Проф. САЗДО ИВАНОВ * Проф. СТОЯН ПЕТРОВ
Доц. НЕНО ИВАНЧЕВ

Ф И З И К А

УЧЕБНИК ЗА ВИСШИТЕ ТЕХНИЧЕСКИ УЧЕБНИ ЗАВЕДЕНИЯ

ИЗДАНИЕ III (V)

ДЪРЖАВНО ИЗДАТЕЛСТВО „ТЕХНИКА“
СОФИЯ * 1965

СЪДЪРЖАНИЕ

УВОД

I. Измерване на физичните величини. Основни и производни единици . . 13

§ 1. Величини и единици 13
§ 2. Основни и производни единици. Измерителни системи . 14
§ 3. Определяне на основните единици . 15
§ 4. Производни единици 17

МЕХАНИКА

II. Уводни бележки 19

§ 5. Предмет на механиката 19
§ 6. Покой и движение. Относителност на покоя и движението . . . 19

III. Кинематика 20

§ 7. Предмет на кинематиката 20
§ 8. Кинематика на материална точка. Скорост . 21
§ 9. Проекции на скоростта върху координатните оси . . . 23
§ 10. Опитно определяне на моментна скорост . 24
§ 11. Ускорение 24
§ 12. Видове движение на материална точка 27
§ 13. Свободно падане 28
§ 14. Едновременно участие на едно тяло в две или повече движения. Независимост на отделните движения. Събиране и разлагане на движения 29

IV. Динамика на точка 30

§ 15. Предмет на динамиката 30
§ 16. Закон на инерцията 30
§ 17. Маса 31
§ 18. Количество на движението. Втори основен закон на динамиката . 32
§ 19. Други форми на втория основен закон . . 33
§ 20. Закон за независимото действие на силите . 34
§ 21. Изразяване на теглото чрез масата и земното ускорение 35
§ 22. Единици за сила и маса. Измерване на силите . . . 35
§ 23. Трети основен закон (Закон за равенството на действието и противодействието) 37
§ 24. Закон за запазването на количеството на движението . . . 39
§ 25. Движение на ракета 41

V. Инерциални и ускорени координатни системи. Принцип на относителността. Инерционни сили 42

§ 26. Инерциални координатни системи 42
§ 27. Ускорени координатни системи. Инерционни сили . . 45

VI. Работа, мощност, енергия . . . 46
§ 28. Работа 46
§ 29. Работа за издигане на тежко тяло. Работа на теглото 48
§ 30. Деформационна работа 50
§ 31. Работа за промяна на скоростта 51
§ 32. Енергия 52
§ 33. Закон за запазване на енергията 54
§ 34. Мощност 55

VII. Кинематика и динамика на абсолютното твърдо тяло . . . 56

§ 35. Абсолютно твърдо тяло 56
§ 36. Видове движения Степени на свобода 57
§ 37. Въртене на твърдо тяло около неподвижна ос. Ъглова скорост и ъглово ускорение 58
§ 38. Зависимост между линейните и ъгловите величини 60
§ 39. Работа на сила при въртене на абсолютно твърдо тяло 61
§ 40. Кинетична енергия на въртящо се тяло. Инерционен момент 63
§ 41. Зависимост между момента на силите, инерционния момент и ъгловото ускорение 65
§ 42. Зависимост между моментите на импулса и на количеството на движение . 66
§ 43. Закон за запазване на количеството на движението 67
§ 44. Центростремителна и центробежна сила 69
§ 45. Главни инерционни оси 70
§ 46. Свободни оси 71
§ 47. Прецесия 72
§ 48. Жироскопен момент 73

VIII. Статика. 74

§ 49. Предмет на статиката 74
§ 50. Равновесие на твърдо тяло 75
§ 51. Условие за равновесие на изолирана система от материални точки или тела 76
§ 52. Степен на устойчивост. Метастабилни състояния 77
§ 53. Влияние на триенето 77

IX. Триене 78

§ 54. Видове триене 78
§ 55. Триене при хлъзгане 79
§ 56. Триене при търкаляне 82
§ 57. Физична същност на триенето 83

X. Всеобщо привличане (Гравитация) 84

§ 58. Закон на Нютон за всеобщото привличане 84
§ 59. Определяне на гравитационната константа 85
§ 60. Маса и плътност на земята 86
§ 61. Гравитационно поле 87
§ 62. Гравитационно поле на земята (поле на тежестта) 89
§ 63. Гравитационен потенциал 90
§ 64. Потенциал на земното гравитационно поле 93

XI. Механика на течности и газове 95

§ 65. Свойства на течностите 95
§ 66. Натиск и налягане 95
§ 67. Форма на свободната повърхност 96
§ 68. Свиваемост на течностите, коефициент на свиваемост 97
§ 69. Разпределение на налягането в течност, която се намира в покой . . 98
§ 70. Предаване на налягането. Хидравлични преси 100
§ 71. Изменение на налягането с дълбочината 101

§ 72. Равновесие на течности Скачени съдове . . . 102
§ 73. Подемна сила. Закон на Архимед 103

XII. Механика на газове в покой . . 105

§ 74. Свойства на газовете 105
§ 75. Зависимост между обема и налягането на газа. Закон на Бойл и Мариот 106
§ 76. Плътност на газовете 108
§ 77. Атмосфера — височина и състав 109
§ 78. Атмосферно налягане 109
§ 79. Зависимост между височината и налягането . . 110
§ 80. Барометри 112
§ 81. Метален барометър. Барограф 113
§ 82. Манометри 114
§ 83. Вакуумни помпи 115

XIII. Хидродинамика и аеродинамика 116

§ 84. Предмет на динамиката на флуидите 116
§ 85. Наблюдаване на движението. Токови линии и токови тръби. Видове течения 116
§ 86. Действуващи сили 118
§ 87. Зависимост между скоростта и налягането. Теорема на Бернули . 119
§ 88. Скорост на изтичането. Закон на Торичели 123
§ 89. Закон за запазване на количеството на движението при флуидите . 123
§ 90. Запазване на момента на количеството на движение при флуидите . 124
§ 91. Вискозитет във флуидите 125
§ 92. Протичане на вискозен флуид през гладка цилиндрична тръба . . 127
§ 93. Вискозно съпротивление 130
§ 94. Разделни повърхнини. Вихри . . 131
§ 95. Обтичане на тяло от реални флуиди. Вихрово съпротивление 133

ТЕРМОДИНАМИКА И МОЛЕКУЛНА ФИЗИКА

XIV. Температура 136

§ 96. Определение 136
§ 97. Температурно равновесие. Температурна разлика 136
§ 98. Термометри с течност 139
§ 99. Топлинно разширение на идеален газ 139
§ 100. Уравнение на Клайперон 140

XV. Термодинамика 142

§ 101. Предмет и метод на термодинамиката 142
§ 102. Термодинамично тяло. Термодинамични параметри . . 142
§ 103. Графично представяне на състоянието. Термодинамичен процес . 143
§ 104. Работа при термодинамичните процеси 144
§ 105. Еквивалентност на работата и топлината. Вътрешна енергия 146
§ 106. Първи основен закон на термодинамиката . . . 148
§ 107. Специфични топлини 150
§ 108. Изохорен процес. Специфична топлина при постоянен обем . 151
§ 109. Изобарен процес. Специфична топлина при постоянно налягане 152
§ 110. Изотермични процеси 153
§ 111. Адиабатни процеси 154
§ 112. Обратими и необратими процеси 156
§ 113. Втори основен закон на термодинамиката. Цикъл на Карно . . 158
§ 114. Приведена топлина. Ентропия 161
§ 115. Нарастване на ентропията при необратимите процеси 164
§ 116. Свободна и свързана енергия 167

XVI. Молекулно-кинетична теория на веществото 168

§ 117. Молекулен строеж на веществото . . . 168
§ 118. Характер на топлинното движение на молекулите. Брауново движение 169
§ 119. Основно уравнение на кинетичната теория на идеалния газ . 171
§ 120. Изразяване на налягането чрез броя на частиците в единица обем 174
§ 121. Средна квадратична скорост. Опит на О. Щерн . . . 176
§ 122. Разпределение на скоростите. Закон на Дж. К. Максвел . . 178
§ 123. Среден свободен път и среден брой на ударите . . . 179
§ 124. Разпределение на кинетичната енергия по степен на свобода. Специфична топлина на газовете 181

XVII. Реални газове 184

§ 125. Междумолекулни сили 184
§ 126. Уравнение на Ван дер Ваалс 190
§ 127. Вътрешна енергия на реалните газове. Ефект на Джаул и Томсон . . . 192

XVIII. Молекулен строеж на течности 194

§ 128. Време на релаксация 194
§ 129. Междумолекулни сили. Повърхностно налягане. Повърхностно напрежение 195
§ 130. Равновесни форми на течността. Свойства на повърхностния пласт . 198
§ 131. Повърхностно налягане. Формула на Лаплас 200
§ 132. Равновесие на капка върху повърхността на течност . . . 201
§ 133. Равновесие на капка върху повърхността на твърдо тяло . . 202
§ 134. Капилярни явления 203
§ 135. Преместване на стълбче течност в капилярна тръба . . 205
§ 136. Влияние на температурната разлика 206
§ 137. Движение на отделни стълбчета течност през капилярни тръби . . . 206
§ 138. Образуване на капки 207
§ 139. Повърхностно активни вещества . . . 207
§ 140. Разпределение на повърхностно активните вещества. Адсорбция . . 208

XIX. Молекулен строеж на телата в твърдо състояние . . . 210

§ 141. Кристални и аморфни тела 210
§ 142. Идеални и реални кристали. Дефекти на кристалната решетка . 214
§ 143 Монокристали и поликристали 215
§ 144. Аморфни тела 215
§ 145. Анизотропия на кристалите 216
§ 146. Специфична топлина на твърди вещества 217
§ 147. Термично разширение на твърди тела 219

XX. Явления на пренасяне 222

§ 148. Дифузия 222
§ 149. Дифузия в течности 225
§ 150. Дифузия в твърди тела 225
§ 151. Механизъм на дифузията в кристалите 226
§ 152. Дифузия на газове през порести прегради 227
§ 153. Дифузия през полупроницаеми прегради. Осмотично налягане . . 228
§ 154. Вътрешно триене 230
§ 155. Пренасяне на топлина. Топлопроводност . . 232
§ 156. Дифузионни помпи 234

XXI. Преминаване на веществата от едно агрегатно състояние в друго 235

§ 157. Агрегатни състояния 235
§ 158. Топене и кристализация . 235
§ 159. Преохлаждане. Кристализационни ядра . . 238
§ 160. Кристализация на разтвори . . . 239
§ 161. Изпарение във вакуум. Свойства на парите 242
§ 162. Свойства на насищащите пари 243

§ 163. Изпарение във въздуха 244
§ 164. Зависимост между парното налягане и кривината на изпаряващата повърхност 245
§ 165. Влияние на разтворените вещества. Закон на Раул . 248
§ 166. Кипене. Температура на кипенето 249
§ 167. Топлина на изпарение. Изотерми на втечняване. Критични температури 251

ТРЕПТЕНИЯ И ВЪЛНИ

XXII. Периодични движения 254

§ 168. Характеристика на периодично движение 254
§ 169. Хармонично или синусно трептене 255
§ 170. Събиране на две синусни трептения с еднакви направления . 258
§ 171. Събиране на две синусни трептения с перпендикулярни направления . 261
§ 172. Затихващи трептения 263
§ 173. Принудени трептения. Резонанс 264
§ 174. Махало 266
§ 175. Физическо махало 269
§ 176. Торзионно махало 272

XXIII. Вълни 273

§ 177. Линейни вълни 273
§ 178. Скорост на разпространение на вълните . . . 277
§ 179. Уравнение на линейна вълна 278
§ 180. Кръгови вълни 280
§ 181. Сферични вълни 281
§ 182. Принцип на Хюйгенс 281
§ 183. Интерференция на линейни вълни 282
§ 184. Стоящи вълни 284
§ 185. Отражение и пречупване на плоски вълни . . . 287
§ 186. Дифракция на вълнообразните движения . . . 289
§ 187. Явление на Доплер 290

XXIV. Звук 292

§ 188. Условие за получаване на звук 292
§ 189. Качества на звука 294
§ 190. Сирени 296
§ 191. Скорост на звука 297
§ 192. Звуков резонанс 298
§ 193. Звукови биения 300
§ 194. Интерференция и дифракция на звука 301
§ 195. Отражение и поглъщане на звука 302
§ 196. Реверберация (послезвучие) 304
§ 197. Ултразвук. Ултразвукова дефектоскопия 305

ЕЛЕКТРИЧЕСТВО

XXV. Електростатика 309

§ 198. Основни електростатични явления 310
§ 199. Електроскоп 310
§ 200. Обяснения на електростатичните явления 311
§ 201. Закон на Кулон 312
§ 202. Електростатично поле. Интензивност 314
§ 203. Електрически силови линии 315
§ 204. Повърхностна плътност на електричеството . . . 318
§ 205. Проводник в електрично поле. Електростатична индукция . . 320
§ 206. Изолатор в електростатично поле 322

§ 207. Работа на сила от електростатично поле. Потенциал . 324
§ 208. Еквипотенциални повърхнини. Напрежение . 326
§ 209. Електрически капацитет 330
§ 210. Кондензатори 332
§ 211. Видове кондензатори 337
§ 212. Свързване на кондензатори в батерия 340

XXVI. Постоянен електрически ток 342
§ 213. Условия за получаване ка електрически ток . . 342
§ 214. Сила на тока 343
§ 215. Закон на Ом 345
§ 216. Изменение на специфичното електрическо съпротивление от външни фактори 348
§ 217. Закон на Кирхоф 351
§ 218. Някои приложения на законите на Кирхоф. Паралелно и последователно свързване на проводници 352
§ 219. Видове съпротивления 357
§ 220. Работа и мощност на електрическия ток . 360
§ 221. Приложение на топлинното действие на тока 362

XXVII. Електрически ток в метали и полупроводници . . 365
§ 222. Опитно потвърждаване на електронната проводимост на металите 365
§ 223. Законът на Ом от гледище на електронната теория . . . 368
§ 224. Законът на Джаул — Ленц от гледище на електронната теория 371
§ 225. Връзка между топлопроводимост и електропроводимост . . . 373
§ 226. Свръхпроводимост 375
§ 227. Полупроводници 377
§ 228. Контактна потенциална разлика 385
§ 229. Термоелектрически явления 390

XXVIII. Електрически ток в електролити 393
§ 230. Електролиза 393
§ 231. Закони на Фарадей 397
§ 232. Електрически елементи 400
§ 233. Акумулатори 404

XXIX. Електрически ток в газове 407
§ 234. Електрически ток в неразредени газове 407
§ 235. Видове самостоятелни електрически изпразвания . . 411
§ 236. Електрически ток в разредени газове 416
§ 237. Катодни лъчи 418
§ 238. Метод на Миликан за определяне товара на електрона . 422
§ 239. Анодни лъчи 423

XXX. Магнитно поле на електрическия ток 424
§ 240. Характеристика на магнитното поле 424
§ 241. Закон на Био — Савар — Лаплас 429
§ 242. Единици за измерване силата на магнитното поле. Абсолютна електромагнитна система 431
§ 243. Сили, действуващи на ток в магнитното поле 434
§ 244. Магнетици 439
§ 245. Амперова хипотеза за магнетизма. Магнитни свойства на веществото . 443
§ 246. Феромагнетизъм 446
§ 247. Постоянни магнити 450
§ 248. Електромагнит 453
§ 249. Измервателни уреди 456

XXXI. Електромагнитна индукция 461
§ 250. Основни опити 461
§ 251. Големина на индуктираната електродвижеща сила 465
§ 252. Взаимна индукция 467

§ 253. Самоиндукция . . . 469
§ 254. Токове на Фуко . . . 474
§ 255. Променлив ток . . . 477
§ 256. Ефективна стойност на променливия ток . . . 486
§ 257. Мощност на променливия ток . . . 488
§ 258. Електрически машини . . . 490
§ 259. Трифазен ток . . . 493
§ 260. Електродвигатели . . . 496
§ 261. Трансформатори . . . 500

XXXII. Електромагнитни трептения и вълни . . . 504

§ 262. Трептеливо изпразване на кондензатор . . . 504
§ 263. Електромагнитно поле и вълни . . . 508
§ 264. Термоелектронно излъчване . . . 510
§ 265. Двуелектродна лампа . . . 510
§ 266. Триелектродна лампа . . . 513
§ 267. Демонстриране свойства на електромагнитни вълни със затворен и отворен трептящ кръг . . . 519
§ 268. Лехарова система . . . 522
§ 269. Радиосъобщения . . . 525
§ 270. Телевизия . . . 529
§ 271. Радар . . . 533

ОПТИКА

XXXIII. Естество и скорост на светлината . . . 536

§ 272. Увод . . . 536
§ 273. Корпускулярна теория на Нютон . . . 537
§ 274. Вълнова теория на Хюйгенс . . . 537
§ 275. Електромагнитна теория на Максвел и съвременно схващане . . . 538
§ 276. Астрономични методи за измерване скоростта на светлината . . . 539
§ 277. Земни методи за определяне на скоростта на светлината . . . 541

XXXIV. Геометрична оптика . . . 544

§ 278. Основни понятия . . . 544
§ 279. Отражение и пречупване на светлината . . . 545
§ 280. Пълно вътрешно отражение . . . 547
§ 281. Видове отражения . . . 549
§ 282. Плоско огледало . . . 549
§ 283. Плоскопаралелни пластинки . . . 551
§ 284. Призми . . . 553
§ 285. Преминаване на светлинен лъч през призма . . . 553
§ 286. Сферична пречупваща повърхнина . . . 555
§ 287. Увеличения. Основни точки и равнини . . . 558
§ 288. Системи от две центрирани сферични пречупващи повърхнини . . . 561
§ 289. Лещи . . . 564
§ 290. Тънки лещи . . . 565
§ 291. Оптична система, съставена от две центрирани сферични лещи . . . 566
§ 292. Цилиндрични лещи . . . 567
§ 293. Пречупвателна сила . . . 568
§ 294. Недостатъци на оптичните системи . . . 569
§ 295. Сферична аберация . . . 569
§ 296. Кома. Синусово условие . . . 571
§ 297. Астигматизъм . . . 572
§ 298. Изкривяване на полето. Дисторсия . . . 574
§ 299. Хроматична аберация . . . 575

§ 300. Разредителна способност . . . 578
§ 301. Оптични апарати . . . 581

XXXV. Физична оптика. Интерференция и дифракция . . 586

§ 302. Интерференция на светлината . . . 586
§ 303. Оптичен път 589
§ 304. Огледала и бипризма на Френел . . 589
§ 305. Интерференция при тънки пластинки . . 590
§ 306. Ивица на еднаква дебелина . . 593
§ 307. Нютонови пръстени . . 594
§ 308. Ивици на еднакъв наклон . . 595
§ 309. Интерферометри 596
§ 310. Дифракция на светлината 600
§ 311. Дифракция при успореден сноп светлина и дифракция от тесен процеп 604
§ 312. Дифракционна решетка 606

XXXVI. Поляризация 609

§ 313. Поляризация на светлината . . 609
§ 314. Двойно пречупване 613
§ 315. Николева призма . . 616
§ 316. Интерференция на поляризирани лъчи . . . 617
§ 317. Кристална пластинка в сходящи поляризирани лъчи 619
§ 318. Използуване явлението двойно пречупване . 622
§ 319. Завъртане равнината на поляризацията . . . 624

XXXVII. Фотометрия 628

§ 320. Светлинни величини . 628
§ 321. Фотометрични единици . . . 631
§ 322. Принцип на субективните фотометрични методи . . 632

XXXVIII. Дисперсия 634

§ 323. Дисперсия на светлината . 634
§ 324. Нормална и анормална дисперсия . . 637
§ 325. Поглъщане на светлината . . . 638

XXXIX. Излъчване и поглъщане на светлината . . . 640

§ 326. Топлинно излъчване 640
§ 327. Закони на Кирхоф и на Стефан—Болцман 642
§ 328. Закони на Вин и на Планк . . 642
§ 329. Светлинни източници . 644
§ 330. Квантово естество на светлината . . 648
§ 331. Фотони 652
§ 332. Вътрешен фотоефект (фотопроводимост) . . 656
§ 333. Разсейване на рентгеновите лъчи. Комптонов ефект . . 657
§ 334. Фотохимия . . 659

АТОМНА ФИЗИКА

XL. Въведение в атомната физика . . . 661

§ 335. Ядрен модел на атома 661
§ 336. Спектър на водородния атом . . 667
§ 337. Теория на Бор за водородния атом . . 671
§ 338. Откриване на тежкия водород 675

§ 339. Магнетон на Бор 676
§ 340. Квантови числа 678
§ 341. Периодична система на елементите 680

XLI. Рентгенови лъчи 684

§ 342. Получаване и свойства 684
§ 343. Доза на рентгеново лъчение 686
§ 344. Поглъщане на рентгеновите лъчи . . 687
§ 345. Дифракция на рентгеновите лъчи . 689
§ 346. Получаване на рентгенови спектри 690
§ 347. Рентгенови спектри . . . 694
§ 348. Рентгенов анализ 698

XLII. Изотопи 700

§ 349. Масова спектроскопия 700
§ 350. Разделяне на изотопите 706

XLIII. Естествена радиоактивност 707

§ 351. Откриване 707
§ 352. Радиоактивни излъчвания 709
§ 353. Алфа-лъчи 710
§ 354. Механизъм на алфа-излъчването . . 713
§ 355. Бета-лъчи 714
§ 356. К-улавяне 718
§ 357. Поглъщане на бета-частиците 718
§ 358. Гама-лъчи 720
§ 359. Гама-спектри 723
§ 360. Закон на радиоактивното разпадане . . 724
§ 361. Единици за измерване на радиоактивността . . 726
§ 362. Радиоактивни семейства 727

XLIV. Регистриране на натоварени частици 731

§ 363. Методи за регистриране на натоварени частици . . 731
§ 364. Йонизационни камери 732
§ 365. Пропорционални броячи. Коефициент на газовото усилване 735
§ 366. Гайгер—Мюлеров брояч . . . 736
§ 367. Луминесцентни броячи 738
§ 368. Броячи на Черенков 739
§ 369. Уйлсонова камера 740
§ 370. Дифузионна камера 744
§ 371. Мехурчеста камера 745
§ 372. Метод на ядрените фотоемулсии 745

XLV. Ускоряване на натоварени частици 749

§ 373. Методи за ускоряване на натоварени частици . . . 749
§ 374. Успокоители с високо напрежение 750
§ 375. Стъпален ускорител с високо напрежение . . 751
§ 376. Каскаден ускорител на Кокрофт и Уйлтон . 751
§ 377. Резонансен ускорител 752
§ 378. Циклотрон 753
§ 379. Автофазировка 755
§ 380. Синхроциклотрон или фазотрон 757
§ 381. Синхрофазотрон 758
§ 382. Бетатрон и синхротрон 760

XLVI. Атомно тегло 762

§ 383. Основни положения 762
§ 384. Масов дефект 763

§ 385. Ядрени реакции . . . 766
§ 386. Теория на ядрените реакции . . 768
§ 387. Видове ядрени реакции . . 771
§ 388. Неутрони 774
§ 389. Деление на ядрата 775
§ 390. Верижна реакция . 779
§ 391. Коефициент на размножение . 780
§ 392. Мигновени неутрони . 782
§ 393. Ядрен реактор 783
§ 394. Термоядрена реакция . 784

XLVII. Елементарни частици 787

§ 395. Космични лъчи . 787
§ 396. Елементарни частици 790
§ 397. Вълнови свойства на частиците 792
§ 398. Уравнение на Шрьодингер 795
§ 399. Принцип на неопределеността 796
Използувана литература 797
Предметен указател 798

УВОД

1. ИЗМЕРВАНЕ НА ФИЗИЧНИТЕ ВЕЛИЧИНИ. ОСНОВНИ И ПРОИЗВОДНИ ЕДИНИЦИ

§ 1. Величини и единици

При всяко явление, например нагряване на някое тяло, се променят едновременно редица физични величини: температура, дължина, повърхнина, обем, плътност, електрично съпротивление и др. За да се проследи ходът на явлението, трябва тези величини да се измерват — да се определят стойностите, които приемат те в различни моменти. Колкото по-точно се измерват, толкова по-добре се познават явлението и онези закономерности, на които е подчинено то. Всяко усъвършенствуване на измерителните методи и апарати води до разширяване на нашите познания за природата, до откриване на нови явления и закони. Поради това въпросът за измерването на физичните величини има грамадно значение за развитието на природните науки и техниката и образува важен раздел във физиката — *измерителна физика* или *метрология*. На него е посветена обширна литература и са създадени специални метрологични институти, чиято задача е да извършват особено точни контролни измервания и да развиват измерителната техника. Такива са *Международното бюро за мерки и теглилки* в Севър край Париж, *Всесъюзният научно-изследователски институт по метрология „Менделеев" в СССР* (ВНИИМ) и др. Тук ще бъдат дадени само най-важните сведения от областта на измерителната физика, които ще се попълват постепенно нататък.

Броят на физичните величини е твърде голям и с развитието на науката той постоянно нараства. Една физична величина, например масата на някое тяло, може да се сравнява само с величини от същия вид, т. е. с маси на други тела. Понятията по-голямо, по-малко или равно са неприложими към разнородни величини и между тях никога не може да бъде поставен знакът за „равенство".

Всяко измерване е пряко или косвено сравнение на измерваната величина с друга величина от същия вид. Така например при измерването на дължината на греди се търси колко пъти се съдържа в нея дължината на друго тяло — метъра, приета за единица.

Ако се означи с A измерваната величина и с a величината от същия вид, приета за единица, отношението

$$\frac{A}{a} = n \tag{1}$$

дава *мерното число* на A. От (1) следва

$$A = n\,a, \tag{2}$$

т. е. ***измерваната величина е произведение от мерното число и измерителната единица.*** Затова трябва да се държи сметка както при записването на резултатите от измерването, така и при всички действия с физични величини.

Примери: Лицето на правоъгълник с дължина 5 *м* и широчина 4 *м* е $S = 5\ м \times 4\ м = 5{,}4\ м \cdot м = 20\ м^2$; сила 10 *кГ* извършва на разстояние 20 *м* работа $A = 10\ кГ \cdot 20\ м = 200\ кГм$ — *умножават се не само мерните числа, но и измервателните единици.*

§ 2. Основни и производни единици. Измерителни системи

Между физичните величини съществуват редица зависимости, които се изразяват с различните закони. Така например вторият основен закон на динамиката изразява зависимостта между величините сила, маса и ускорение $(F = m \cdot a)$; законът на Ом — зависимостта между силата на тока, напрежението и съпротивлението $\left(I = \frac{U}{R}\right)$; плътността се определя като отношение на масата към обема на тялото $\left(\rho = \frac{m}{V}\right)$; скоростта — като отношение на пътя към времето $\left(v = \frac{s}{t}\right)$ и т. н. *Това дава възможност да се изберат произволно, т. е. по наше усмотрение, само няколко единици, а всички останали да се получат от тях, като се използуват съществуващите зависимости.* Произволно избраните единици се наричат *основни*, получените от тях — *производни. Съвкупността от основните и производните единици образува измерителна система.*

Броят на основните единици не е определен от естеството на самите величини и би могъл да бъде както по-голям, така и по-малък. По силата на установени традиции и на съображения за удобство в механиката се използуват засега три основни единици. Две от тях са единици за дължина и за време, а третата — или единица за маса, или единица за сила. В зависимост от вида и големината на избраните основни единици се получават различни измерителни системи. Онези от тях, в които третата основна единица е единицата за маса, се наричат *абсолютни* или *динамични*, а другите — *статични.*

От съществуващите измерителни системи тук ще се разгледат две:

1. Системата *сантиметър—грам—секунда* (*CGS*), наречена още *физическа измерителна система,* с основни единици: за *дъл-*

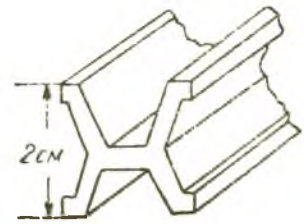
жина — сантиметър *(см)*, за *маса* — грам *(г)*, за *време* — секунда *(сек)*.

2. Системата *метър—килограм—секунда—ампер (MKSA)* или *практическа измерителна система* с основни единици: за *дължина* — метър *(м)*, за *маса* — килограм-маса *(кг)*, за *време* — секунда *(сек)*, за *сила на тока* — ампер *(а)*.

§ 3. Определяне на основните единици

За единица дължина под името метър е приет разстоянието при 0°С между две напречни чертички, нанесени върху платино-иридиева линия, която се пази в Международното бюро за мерки и теглилки в Париж — международен еталон или образец на метъра. Съставът и формата на линията (фиг. 1) са подбрани така, че да се избягнат колкото е възможно по-пълно промените на дължината ѝ вследствие на стареене, корозия и огъване.

Съобразно първоначалното определение (1799 г.) *метърът трябвало да представлява една десетмилионна част от четвъртината на парижкия меридиан*. По-нови измервания показаха обаче, че дължината му е с 0,082 *мм* по-малка от желаната.



Фиг. 1. Форма на международния еталон на метъра

Тъй като в случай на повреда на международния еталон метърът не може да се възстанови посредством градусни измервания достатъчно точно, Седмата генерална конференция по мерките и теглилките през 1927 г. постанови неговата дължина да бъде свързана с дължината на вълната на червената кадмиева линия. Въз основа на редица точни измервания беше прието съотношението 1 $м = 1\,553\,164{,}13$ светлинни вълни при 15° С в сух въздух с 0,03 % въглеродвуокис. С това бе въведена фактически нова единица за дължина — дължината на светлинната вълна на червената кадмиева линия.

Свързването на метъра с дължината на светлинна вълна е напълно естествено, тъй като при всички точни измервания на дължини се използуват обикновено интерференчни методи, при които измерваната дължина се изразява направо в светлинни вълни.

За единица маса под името килограм е приета масата на един платино-иридиев цилиндър, който се пази в Международното бюро в Париж (международен еталон на килограма). Теглото на този еталон при ускорение $g = 980{,}655$ *см сек*$^{-2}$ се приема за единица тегло или сила и се нарича килограм сила (*кГ*). За да се избегне смесването поради еднаквите наименования на единиците за маса и за тегло, за последната са предложени и в някои страни приети названията килопонд или килограв.

Според първоначалното определение масата на международния килограм трябвало да бъде равна на масата на един кубичен дециметър

дестилирана вода при нормално налягане и температура 4° С. Точни измервания, направени по-късно, показаха обаче, че тя е с 0,028 *г* по-голяма.*

Копия от международните еталони на метъра и килограма, сверени с оригиналите с точност до 0,1 микрометъра**, съответно до 0,002 милиграма, са предадени на страните, които членуват в Международното бюро за мерки и теглилки, и служат като държавни еталони.

Единицата за време във всички измерителни системи е секундата, равна на $\frac{1}{24 . 60 . 60} = \frac{1}{86\,400}$ част от средното слънчево денонощие.

Освен изброените единици в практиката се използуват често и техните многократници и подразделения:

километър (*км*)	$= 10^3$ *м*	тон (*т*)	$= 10^3$ *кг*
сантиметър (*см*)	$= 10^{-2}$ *м*	центнер (*цт*)	$= 10^2$ *кг*
милиметър (*мм*)	$= 10^{-1}$ *см*	грам (*г*)	$= 10^{-3}$ *кг*
микрон (*мк*)	$= 10^{-4}$ *см*	дециграм (*дг*)	$= 10^{-1}$ *г*
нанометър (*нм*)	$= 10^{-7}$ *см*	сантиграм (*сг*)	$= 10^{-2}$ *г*
ангстрьом (Å)	$= 10^{-8}$ *см*	милиграм (*мг*)	$= 10^{-3}$ *г*
Х единица (X)	$= 10^{-11}$ *см*	микрограм (*мкг*)	$= 10^{-6}$ *г*
час (*ч*)	$= 3600$ *сек*		
минута (*мин*)	$= 60$ *сек*		
милисекунда (*мсек*)	$= 10^{-3}$ *сек*		
микросекунда (*мксек*)	$= 10^{-6}$ *сек*		

Определението на четвъртата единица от втората система — ампера — ще бъде дадено в учението за електричеството.

За образуване имената на многократниците или подразделенията се използуват следните представки:

тера (*т*)	$\times 10^{12}$	(1 тераом (*том*)	$= 10^{12}$ *ом*)
гига (*г*)	$\times 10^9$	(1 гигаом (*гом*)	$= 10^9$ *ом*)
мега (*мг*)	$\times 10^6$	(1 мегават (*мгвт*)	$= 10^6$ *вт*)
кило (*к*)	$\times 10^3$	(1 километър (*км*)	$= 10^3$ *м*)
мили (*м*)	$\times 10^{-3}$	(1 милиампер (*ма*)	$= 10^{-3}$ *а*)
микро (*мк*)	$= 10^{-6}$	(1 микрометър (*мкм*)	$= 10^{-6}$ *м*)
нано (*н*)	$\times 10^{-9}$	(1 наноампер (*на*)	$= 10^{-9}$ *а*)
пико (*п*)	$\times 10^{-12}$	(1 пикофарад (*пф*)	$= 10^{-12}$ *ф*)

* При посочените условия един кг вода заема 1000,028 $см^3$. Този обем се използува като единица за вместимост под името литър (*л*). Хилядната част от литъра — милилитър (*мл*), е практически равна на 1 $см^3$.

** 1 микрометър (*мкм*) $= 10^{-6}$ *м* $= 10^{-3}$ *мм*. Старото название на единицата микрометър бе микрон (мк, μ).

§ 4. Производни единици

Получаването на производните единици ще бъде илюстрирано с няколко добре познати примера:

1. Единици за скорост. При равномерното движение $v=\frac{s}{t}$. Като физична величина скоростта е отношение на основните величини дължина и време или има *измерение (димензия)* дължина върху време. Символично това се изразява по следния начин:

$$[v]=\left[\frac{L}{T}\right]=[L\,T^{-1}]. \qquad (1)$$

Тук v, L и T са символи на величините скорост, дължина и време. Средните скоби показват, че равенството се отнася за измеренията, а не за числените стойности на трите величини.

От определението на скоростта, а също и от нейното измерение (1) следва, че единиците за скорост в двете измерителни системи ще се получават от съответните единици за дължина и за време и ще бъдат: във физическата измерителна система *см сек*$^{-1}$, а в практическата — *м сек*$^{-1}$

Измерението показва, че ако се увеличи единицата за дължина например 100 пъти, единицата за скорост ще се увеличи също 100 пъти, но ако се увеличи единицата за време 60 пъти, единицата за скорост ще се намали 60 пъти. Наистина скорост 1 *м сек*$^{-1}$ е 100 пъти по-голяма, а скорост 1 *см мин*$^{-1}$ е 60 пъти по-малка от скорост 1 *см сек*$^{-1}$.

2. Единици за ускорение. При равноускорителното движение без начална скорост $s=\frac{1}{2}at^2$, $a=\frac{2s}{t^2}$. Като физична величина ускорението a е отношение на основните величини дължина и време на квадрат или има измерение

$$[a]=\left[\frac{L}{T^2}\right]=[LT^{-2}].* \qquad (2)$$

От (2) следва, че единиците за ускорение ще се получават от съответните единици за дължина и за време и ще бъдат: във физическата измерителна система *см сек*$^{-2}$, а в практическата — *м сек*$^{-2}$. Втората степен в знаменателя показва, че ако единицата за време се увеличи 60 пъти, единицата за ускорение ще се намали $60^2=3600$ пъти.

3. Единици за сила. Съгласно втория основен закон на динамиката $F=m\,a$. В абсолютните измерителни системи масата е основна величина (измерение M), ускорението има измерение LT^{-2}. Следователно измерението на силата в тези системи е

$$[F]=[MLT^{-2}]. \qquad (3)$$

* Същото измерение се получава и от зависимостта $a=\frac{v}{t}$.

От (3) следва, че единиците за сила във физическата и практичесакта измерителна система ще се получават от единиците за дължина, маса и време.

Ако $m = 1$ *г* и $a = 1$ *см сек*$^{-2}$, то $F = 1$ *г см сек*$^{-2}$, или 1 дина (*дн*). Ако $m = 1$ *кг* и $a = 1$ *м сек*$^{-2}$, то $F = 1$ *кг м сек*$^{-2}$, или 1 нютон (*н*). От (3) следва, че 1 *н* $= 10^5$ *дн*.

От разгледаните примери се вижда, че в абсолютните измерителни системи измерението на една каква да е величина X може да се представи във вида

$$[X] = L^p M^q T^r, \tag{4}$$

където p, q и r са цели или дробни, положителни или отрицателни числа. Ако някой от показателите е нула, X не зависи от съответната величина. Ако всички показатели са нули, X е *величина без измерение* — числената ѝ стойност не зависи от избора на единиците. Пример — относителното тегло.

Тъй като знакът равно може да се постави само между еднородни величини, *двете страни на всяко равенство трябва да имат еднакви измерения (да бъдат хомогенни)*. Ако се окаже, че това изискване не е изпълнено, равенството е невъзможно. Друго важно условие, което не бива да бъде забравяно, е следното: *всички величини трябва да бъдат изразени в единици от една и съща измерителна система.*

МЕХАНИКА

II. УВОДНИ БЕЛЕЖКИ

§ 5. Предмет на механиката

В механиката се изучават най-простите форми на движение на материята — изменението на взаимното разположение или формата на телата. В зависимост от характера на въпросите, които се разглеждат, механиката се дели на *кинематика, динамика* и *статика*; в зависимост от вида на телата, движението на които изучава — *механика на материална точка, механика на твърдо тяло* и *механика на флуиди* (течности и газове).

§ 6. Покой и движение. Относителност на покоя и на движението

Нека се предположи, че един наблюдател се намира на кораб, който плава по спокойна река. Някои от телата около него не изменят положението си спрямо кораба. За тях се казва, че са в покой. Този *покой* е *относителен*, покой относно кораба, тъй като същите тела се движат спрямо водата и Земята. Тук възниква естествено въпросът: има ли и друг, *истински или абсолютен покой?* През различните етапи на развитие на науката на тоя въпрос са давани различни отговори. Така например Птоломей е твърдял, че Земята се намира в центъра на Вселената и е неподвижна, а всички небесни тела обикалят около нея. Н. Коперник показва, че това е илюзия — Земята подобно на другите планети обикаля около Слънцето, а освен това се върти и около своята ос. По-късно бе установено, че Слънцето и милиардите други звезди, пръснати из безграничното световно пространство, се намират също в непрекъснато движение едни спрямо други. Идеята за абсолютен покой намери последен израз в електронната теория на Х. А. Лоренц *Етерът*, който според нея запълва цялата Вселена и е носител на светлинните и електричните явления, е неподвижен. Редица точни опити, направени с цел да открият движението на Земята спрямо етера, дадоха обаче отрицателен резултат и доведоха до отхвърляне на самата хипотеза за съществуване на етера. *В природата няма следователно нито едно тяло, за което може да се твърди, че е в покой. Абсолютен покой не съществува,*

покоят, който се наблюдава, е винаги относителен, покой на едно тяло спрямо друго.

Примерът с кораба нека се разгледа отново. От височина 1,25 *м* край отвесния ръб на някой стълб наблюдателят върху кораба пуска тежко топче и вижда, че то пада отвесно надолу (движи се покрай ръба на стълба) и достига до палубата след 0,5 *сек.* За него движението е праволинейно и равноускорително (свободно падане). Какво ще видят обаче други наблюдатели от брега, които отнасят движението на топчето към Земята? През времето, докато топчето пада, корабът се движи, и ако скоростта му е 36 *км час*$^{-1}$ = 10 *м сек*$^{-1}$, той изминава път 5 *м*. Същият път в хоризонтална посока изминава и топчето. Следователно спрямо Земята то не пада отвесно надолу, а по крива линия (парабола).

Двете *движения* — праволинейно равноускорителното спрямо кораба и криволинейното спрямо Земята, са *относителни*, тъй като и корабът, и Земята се движат. Абсолютно движение на топчето би било движението му спрямо тяло, което се намира в абсолютен покой. Такова тяло не съществува, следователно в този смисъл *не съществува и абсолютно движение. Всички движения са относителни — движения на едни тела спрямо други, които само условно могат да се разглеждат като неподвижни.*

От разгледания пример се вижда, че спрямо различни координатни системи, в случая едната свързана с кораба, а другата — със Земята, движението на едно и също тяло е различно и че няма смисъл да се говори за движение, без да се посочи координатната система или тялото, спрямо която се отнася. Изборът на координатната система се прави само въз основа на съображения за удобство. *Абсолютни координатни системи*, определени от самата природа, не съществуват. Така например, когато се изучава движението на корабните машини, е целесъобразно да се разглежда корабът като неподвижен и да се свърже координатната система с него.

Тук ще бъдат използувани обикновено координатни системи, неизменно свързани със Земята. Такива системи образуват паралелът, меридианът и отвесът в коя да е точка от земната повърхност, подът и две стени на стаята и т. н.

III. КИНЕМАТИКА

§ 7. Предмет на кинематиката

Разделът от физиката, в който се изучават движенията на телата, без да се държи сметка за взаимодействията, които ги пораждат и видоизменят, се нарича кинематика.

Основните понятия, с които борави кинематиката — *скорост и ускорение*, са въведени от Г. Галилей (1638 г.). По-нататъшното й развитие се дължи на трудовете на Хр. Хюйгенс, И. Нютон, Л. Ойлер,

А. Ампер, Н. Е. Жуковски, П. Л. Чебишев и др. Обособяването на кинематиката като отделна част от механиката става през първата половина на XIX век с оглед на изискванията на бързо развиващото се машиностроене.

В зависимост от вида на телата, чието движение се изучава, кинематиката се дели на кинематика на материална точка, кинематика на твърдо тяло и кинематика на флуиди.

§ 8. Кинематика на материална точка. Скорост

Изучаването на движението и на взаимодействието на телата се опростява извънредно много, ако *техните размери са толкова малки, че може да се пренебрегнат. Такива тела се наричат материални точки.*

Когато се преценява дали някое тяло или част от тяло може да се приеме за материална точка или не, се държи сметка единствено за отношението на неговите размери към другите разстояния, които влизат в разглежданата задача. Например, когато се изучават относителните движения на звездите, последните се разглеждат винаги като материални точки, тъй като техните диаметри, въпреки че са милиони километри, са изчезващо малки спрямо междузвездните разстояния и може да се пренебрегнат. Обратно, при изучаване строежа на молекулите атомите, чиито диаметри са от порядък на 10^{-8} *см*, не може да се смятат за материални точки, понеже размерите им са сравними с размерите на самите молекули.

Положението на материалната точка се определя чрез трите ѝ координати x, y, z или чрез радиус-вектора $\mathbf{r}$, който съединява началото на координатната система с точката. Дължината на радиус-вектора се нарича негов *модул* (фиг. 2). Между модула на радиус-вектора и координатите x, y и z съществува зависимостта

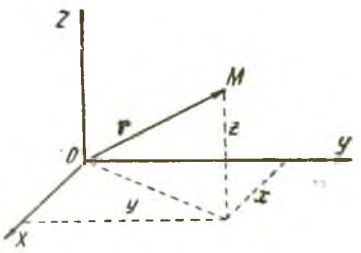
$$|\mathbf{r}| = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}.$$

Ако точката е в покой, координатите ѝ са постоянни величини:

$$x = \text{пост.},\ y = \text{пост.},\ z = \text{пост.},$$

или изразено векторно,

$$\mathbf{r} = \text{пост.},$$



Фиг. 2. Определяне положението на точка M

x, y, z — координати на точката;
r — радиус-вектор

ако се движи — те се изменят по някакъв начин с течение на времето или, казано с други думи, те са *функции на времето:*

$$x = \mathrm{x}(t),\ y = \mathrm{y}(t),\ z = \mathrm{z}(t).$$

Задачата, която се поставя при изучаване на движението, е да се намерят тези функции. Тогава се познава *законът на движението на точката* и може да се определя положението ѝ в кой и да е момент.

При движението точката описва някаква крива MM (фиг. 3). В момента t_1 тя минава през положение M_1, в момента t_2 — през положение M_2 (t_1 и t_2 са показанията на часовника в тези моменти). За време $\Delta t = t_2 - t_1$ точката изминава *пътя* Δs, равен на дъгата M_1M_2, и получава *преместване* $\Delta \mathbf{r} = \mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1$. *Пътят е скаларна величина,* по същество положителна, *преместването е вектор* с посока от M_1 към M_2. Пътят е по-голям от преместването и само в два случая, когато е безкрайно малък или когато движението е праволинейно, се слива с последното. Безкрайно малкият път следователно е идентичен с вектора преместване и е също вектор:

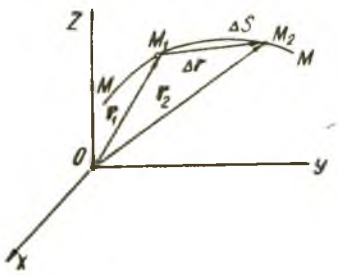
$$d\mathbf{s} = \mathrm{d}\mathbf{r}.$$

С течение на времето пътят Δs непрекъснато расте. За да се прецени как расте, бързо или бавно, намира се стойността на отношението $\frac{\Delta s}{\Delta t}$. При равномерно движение това отношение е постоянно и показва какъв път изминава точката за единица време. В общия случай, при неравномерно движение, то показва само какъв път се пада средно на всяка единица време от интервала Δt и се нарича *средна скорост на точката* за този интервал:

$$v_{\text{ср}} = \frac{\Delta s}{\Delta t}.$$

Така дефинираната средна скорост е положителна скаларна величина и не дава никакви указания за посоката на движението. Последната се определя от отношението

$$\mathbf{v}_{\text{ср}} = \frac{\Delta \mathbf{r}}{\Delta t}.$$



Фиг. 3. Траектория, път и преместване



Фиг. 4. Направление и посока на вектора скорост

Величината $v_{\text{ср}}$ може да бъде нула само ако през целия интервал точката е била в покой. Напротив, $\mathbf{v}_{\text{ср}}$ може да бъде нула и при непрекъснато движение — ако в началото и в края на интервала точката минава през едно и също положение.

Средната скорост зависи от големината на интервала Δt (съответно на пътя Δs) и от това, между кои моменти е избран той. Многобройни добре познати примери за тази зависимост дава движението на влаковете.

Колкото е по-малък интервалът Δt, толкова по-близка е средната скорост до действителните скорости, които е имала движещата се точка в отделните моменти от този интервал. Поради това, за да се намери скоростта в определен момент, например t_1, намалява се постепенно Δt, като се доближава t_2 към t_1. Заедно с Δt намалява и Δs, при което точката M_2 се доближава към M_1, а направлението на преместването M_1M_2 — към направлението на допирателната в M_1 (фиг. 4). Какво става при това с отношението $\frac{\Delta s}{\Delta t}$? В най-общия случай то ту ще намалява, ту ще расте. Ще намалява, когато при доближаването на M_2 към M_1 се изключи някой участък, по който движението става бързо, и ще нараства в обратния случай. С намаляването на Δt тия колебания стават обаче все по-незначителни и най-после изчезват — $\frac{\Delta s}{\Delta t}$ достига определена, постоянна стойност. Тази граница, към която клони отношението $\frac{\Delta s}{\Delta t}$, когато Δt клони към нула, е *скоростта на точката в разглеждания момент:*

$$\mathbf{v} = \lim_{\Delta t \to 0} \frac{\Delta s}{\Delta t} = \frac{d\mathbf{s}}{dt} \tag{1}$$

или понеже

$$d\mathbf{s} = d\mathbf{r},$$

$$\mathbf{v} = \frac{d\mathbf{r}}{dt}. \tag{1'}$$

Моментната скорост е отношението на вектора $\mathbf{dr}$ към скалара dt и е следователно също вектор, чиято директриса съвпада с директрисата на $\mathbf{dr}$ — допирателната към траекторията в съответната точка (фиг. 4).

От (1) следва, че скоростта има измерение дължина върху време

$$[v] = \frac{[L]}{[\,]} = [L\,T^{-1}].$$

Единиците за скорост в двете измерителни системи ще бъдат съответно *см сек*$^{-1}$ и *м сек*$^{-1}$. В практиката се използуват много често и единиците *км сек*$^{-1}$ и *км час*$^{-1}$

Полезно е да се запомнят следните скорости: пешеходец — 1,4 *м сек*$^{-1}$ = 5 *км час*$^{-1}$, влак — 20 *м сек*$^{-1}$ = 72 *км час*$^{-1}$, самолет — 200 *м сек*$^{-1}$ = 720 *км час*$^{-1}$.

§ 9. Проекции на скоростта върху координатните оси

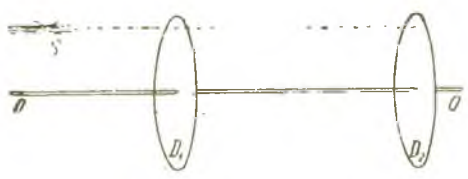
Когато точката се премести върху траекторията на разстояние ds, нейните проекции върху осите X, Y, Z ще се преместят съответно на dx, dy и dz. Проекциите на вектора $\mathbf{v}$ върху трите оси ще бъдат следователно

$$v_x = \frac{dx}{dt}, \quad v_y = \frac{dy}{dt}, \quad v_z = \frac{dz}{dt}. \tag{1}$$

Проекциите на скоростта върху осите са скаларни величини и в зависимост от това, дали съответната координата расте или намалява, имат положителен или отрицателен знак. Трите проекции определят напълно посоката и големината на вектора скорост.

§ 10. Опитно определяне на моментната скорост

Определянето на скоростта в някой момент е свързано обикновено с потребността да се измерват твърде малки интервали от време. За подобни измервания се използуват различни механични, електрични или оптични методи. Една сравнително проста и прегледна опитна постановка, използувана в мигалото за определяне скоростта на куршуми, е показана на фиг. 5. На обща ос OO, която може да се привежда в бързо равномерно въртене с електромотор, са закрепени два кръга от тънък картон. Цевта S на пушката е насочена успоредно на оста. При неподвижни кръгове куршумът пробива две дупки, които лежат на права, успоредна на ротационната ос, докато при въртене дупката върху втория кръг се оказва отместена назад. Ъгълът на отместването $\Delta\varphi$ е равен на ъгъла, на който се е завъртяла системата за времето Δt, за което куршумът изминава разстоянието Δs между двата кръга. Като се измерят $\Delta\varphi$ и броят на оборотите за една секунда, въз основа на тях се определя Δt. Отношението $\frac{\Delta s}{\Delta t}$ дава средната скорост, с която куршумът изминава разстоянието между двата кръга. Опитът може да се повтори при различни, все по-малки разстояния, като се започне например от един метър. Отношението $\frac{\Delta s}{\Delta t}$ остава в границите на точността постоянно. Това показва, че на такива малки разстояния куршумът не променя забележимо своята скорост или че намереното отношение е скоростта в отделен момент.



Фиг. 5. Уредба за определяне скоростта на куршуми

D_1 и D_2 — кръгове от тънък картон, S — цев на пушка, насочена успоредно на оста на въртене

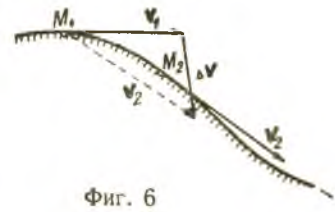
§ 11. Ускорение

Равномерни движения се срещат извънредно рядко. Причините за това са теглото и триенето. Обикновено с течение на времето се изменят както големината, така и посоката на скоростта. Такъв е случаят при спускане на тяло (материална точка) по наклонена повърхност (фиг. 6).

В момента t_1 скоростта на точката е $\mathbf{v}_1$ допирателна към траекторията в M_1, в момента t_2 — $\mathbf{v}_2$. За време $\Delta t = t_2 - t_1$ скоростта на точката се променя:

$$\Delta \mathbf{v} = \mathbf{v}_2 - \mathbf{v}_1 .$$

За да се намери $\Delta \mathbf{v}$, пренася се началото на вектора $\mathbf{v}_2$, като се запазва направлението и посоката му в точка M_1. Векторът, който съединява края на $\mathbf{v}_1$ с края на $\mathbf{v}_2$, ще бъде очевидно търсеният вектор $\Delta \mathbf{v}$. Наистина, като се прибави така определеното $\Delta \mathbf{v}$ към $\mathbf{v}_1$, получава се $\mathbf{v}_2$. За да се прецени как се променя скоростта, бързо или бавно, намира се отношението



Фиг. 6

$$\mathbf{a}_{ср} = \frac{\Delta \mathbf{v}}{\Delta t}. \qquad (1)$$

Това отношение показва с колко средно се променя скоростта за всяка единица време от интервала Δt и се нарича *средно ускорение* за този интервал.

Средното ускорение е вектор, който има посоката на $\Delta \mathbf{v}$. То зависи от големината на интервала Δt и от това, между кои моменти е избран той. Колкото е по-малък Δt, толкова средното ускорение е по-близко до онези действителни ускорения, които има точката в отделните моменти на този интервал. Поради това, за да се намери ускорението в определен момент, намалява се постепенно Δt. Заедно с него се мени по големина и посока и $\Delta \mathbf{v}$, а отношението $\frac{\Delta \mathbf{v}}{\Delta t}$ се доближава все повече до определен граничен вектор $\mathbf{a}$, който е *ускорението на точката в избрания момент:*

$$\mathbf{a} = \lim_{\Delta t \to 0} \frac{\overrightarrow{\Delta v}}{\Delta t} = \frac{d\mathbf{v}}{dt} = \dot{\mathbf{v}} \qquad (1)$$

или тъй като $\mathbf{v} = \frac{d\mathbf{s}}{dt} = \dot{\mathbf{s}}$,

$$\mathbf{a} = \frac{d^2\mathbf{s}}{dt^2} = \ddot{\mathbf{s}}. \qquad (2)$$

При промяна на вектора $\mathbf{v}$ с $d\mathbf{v}$ неговите проекции върху осите се променят с dv_x, dv_y, dv_z. Проекциите на ускорението ще бъдат следователно

$$a_x = \frac{dv_x}{dt}; \quad a_y = \frac{dv_y}{dt}; \quad a_z = \frac{dv_z}{dt}. \qquad (3)$$

Но

$$|dv| = \sqrt{(dv_x)^2 + (dv_y)^2 + (dv_z)^2} \qquad (4)$$

и следователно

$$|a| = \sqrt{\left(\frac{dv_x}{dt}\right)^2 + \left(\frac{dv_y}{dt}\right)^2 + \left(\frac{dv_z}{dt}\right)^2} \qquad (5)$$

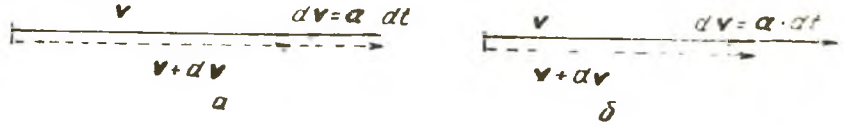
или като се заместят v_x, v_y и v_z с техните равни,

$$|a| = \sqrt{\left(\frac{d^2x}{dt^2}\right)^2 + \left(\frac{d^2y}{dt^2}\right)^2 + \left(\frac{d^2z}{dt^2}\right)^2}. \qquad (6)$$

Ускорението има измерение $|a| = [LT^{-2}]$. Единиците му в двете системи са съответно *см сек*$^{-2}$ и *м сек*$^{-2}$.

Векторът скорост е насочен винаги по допирателната към траекторията, а векторът ускорение може да има най-различни посоки (фиг. 6). Тук ще се разгледат три случая:

1. Когато посоката на ускорението образува с посоката на скоростта ъгъл 0 или 180°, *ускорението променя само нейната големина*. В първия случай скоростта расте, във втория — намалява (фиг. 7 *а*, *б*).



Фиг. 7

2. Ако ускорението е перпендикулярно на скоростта, *променя само нейната посока, но не и големината ѝ* (фиг. 8).

В общия случай, когато посоката на ускорението образува с посоката на скоростта остър или тъп ъгъл, то може да се разложи на две компоненти: едната по допирателната — *тангенциално ускорение* (a_T), а другата по нормалата — *нормално ускорение* (a_n). Тангенциалното ускорение променя големината на скоростта, а нормалното — посоката.



Фиг. 8

За да се избягнат някои трудности от математично естество, при извеждането на зависимостите за a_T и a_n ще се допусне, че траекторията е окръжност (фиг. 9). За безкрайно малкото време dt точката изминава пътя

$$ds = R\,d\varphi = v\,dt, \tag{7}$$

а скоростта ѝ се променя с $\mathbf{dv}$. Разлагаме $d\mathbf{v}$ на две компоненти: по направление на допирателната $d\mathbf{v}_T$ и по нормалата $d\mathbf{v}_n$:

$$d\mathbf{v} = d\mathbf{v}_T + d\mathbf{v}_n$$

или като се раздели на dt,

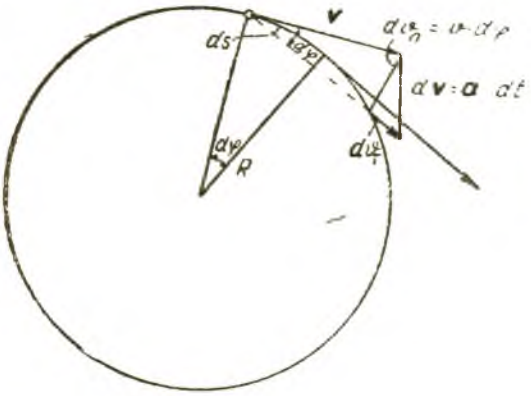
$$\mathbf{a} = \frac{d\mathbf{v}_T}{dt} + \frac{d\mathbf{v}_n}{dt} = \mathbf{a}_T + \mathbf{a}_n. \tag{8}$$

Но $dv_n = v\,d\varphi$ е равно $\frac{v^2}{R}\,dt$, а $dv_T = dv$ е изменението на големината на скоростта. Като се заместят тези стойности в (8), се получава

$$a_T = \frac{dv}{dt}; \quad a_n = \frac{v^2}{R}. \tag{9}$$

Ако $dv > 0$, $\mathbf{a}_T$ има еднаква посока с $\mathbf{v}$, ако е по-малко — обратна. Нормалното ускорение $\mathbf{a}_n$ е насочено по радиуса — от точката към центъра на окръжността.

В геометрията се доказва, че всеки безкрайно малък елемент от произволна крива може да се разглежда като дъга от окръжност с подходящо подбрани център O и радиус R (фиг. 10). Тук O се нарича *център на кривината*, а R — *радиус на кривата* на елемента



Фиг. 9. Разлагане на ускорението по посоката на тангентата и на нормалата към траекторията



Фиг. 10. Радиус на кривината

Реципрочната стойност на радиуса на кривината $\rho = \frac{1}{R}$ е мярка за кривината на съответния елемент на кривата. Колкото е по-голямо R, толкова по-малка е кривината. За $R = \infty$ $\rho = 0$ — елементът е част от права.

Намерените изрази за тангенциалното и нормалното ускорение са в сила за движение по каквато и да е траектория, стига под R да се разбира радиусът на кривината за съответната точка от кривата.!

§ 12. Видове движения на материална точка

Характерът на движението се определя от ускорението. В зависимост от последното се различават следните случаи:

1 а. $a_T = a_n = 0$. Следва $\frac{dv}{dt} = 0$, $v = \text{пост.}$ Скоростта е постоянна по големина и посока, движението е *равномерно праволинейно.*

1 б. $a_T = 0$, $a_n \neq 0$. Следва $\frac{dv}{dt} = 0$, $v = \text{пост.}$ Скоростта е постоянна само по големина, посоката ѝ се мени непрекъснато — *движението е равномерно криволинейно.*

При всички равномерни движения

$$v = \text{пост.}, \quad s = s_0 + \int_0^t v\,dt = s_0 + vt; \tag{1}$$

s_0 означава пътя в момента $t = 0$.

2а. $a_\tau = \text{пост.}$; $a_n = 0$. Големината на скоростта се изменя равномерно с течение на времето, посоката ѝ остава постоянна — *движението е праволинейно равнопроменливо.*

2б. $a_\tau = \text{пост.}$; $a_n \neq 0$. *Движението е криволинейно равнопроменливо.*

В зависимост от знака на a_τ равнопроменливите движения биват *равноускорителни* ($a_\tau > 0$) и *равнозакъснителни* ($a_\tau < 0$).

От условието $a_\tau = \frac{dv}{dt} = \text{пост.}$ следва:

$$dv = a_\tau\, dt;\ v = v_0 + \int_0^t a_\tau\, dt = v_0 + a_\tau t; \tag{2}$$

$$ds = v\, dt;\ s = s_0 + \int (v_0 + a_\tau t)\, dt = s_0 + v_0 t + \frac{1}{2} a_\tau t^2 \tag{3}$$

(s_0 и v_0 означават пътя и скоростта в момента $t = 0$).

При равнопроменливите движения скоростта е линейна функция на времето, а пътят — квадратна. При праволинейните движения $a_n = 0$, $a_\tau = a$ и горните зависимости приемат вида

$$v = v_0 + at;\ s = s_0 + v_0 t + \frac{1}{2} at^2. \tag{3, 5, 4}$$

§ 13. Свободно падане

От равноускорителните движения най-голямо значение има свободното падане. То е изследвано за пръв път от Г Галилей. Като пускал различни тела от различни височини от наведената кула в град Пиза, Галилей установил следните закони за свободното падане:

1. *Всички тела, чиито тегла са много по-големи от съпротивлението на въздуха, падат с еднаква скорост.*

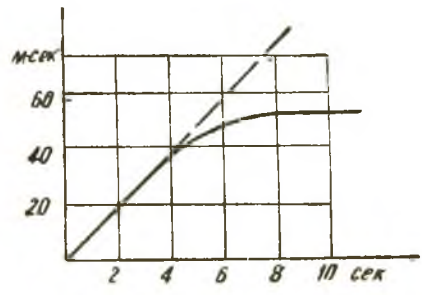
2. *Пътят, изминат от всяко свободно падащо тяло, е пропорционален на квадрата на времето на падането:*

$$s = h = \frac{1}{2} gt^2. \tag{1}$$

Свободното падане е следователно равноускорително движение. Ускорението g (земното ускорение) не зависи от масата и вида на тялото — оловна топка и най-малка прашинка падат във вакуум еднакво бързо, но зависи, както показват многобройните точни измервания, направени по-късно, от географската широчина и надморската височин на мястото, където се прави опитът. Земното ускорение е най-голямо на полюсите (9,83 *м сек*$^{-2}$), а най-малко на екватора (9,78 *м сек*$^{-2}$). За географски широчини, близки до 45°, $g = 9\,80$ *м сек*$^{-2}$, или закръглено 10 *м сек*$^{-2}$.

Поради голямата стойност на земното ускорение скоростта и пътят при свободното падане растат много бързо. Само за 1 *сек* падащото

тяло достига скорост 10 *м сек*$^{-1}$ = 36 *км ч*$^{-1}$ и изминава 5 *м* път. Височините, с които разполагаме в аудиторията, то изминава за части от секундата. Това налага при лекционни демонстрации да се използуват твърде малки интервали време, например 0,02 *сек*. Такива интервали могат да се отмерват с електромотор, който прави 50 оборота в *сек*.



Фиг. 11. Нарастване с времето на скоростта на човек, който пада със затворен парашут

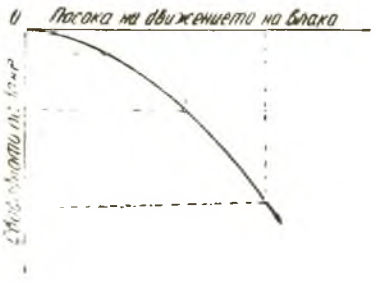
Законите за свободното падане, намерени от Галилей, важат строго само за вакуум. При падане в атмосферата съпротивлението на въздуха, което расте бързо с увеличаване за скоростта, оказва съществено влияние върху падането. Последното е равноускорително само в началото. С течение на времето скоростта расте все по-бавно и достига определена постоянна стойност, нееднаква за различните тела. На фиг. 11 е представена като пример кривата на нарастване на скоростта на падане на парашутист преди отварянето на парашута. След седмата секунда движението му е практически равномерно.

§ 14. Едновременно участие на едно тяло в две или повече движения. Независимост на отделните движения. Събиране и разлагане на движения

Едно тяло може да участвува едновременно в няколко движения. Такъв е например случаят с пътник, който се разхожда по палубата на кораб. Освен в своето собствено движение спрямо кораба той участвува още в движението на кораба спрямо Земята, в движението на Земята спрямо Слънцето и т. н. Наблюденията показват, че отделните едновременни движения, в които участвува тялото, не оказват никакво влияние едно върху друго. Като илюстрация на това положение ще използуваме следния добре познат пример. До някой отвесен ръб в равномерно движещ се влак или кораб се пуска тежко топче. То пада отвесно надолу, успоредно на ръба, така, както би падало и на Земята. Но през време на падането влакът или корабът се движат. Заедно с тях се движи следователно и топчето, като запазва онази скорост на движение в хоризонтална посока, която е имало в момента на пускането му. Свободното падане на топчето не оказва никакво влияние върху движението му в хоризонтална посока, а последното движение не влияе върху свободното падане. *Двете движения се извършват независимо едно от друго.* Това положение е известно под името *принцип за независимостта на движенията.*

Когато някое тяло участвува едновременно в няколко движения, то получава за всеки интервал време толкова отделни премествания, колкото е броят на движенията. Поради независимостта на движенията

всяко от тези премествания е такова, каквото би било, ако съществуваше само съответното движение. Общото резултантно преместване е геометричен сбор от отделните премествания — *принцип на суперпозицията* (фиг. 12). Ако преместванията имат еднакви направления, геометричното събиране се заменя с алгебрично.



Фиг. 12. Движение на тяло, пуснато свободно във влак или хвърлено хоризонтално

Всяко реално преместване може да се разложи на две или повече съставни премествания (компоненти), всяко реално движение — на две или повече съставни движения. В геометрично отношение разлагането се свежда до построяване на успоредник по даден диагонал или на триъгълник по дадена страна. Тази задача е неопределена и допуска безкрайно много решения. За да стане определена, трябва да бъдат дадени още две условия, например посоките на двете премествания, на които се иска да се разложи даденото движение, или посоката на едното и големината на другото преместване и т. н.

Разлагането е винаги възможно, но има смисъл само ако позволява да се замени някое сложно движение с други по-прости. Въпросът, дали разлаганото движение е получено действително от наслагането на движенията, на които се разлага, обикновено няма значение.

VI. ДИНАМИКА НА ТОЧКА

§ 15. Предмет на динамиката

Динамика (от гръцката дума δυναμις — сила) *се нарича отделът от механиката, в който се изучават зависимостите между механичните движения на телата и техните взаимодействия.* Тя е изградена върху три основни закона, формулирани от И. Нютон в неговото знаменито съчинение „Математични основи на философията на природата“ (Лондон, 1687 г.). Тези закони са гениални обобщения на резултатите от изследванията на Архимед, Галилей, Кеплер, Нютон и други учени.

§ 16. Закон за инерцията

Първият основен закон на динамиката е *законът за инерцията.* Той е открит от Галилей при неговите опити върху движенията на тела по гладка наведена равнина. Нютон поставя този закон в основата на механиката и му дава следната формулировка: *Всяко тяло запазва състоянието си на покой или праволинейно равномерно движение дотогава,*

докато действието на някое друго тяло не го принуди да промени това си състояние.*

Законът за инерцията изразява потвърденото от много опити и наблюдения положение, че за да бъде предизвикано каквото и да е изменение на скоростта на някое тяло, върху него трябва да действува друго тяло. *Това действие, на което се дължи промяната на скоростта, се нарича сила.*

Силите не съществуват независимо от телата, те са само тяхна проява — действие на едно тяло върху друго. Думата сила е само съкратен израз; когато говорим за сила, трябва да имаме винаги пред вид телата, които си взаимодействуват. За да има сила, трябва да имаме следователно поне две тела. Само тялото не може да окаже върху себе си никакво действие и не може да промени своето състояние. Но една част от тялото може да действува върху друга.

Опитите показват също, че тялото, на което се променя скоростта, не се държи пасивно, а като че ли се „стреми" да запази своето състояние и оказва противодействие. *Свойството на телата да запазват своето състояние на покой или праволинейно равномерно движение и да оказват противодействие при всяко негово изменение се нарича инертност, а самото противодействие — инерционно противодействие.* Инертността е основно свойство на материята. Не е позната нито една форма на съществуване на последната, в която тя да не е инертна

Инертността не бива да се счита като отрицателно свойство на материята. Без нея телата не биха имали кинетична енергия.

В учебниците за средните училища са дадени многобройни примери, които илюстрират закона за инерцията. Може да се препоръча на студентите да анализират внимателно следния. Нека някой човек стои върху летни кънки (ролки) на средата на вагон с гладък под така, че осите на кънките да са успоредни на осите на вагона. Какво ще стане:

а) Ако вагонът тръгне внезапно, ако спре внезапно или ако направи остър завой?

б) Ако тръгне, спре или завие постепенно, като променя бавно своята скорост?

в) Какво ще стане при същите условия, ако човекът стои върху пода на вагона направо с обувки?

§ 17. Маса

Законът за инерцията показва само дали върху тялото действува някаква сила или не, но не говори нищо за зависимостта между силата и предизвиканото от нея ускорение. Тази зависимост се дава от втория основен закон на динамиката — *закона за действието на силите*. За да изрази този закон, Нютон въвежда две нови величини: *маса* и *количество на движение.*

* Под „тяло" в случая трябва да се разбира материална точка или центърът на тежеста на тялото.

Всекидневни наблюдения показват, че ускорението, което създава някоя сила, зависи и от тялото, върху което тя действува. Ако се тикат с еднакви сили две вагонетки, едната празна, другата тежко натоварена, те получават различни ускорения. Преди Нютон този факт бил обясняван с влиянието на теглото. Нютон разбира, че причината е друга — че освен тегло на всяко тяло е присъща и друга, много по-основна величина, която определя заедно със силата ускорението. Тази величина той нарекъл *маса.*

Смесването на масата с теглото, което се прави и сега от много учащи се, се дължи на две причини:

1. На всяко място на Земята теглото е строго пропорционално на масата: тяло, което има два пъти по-голяма маса, е и два пъти по-тежко.

2. Единиците, в които се измерват двете величини, имат еднакви имена: грам-маса и грам-тегло, килограм-маса и килограм-тегло и т. н.

Въпреки това двете величини се отличават коренно една от друга и тук ще разгледаме по-подробно разликите между тях:

а. *Теглото зависи от положението на тялото спрямо Земята.* На полюсите то е с 5% по-голямо, отколкото на екватора; когато тялото се отдалечава от Земята, то намалява. Това може да се покаже с чувствителна пружинна везна. *Теглото не е присъщо на самото тяло, а на системата тяло — Земя.*

Масата е характерна за самото тяло и не зависи от положението му спрямо Земята или спрямо други тела.

б. *Теглото може да „изчезне" напълно и тялото да се окаже в безтегловно състояние.* Такъв е случаят в космичните ракети и в изкуствените спътници. Телата, които се намират в спътниците и ракетите, не тежат, те плават свободно във въздуха.

Масата е неделима от тялото, тя никога не може да изчезне. За да се съобщи на някое тяло вътре в спътник определено ускорение, например 1 $м\ сек^{-2}$, трябва да се употреби същата сила, каквато би се употребила и тук на Земята.

в. *Теглото преценяваме по натиска, който създава тялото върху своята опора, масата — по противодействието, което оказва при изменение на неговата скорост.* Колкото по-голяма маса има едно тяло, толкова по-малко ускорение получава то под действието на дадена сила. Масата представлява следователно мярка за инертността на тялото.

г. *Теглото има определена посока, то е вектор. Масата няма посока, тя е скалар.*

§ 18. Количество на движението. Втори основен закон на динамиката

Количество на движение на материална точка се нарича произведението от масата m и скоростта **v** *на точката:*

$$\mathbf{K} = m\mathbf{v}.$$

Количеството на движението като произведение от скаларната величина m и вектора **v** е също вектор, чиято посока съвпада с посоката на скоростта.

Ако върху точката не действуват никакви сили, тя ще се движи праволинейно равномерно; $\mathbf{v}$ и $\mathbf{K}$ ще бъдат постоянни както по големина, така и по посока и обратно: щом количеството на движение на някоя материална точка остава постоянно, това значи, че върху нея или не действуват никакви сили, или че приложените сили се уравновесяват взаимно.

Нека сега се допусне, че върху точката действува постоянна сила. Опитът показва, че скоростта и количеството на движението се променят равномерно, за всяка единица време с една и съща величина (пример — свободното падане). *Изменението на скоростта (ускорението) зависи от силата и от масата на точката, а промяната на количеството на движението — само от силата.*

Според Нютон *изменението на количеството на движението за единица време е равно на действуващата сила и става по посока на последната*, т. е.

$$\mathbf{F} = \frac{\mathrm{d}(m\mathbf{v})}{\mathrm{d}t}. \tag{1}$$

Тази зависимост изразява *втория основен закон на динамиката или закона за действието на силите.* Неговата вярност се потвърждава от цялата съвременна физика.

§ 19. Други форми на втория основен закон

1. *При постоянна маса*

$$\frac{\mathrm{d}(m\mathbf{v})}{\mathrm{d}t} = m\frac{\mathrm{d}\mathbf{v}}{\mathrm{d}t} = m\mathbf{a}$$

и следователно

$$\mathbf{F} = m\mathbf{a}, \tag{1}$$

т. е. *силата е равна на произведението от масата на тялото, върху което действува тя, и ускорението, което му съобщава.*

Тази форма на втория закон е по-проста и по-нагледна, но важи само в случаите, когато масата е постоянна, докато Нютоновата формулировка, дадена близо преди три столетия, важи за всички случаи.

2. От (1, 18)[1], като се умножи с $\mathrm{d}t$, се получава

$$\mathbf{F}\,\mathrm{d}t = \mathrm{d}(m\mathbf{v}) \tag{2}$$

или като се интегрира:

$$\int_{t_1}^{t_2} \mathbf{F}\,\mathrm{d}t = (m\mathbf{v})_2 - (m\mathbf{v})_1. \tag{3}$$

Тук $\mathbf{F}\,\mathrm{d}t$ е *импулсът на силата* за време $\mathrm{d}t$, а $\int_{t_1}^{t_2} \mathbf{F}\,\mathrm{d}t$ е импулсът ѝ за времето $\Delta t = t_2 - t_1$. По-нататък $\mathrm{d}(m\mathbf{v})$ и $(m\mathbf{v})_2 - (m\mathbf{v})_1$ са съответ-

[1] Първото число означава формулата, а второто — параграфа.

ните изменения на количеството на движение на точката. Следователно *изменението на количеството на движение за някое време е равно на импулса на силата за същото време.* В тази форма законът е особено удобен, когато се изучава действието на краткотрайни сили, каквито са например силите при удар на тела.

Нека предположим, че върху тялото, на което действува сила $\mathbf{F}$, попадат за време dt частици с маса dm и скорост $\mathbf{u}$. Общото изменение на количеството на движение на тялото за това време ще бъде

$$d(m\mathbf{v}) = \mathbf{F}\,dt + \mathbf{u}\,dm. \tag{4}$$

Горната зависимост, получена от И. В. Мещерски, служи като основа за изучаване на движенията на тела с променлива маса, каквито са ракетите.

§ 20. Закон за независимото действие на силите

Съгласно (1, 19) ускорението зависи единствено от силата и от масата. *Ако върху точката действуват едновременно няколко сили, всяка от тях ще ѝ съобщи следователно такова ускорение, каквото би ѝ съобщила, ако действува сама — закон за независимото действие на силите.*

Нека $\mathbf{F}_1, \mathbf{F}_2, \ldots, \mathbf{F}_n$ означават силите, които действуват едновременно върху точката, а $\mathbf{a}_1, \mathbf{a}_2, \ldots, \mathbf{a}_n$ съответните ускорения. Тогава

$$\mathbf{a}_1 = \frac{\mathbf{F}_1}{m}; \quad \mathbf{a}_2 = \frac{\mathbf{F}_2}{m}, \ldots, \mathbf{a}_n = \frac{\mathbf{F}_n}{m}.$$

Отделните ускорения като вектори се събират геометрично и дават общото (резултантно) ускорение $\mathbf{a}$:

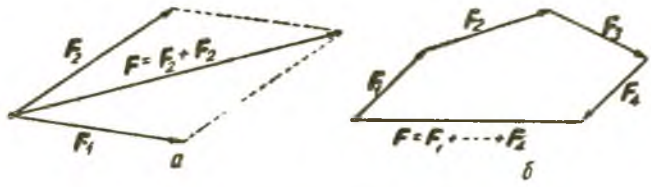
$$\mathbf{a} = \mathbf{a}_1 + \mathbf{a}_2 + \ldots + \mathbf{a}_n = \frac{\mathbf{F}_1 + \mathbf{F}_2 + \ldots + \mathbf{F}_n}{m}. \tag{1}$$

Силата $\mathbf{F} = \mathbf{F}_1 + \ldots + \mathbf{F}_n$, която би съобщила на точката сама същото ускорение, което ѝ придават силите $\mathbf{F}_1, \mathbf{F}_2, \ldots, \mathbf{F}_n$, като действуват едновременно, се нарича *равнодействуваща* или *резултантна* на тези сили. Равнодействуващата се намира по *правилото на паралелограма*, установено от Нютон, а при повече сили — по равностойното нему, но по-удобно *правило на многоъгълника* (фиг. 13 *а* и *б*).

Ако върху точката не действуват никакви сили или ако приложените сили се уравновесяват взаимно (равнодействуващата им е нула), ускорението на точката ще бъде също нула, тя ще се движи праволинейно и равномерно. Казаното изразява в малко по-друга форма закона за инерцията. Той представлява следователно *частен случай от закона за действието на силите.*

Понякога се среща твърдението, че силите, които действуват върху закрепени тела, не създават ускорения. Това е неправилно, то противоречи на закона за независимото действие на силите. Съгласно този закон

всяка сила независимо от условията, при които действува, създава ускорение, но то може да бъде компенсирано от друго ускорение, създадено от равна на нея, но противоположно насочена сила. *Силата и ускорението са неделими величини.* Щом съществува едната от тях, съществува и другата.



Фиг. 13. Събиране на сили
а — по правилото на паралелограма ; *б* — по правилото на многоъгълника

Законът за независимото действие на силите не е изказан от Ньютон, но следва по необходимост от втория основен закон и правилото за паралелограма.

§ 21. Изразяване на теглото чрез масата и земното ускорение

Всяко свободно пуснато тяло пада под действието на собственото си тегло с ускорение g. Ако се означи с P теглото (силата) и с m масата на тялото, съгласно втория закон

$$P = mg. \tag{1}$$

Да разгледаме две тела с маси m_1 и m_2 и тегла P_1 и P_2. От (1) като се вземе пред вид, че на всяко място земното ускорение е еднакво за всички тела, следва

$$\frac{m_1}{m_2} = \frac{P_1}{P_2},$$

т. е. *масите на телата се отнасят, както техните тегла.*

§ 22. Единици за сила и за маса. Измерване на силите

От зависимостта $\mathbf{F} = m\mathbf{a}$ се вижда, че измерението на силата във физическата и в практическата измерителна система е

$$[F] = [MLT^{-2}].$$

Единиците за сила в тези системи се определят следователно от единиците за маса, дължина и време. Ако $m = 1 г$ и $a = 1$ *см сек*$^{-2}$ (физическа измерителна система), $F = 1$ *г см сек*$^{-2}$ или една дина (*дн*). Ако $m = 1$ *кг*, $a = 1$ *м сек*$^{-2}$ (практическа измерителна система), $F = 1$ *кг м сек*$^{-2}$ или един ньютон (*н*):

$$1\ н = 1\ кг\ 1\ м\ сек^{-2} = 1000\ г\ 100\ см\ сек^{-2} = 10^5\ дн.$$

За да се изрази теглото $P = mg$ на някое тяло в *дн* или *н*, трябва да се изрази масата му в *г*, съответно *кг*, земното ускорение в *см сек*$^{-2}$, съответно в *м сек*$^{-2}$. Ако $m = 1$ *г*, $P = 1 \cdot 980 = 980$ *дн*. Ако $m = 1$ *кг*, $P = 1.9{,}80$ *н* $= 9{,}8.10^5$ *дн*. Но теглото на тяло с маса 1 *кг* се приема за единица тегло под името килограм-тегло или килограм-сила (*kГ*). Следователно

$$1 \text{ } кГ = 9{,}8 \text{ } н = 9{,}8 \cdot 10^5 \text{ } дн.$$

Обратно

$$1 \text{ } н = \frac{1}{9{,}8} = 0{,}102 \text{ } кГ, \text{ или приблизително } 0{,}1 \text{ } кГ.$$

1 *дн* $= 1{,}02 \cdot 10^{-6}$ *кГ*, или приблизително 1 *мг* (теглото на 1 *мм*^{3} вода).

Всяка сила може да бъде измерена по два начина:

1. Като се измери масата m на тялото, върху което действува, и ускорението a, което му съобщава — *динамичен метод*:

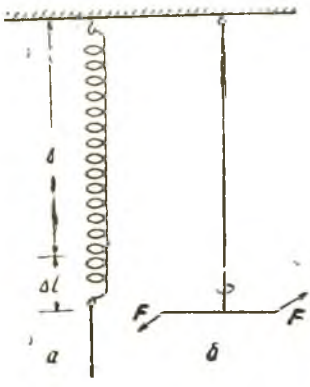
$$F = ma.$$

2. Като се уравновеси с друга позната сила — *статичен метод.*

В зависимост от вида на уравновесяващата сила статичният метод може да се осъществи по различни начини, например:

а) Като се използуват за уравновесяване познати тегла. Двете сили, измерваната и уравновесяващата, се прилагат обикновено върху двете рамена на леко въртящ се равнораменен или неравнораменен лост (везна). Отношението на двете сили се определя от отношението на раменете на лоста.

б) Като се използуват за уравновесяване еластични сили. Такива сили възникват при деформацията на еластични тела. На практика се използуват витлови или пластинчати пружини (динамометри) и нишки (торзионни везни). Единият край на пружината или нишката се закрепва неподвижно, а върху другия се прилага измерваната сила (фиг. 14 *а*, *б*). Равновесие настъпва, когато еластичната сила, възникнала вследствие на деформацията, се изравни с измерваната.



Фиг. 14. Измерване на сили
а — по разтягането на калибрована пружина; *б* — по усукването на нишка

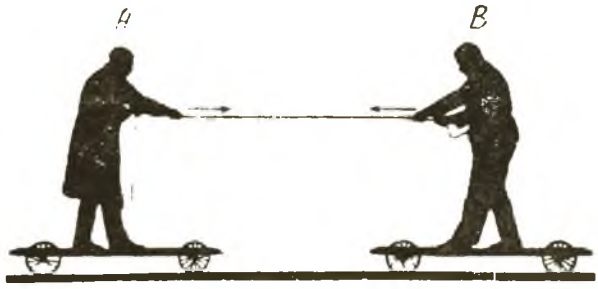
Трябва да се отбележи, че докато ускорението е винаги строго пропорционално на силата, която го създава (при постоянна маса), деформацията е пропорционална на силата само в известни граници (закон на Хук).

§ 23. Трети основен закон (закон за равенството на действието и противодействието)

Когато бе разглеждан законът за инерцията, се видя, че силата представлява действие на едно тяло върху друго. Многобройни опити и наблюдения показват, че това действие никога не е едностранно. *Винаги когато едно тяло A действува върху друго тяло B с някаква сила, то и тялото B действува върху A със същата сила, но в обратна посока — трети основен закон.*

Едната от двете сили се нарича *действие*, другата — *противодействие*. Действието и противодействието са равноправни: те възникват и изчезват винаги едновременно и имат обща директриса. За да се докаже опитно, че противодействието е равно на действието, трябва условията на опита да се подберат така, че да бъдат премахнати или уравновесени колкото е възможно по-пълно всички други сили, на първо място триенето и теглото. За целта се постъпва по следния начин.

Двама души A и B стъпват върху лекоподвижни колички, които се намират на някакво разстояние една от друга върху гладък хоризонтален под (фиг. 15). Масите на A и B заедно с масите на съответните



Фиг. 15. Показване равенството на действието и противодействието (по Р. В. Пол)

колички нека бъдат означени с m_A и m_B, силата, с която A действува върху B — с $\mathbf{F}_B$, силата, с която B действува върху A (противодействието) — с $\mathbf{F}_A$. Нека разгледаме следните случаи:

1. $m_B = m_A$. С помощта на въже A започва да тегли B със сила $\mathbf{F}_B$. Независимо от това, дали B иска или не иска да противодействува, двете колички тръгват едновременно и се срещат на средата. За едно и също време Δt те изминават равни пътища, добиват следователно равни и противоположно насочени скорости:

$$\mathbf{v}_B = -\mathbf{v}_A,$$

или като се има пред вид равенството на масите,

$$m_B\mathbf{v}_B = -m_A\mathbf{v}_A.$$

Но

$$m_B \mathbf{v}_B = \mathbf{F}_B \Delta t; \quad m_A \mathbf{v}_A = \mathbf{F}_A \Delta t;$$

$$\mathbf{F}_A = -\mathbf{F}_B.$$

Следователно *силите, с които си действуват двете тела, са равни и противоположни.*

2. Натоварва се втората количка така, че масата ѝ $m_B = 2m_A$, и опитът се повтаря. Сега тя изминава два пъти по-малък път, следователно

$$\mathbf{v}_B = -\frac{\mathbf{v}_A}{2}.$$

Но

$$m_B \mathbf{v}_B = -m_A \mathbf{v}_A,$$

откъдето следва, че

$$\mathbf{F}_A = -\mathbf{F}_B.$$

Действието и противодействието са пак равни.

3. Опитът се повтаря при все по-големи стойности на m_B. Когато масата на второто тяло се увеличава, неговата скорост намалява, но така, че $m_B \mathbf{v}_B$ остава винаги равно по големина и обратно по посока на $m_A \mathbf{v}_A$. Това показва, че и силите $\mathbf{F}_A$ и $\mathbf{F}_B$ остават равни и противоположни. Накрая втората количка се закрепва неподвижно за пода, т. е. за Земята. Тогава m_B става практически безкрайно голямо, $\mathbf{v}_B$ — безкрайно малко, но действието и противодействието остават и в тоя случай равни.*

Следователно *на всяко действие отговаря равно противодействие.* Този закон е общовалиден. Досега не е наблюдавано нито едно явление, което да му противоречи. Ако в някои случаи изглежда, че противодействие не съществува или че е по-малко от действието, това се дължи на обстоятелството, че не се вземат под внимание някои сили. Пример: Вместо върху колички A и B стъпват направо на пода. Лицето A дръпва внезапно B, последният полита напред. Равни ли са действието и противодействието и ако са равни, защо A остава в покой?

Свойствата на телата да оказват противодействие се дължи на тяхната инертност. Инерционното противодействие, понеже е равно и противоположно на силата, която ускорява тялото (на действието), е равно на произведението от масата и ускорението, взето с обратен знак, т. е.

$$\mathbf{F}_{ин} = -m\mathbf{a} \tag{1}$$

или в случай на променлива маса

$$\mathbf{F}_{ин} = -\frac{\mathrm{d}(m\mathbf{v})}{\mathrm{d}t}. \tag{2}$$

---

* Масата на Земята е приблизително 10^{22} пъти по-голяма от масата на възрастен човек. Това число е невъобразимо голямо. Ако би могло да се съберат 10^{22} пшеничени зърна, с тях цяла България би се покрила с пласт пшеница, дебел около 5 *км*.

От (2) се вижда, че при много рязко изменение на скоростта даже тяло с нищожна маса може да окаже грамадно противодействие. С това се обясняват следните опити и явления:

2. На тънък дълъг конец се окачва тяло с маса 1—2 *кг*, към което е привързан здрав канап (фиг. 16). Когато канапът се тегли бавно надолу или встрани, къса се конецът, а ако се дръпне рязко, скъсва се канапът, а тялото остава почти неподвижно. Ако конецът е къс, опитът се удава мъчно. Защо?

2. Стреля се с пушка срещу прозорец. При малка скорост куршумът напуква цялото стъкло, при голяма пробива само малка кръгла дупка в него.

3. В цирковете показват често следния фокус: върху гърдите на легнал човек поставят мелничен камък; при силен удар с чук камъкът се счупва, а човекът не усеща почти нищо. Какво ще стане, ако масата на камъка е малка?



Фиг. 16. Опит за показване инерционното противодействие

Забележка. Преките опити, чрез които се демонстрират основните закони на динамиката, не са достатъчно точни и не могат да служат като безупречно доказателство за тяхната валидност. Върху тези закони е изградена обаче цялата класична физика, чиито изводи се потвърждават много добре от опитите и практиката. Това е най-сигурното доказателство, че и самите основни закони са верни.

§ 24. Закон за запазване на количеството на движението

От закона за равенството на действието и противодействието и зависимостта между импулса на силата и изменението на количеството на движението следва, че при взаимодействие на две или повече тела общото количество на движение, което е геометричен сбор от количествата на движение на тези тела, не се променя.

Нека в момента t_1 количествата на движение на двете тела да бъдат съответно $\mathbf{K}'_1$ и $\mathbf{K}''_1$, в момента t_2 — $\mathbf{K}'_2$ и $\mathbf{K}''_2$. Нека означим с $\mathbf{F}'$ и $\mathbf{F}''$ силите, с които си взаимодействуват двете тела. Тогава съгласно (3,19)

$$\Delta\mathbf{K}' = \mathbf{K}'_2 - \mathbf{K}_1 = \int_{t_1}^{t_2} \mathbf{F}'\, dt,$$

$$\Delta\mathbf{K}'' = \mathbf{K}''_2 - \mathbf{K}''_1 = \int_{t_1}^{t_2} \mathbf{F}''\, dt.$$

Но

$$\mathbf{F}'' = -\mathbf{F}'$$

Следователно

$$\Delta\mathbf{K}'' = -\Delta\mathbf{K}',$$

или

$$\mathbf{K}'_2 + \mathbf{K}''_2 = \mathbf{K}'_1 + \mathbf{K}''_1. \qquad (1)$$

При взаимодействие на две тела количеството на движение на всяко от тях се променя, но общото количество на движение остава постоянно.

Законът за запазване на количеството на движение може да бъде обобщен лесно за каква да е затворена система от тела. Системата се нарича *изолирана* или *затворена*, ако не е подложена на никакви действия от страна на тела, които не принадлежат към нея, или ако тия действия се уравновесяват взаимно. В природата не съществуват абсолютно затворени системи. Обаче всяка система, при която силите, които произхождат от външни тела (външни сили), са незначителни спрямо силите, с които си взаимодействуват телата от самата система (вътрешни сили), може да се разглежда като затворена Такива са например слънчевата система, системата тежко тяло — Земя и т. н. Затворена система с достатъчно приближение образуват и телата A и B (фиг. 15), тъй като действието на Земята се уравновесява от противодействието на пода, а триенето, което е също външна сила, е незначително.

В затворена система действуват само вътрешни сили, които са две по две равни и противоположни. Изменението на количеството на движение на отделните тела, които предизвикват тези сили, са също равни и противоположни. Поради това при образуването на геометричния сбор тези изменения се компенсират две по две и векторът, който изобразява общото количество на движение на цялата система, остава неизменен.

От закона за запазване на количеството на движението следва, че за да получи някое тяло известно количество на движение в една посока, трябва да има друго или други тела, които да получат същото количество на движение в обратна посока. Това е общият механизъм на възникване на всички движения.

Само едно тяло не може нито да бъде приведено в движение, нито да бъде спряно.

Примери:

1. Движение на плувец, кораб и самолет. За да се придвижи напред, плувецът загребва с ръце някакво количество вода и я изтласква назад. Количествата на движение, които получават плувецът и водата, са равни по големина и обратни по посока, затова общото количество на движение на системата плувец — вода остава постоянно.

По същия начин възникват движенията на кораба и самолета. Разликата се състои в това, че вместо на отделни тласъци корабното и самолетното витло загребват непрекъснато грамадни количества вода, съответно въздух, и ги изтласкват назад с голяма скорост.

2. Движение на пешеходец, на влак и др. Пешеходецът и влакът се придвижват напред, като тикат назад Земята. Количествата на движение, които получават пешеходецът и Земята, съответно влакът и Земята, са равни. Но понеже масата на Земята е практически безкрайно голяма спрямо масата на пешеходеца или влака, получаваната от нея скорост е неизмеримо малка.

Взаимодействието между пешеходеца, съответно влака и Земята, се осъществява благодарение на триенето. При недостатъчно триене (поледица, релси, покрити с масло) движението се затруднява. При пълна липса на триене върху строго хоризонтална площ човек не би могъл да осъществи никакво преместване встрани. При всяко придвижване на една част от тялото, например ръка, в една посока, останалата част ще се подхлъзва на съответно разстояние в противоположна посока. така че центърът на тежестта на тялото да остава върху една и съща отвесна линия. Но ако човекът държи в ръце кар-

течница, той би могъл да се движи и да управлява своето движение. При всеки изстрел неговата скорост ще се променя с $\Delta v = 20$ *см сек*$^{-2}$ (при предположение, че масата на куршума е 20 г, началната му скорост 800 *м сек*$^{-2}$, а масата на човека заедно с картечницата 80 *кг*).

§ 25. Движение на ракета

За движението на кораба и самолета е потребна околна среда — вода или въздух. При ракетата такава среда не е необходима — нейното движение възниква вследствие противодействието на мощната газова струя, която изтича назад — *реактивна струя*. Поради това идеално място за движение на ракетата е безвъздушното пространство извън гравитационното поле на Земята или другите небесни тела (свободно пространство).

В свободното пространство ракетата и газовата струя образуват изолирана система, чието общо количество на движението остава постоянно. Каквото количество на движение получат за някое време газовите молекули, които изтичат, назад, същото количество на движение получава ракетата напред.

Нека означим с m масата на ракетата заедно с горивото в някой момент, с dm — масата на газа, който се отделя за време dt, с $\mathbf{u}$ — скоростта, която придобива газът при изтичането, и с $d\mathbf{v}$ — промяната на скоростта на ракетата. Тогава съгласно закона за запазване на количеството на движението $d\mathbf{K} = m\,d\mathbf{v} + \mathbf{u}\,dm = 0$

или
$$d\mathbf{v} = -\mathbf{u}\,\frac{dm}{m}.$$

Скоростта $\mathbf{v}$, която ще достигне ракетата при праволинеен полет, докато масата ѝ се намали от m_0 (начална маса) до m, ще бъде

$$\mathbf{v} = \int_{m_0}^{m}\left(-\mathbf{u}\frac{dm}{m}\right) = \mathbf{u}\ln\frac{m_0}{m} \tag{1}$$

— *уравнение на К. Е. Циолковски.*

Ако m_p означава собствената маса на ракетата без горивото, $m_{г,0}$ — началната маса на горивото и $m_г$ — масата на наличното гориво,

$$m_0 = m_p + m_{г,0}; \quad m = m_p + m_г$$

и следователно $\mathbf{v} = u\ln\dfrac{m_p + m_{г,0}}{m_p + m_г}$.

Най-голямата скорост, която ще достигне ракетата в момента, когато изразходва всичкото гориво ($m_г = 0$), ще бъде

$$\mathbf{v}_{max} = \mathbf{u}\ln\frac{m_p + m_{г,0}}{m_p}. \tag{2}$$

Ако $u = 3$ *км сек*$^{-1}$ и $m_p : m_{г,0} = 1 : 4$ (80 % гориво),

$$v_{max} = 1{,}6 \, . \, u = 5 \text{ км сек}^{-1},$$

т. е. значително по-малка от *първата космична скорост*, която е 7,9 *км сек*$^{-1}$.

Поради това за достигане първата и втората космична скорост се използуват *съставни ракети*. С такива ракети бяха изстреляни от Съветския съюз първият изкуствен спътник на Земята (4. 10. 1957 г.), първата изкуствена планета (2. 1. 1953 г.) и лунната ракета (12. 9. 1959 г.), както и следващите съветски и американски изкуствени спътници и ракети.

V. ИНЕРЦИАЛНИ И УСКОРЕНИ КООРДИНАТНИ СИСТЕМИ. ПРИНЦИП НА ОТНОСИТЕЛНОСТТА. ИНЕРЦИОННИ СИЛИ

§ 26. Инерциални координатни системи

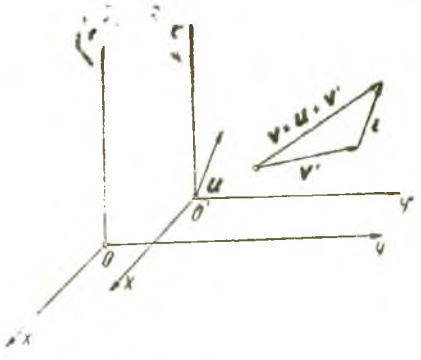
Съгласно закона за инерцията всяко тяло, върху което не действуват никакви сили, остава в покой или се движи праволинейно и равномерно. Както се знае обаче, характерът на движението зависи от координатната система, спрямо която се отнася (§ 6). Движение, което е праволинейно и равномерно относно една координатна система, може да бъде криволинейно и неравномерно спрямо друга. Ясно е следователно, че законът за инерцията не може да бъде в сила за всички координатни системи. Така например той не е в сила за координатна система, свързана със гавон, който се движи неравномерно. При всяко увеличаване на скоростта на вагона телата, които се намират на пода (предполага се, че последният е съвършено гладък), се плъзгат, без да им действува някаква сила, към задната стена, а при всяко забавяне — към предната.

Координатните системи, свързани със Земята, нямат никакво принципно предимство пред разгледаната, тъй като и самата земя се движи спрямо Слънцето и другите небесни тела. Скоростта на Земята обаче се мени много бавно. Поради това отклоненията от закона за инерцията са сравнително малки и при краткотрайни движения не се забелязват. За движения по инерция, които траят дълго време (например морски и въздушни течения, междуконтинентални ракети), обаче отклоненията могат да бъдат много големи (отклоненията на пасатите и антипасатите от направлението север—юг, отклонението на равнината на люлеенето на *махалото на Фуко* и др.). При такива движения и особено при движението на небесните тела законът за инерцията не е в сила за координатните системи, свързани със Земята. Вместо да се движат праволинейно и равномерно, звездите, които са на такива грамадни разстояния от Земята, че тя не може да окаже върху тях никакво забележимо действие, описват относно тия координатни системи дено-

нощно окръжности, които са отражение на околоосното въртене на самата Земя.

Наблюденията показват, че законът за инерцията е в сила за *хелиоцентричната координатна система*, чието начало съвпада с центъра на Слънцето, а осите ѝ са ориентирани към определени далечни звезди.

По отношение на тази система маха-лото на Фуко запазва своята равнина на люлеене и звездите се движат праволинейно и равномерно. Поради това *хелиоцентричната координатна система се нарича инерциална координатна система.*



Фиг. 17. Скорост на точка спрямо системите O и O'

Нека се разглежда движението на едно и също тяло относно две координатни системи O и O' (фиг. 17). Първата от тях нека се приеме условно за неподвижна, а втората нека се движи спрямо нея, без да се върти, със скорост $\mathbf{u}$. Нека $\mathbf{v}'$ е скоростта на тялото спрямо системата O'; тогава скоростта му спрямо O ще бъде

$$\mathbf{v} = \mathbf{u} + \mathbf{v}'. \tag{1}$$

За да се намерят ускоренията на тялото в двете координатни системи, диференцира се (1) по отношение на времето:

$$\frac{d\mathbf{v}}{dt} = \frac{d\mathbf{u}}{dt} + \frac{d\mathbf{v}'}{dt}, \tag{2}$$

т. е. *ускорението в системата O е равно на геометричния сбор от ускорението в системата O' и ускорението на O' спрямо O.*

Ако втората система се движи праволинейно и равномерно по отношение на първата, $\mathbf{u} = \text{пост.}$ $\frac{d\mathbf{u}}{dt} = 0$ и следователно

$$\frac{d\mathbf{v}}{dt} = \frac{d\mathbf{v}'}{dt},$$

т. е. *във всички координатни системи, които се движат праволинейно и равномерно една спрямо друга, тялото има едно и също ускорение.*

Нека сега се допусне, че първата система е инерциална и че тялото се движи по инерция (върху него не действуват никакви сили). Тогава движението му спрямо тази система ще бъде праволинейно и неравномерно:

$$\mathbf{v} = \text{пост.}, \frac{d\mathbf{v}}{dt} = 0.$$

Но щом

$$\frac{d\mathbf{v}}{dt} = 0, \text{ то и } \frac{d\mathbf{v}'}{dt} = 0, \mathbf{v}' = \text{пост.},$$

т. е. *тялото ще се движи праволинейно и равномерно и спрямо втората координатна система — тя ще бъде също инерциална.*

Следователно *всички координатни системи, които се движат праволинейно и равномерно спрямо инерциалната координатна система, са също инерциални.**

Допусне ли се, че между безкрайното множество инерциални системи има една, която се намира в покой, а всички други се движат спрямо нея и помежду си праволинейно и равномерно, възниква въпрос, може ли по някакъв начин, като се използуват различни механични опити и наблюдения, да се открие тази особена система, да се отличи от останалите? За да се отличи, трябва да се намерят механични явления, които да протичат в нея по особен начин, различен от начина, по който протичат в подвижните системи. Но както се видя, кое да е тяло ще се движи по инерция във всички системи праволинейно и равномерно, под действие на някоя сила ще получава едно и също ускорение (масата не зависи от координатната система), ще си взаимодействува с други тела по един и същи начин. Единственият елемент, по който ще се отличава механичното движение на тялото в една инерциална система от движението му в друга, е скоростта. Но ако скоростта на някое тяло се окаже най-малка в неподвижната координатна система, скоростта на друго ще бъде най-малка в друга система и пак не ще може да се открие коя от двете системи е в покой и коя се движи. В това се състои *принципът на относителността в механиката*, наречен още *принцип на относителността на Галилей* (1632 г.), който гласи: *Чрез никакви механични опити и наблюдения не може да се открие дали някоя система е в покой или се движи праволинейно и равномерно.*

Галилей пояснява този принцип по следния картинен начин: „Затворете се заедно с някой свой приятел в залата под палубата на голям кораб и заповядайте да приведат последния в бързо движение. Каквато и да е скоростта на кораба, стига движението да бъде равномерно, вие няма да забележите ни най-малка промяна в явленията и по никое от тях няма да можете да прецените дали корабът се движи или стои на едно място. Като скачате, вие ще изминавате по пода същите разстояния, каквито бихте изминали, ако корабът беше в покой... Поради това, че той се движи бързо, вие няма да направите подълъг скок към кърмата, отколкото към носа, въпреки че докато се намирате във въздуха, подът се движи под вас по посока, обратна на вашия скок... Капките от окачения на тавана съд с вода ще падат отвесно надолу и нито една от тях няма да изостане назад... и мухите ще продължават своя полет по всички посоки и няма да се случи така, че те, като че ли уморени да следват бързия бяг на кораба, да изостанат към кърмата."

През 1905 г. А. Айнщайн обобщи принципа на относителността в смисъл, *че не само чрез механични, но въобще чрез никакви физични опити и наблюдения не може да се открие дали системата, в която се провеждат те, е в покой или се движи праволинейно и равномерно. Законите на природата се изразяват във всички инерциални системи по един и същ начин. Покоят е неотличим от праволинейното равномерно движение.*

---

* Началото на всяка физична координатна система е свързано с някое материално тяло и се движи заедно с него. Инерциални координатни системи са следователно системите, свързани с тела, които се движат спрямо Слънцето и едно спрямо друго праволинейно и равномерно — по инерция. Такива тела са звездите, тъй като те поради грамадните разстояния, на които се намират една от друга, почти не си взаимодействуват.

Въз основа на този обобщен принцип Айнщайн развиl *специалната теория на относителността.* Едно от най-важните следствия от тази теория, потвърдено от многобройни опити, е изменението на масата със скоростта.

§ 27. Ускорени координатни системи. Инерционни сили

Нека се допусне, че системата O (фиг. 17) е инерциална, а системата O' се движи спрямо нея праволинейно с ускорение $\mathbf{b} = \frac{d\mathbf{u}}{dt}$. Двама наблюдатели, единият в O, другият в O', измерват всеки в своята система ускорението на едно и също тяло с маса m и определят силите, които му действуват. Наблюдателят в O измерва ускорение $\mathbf{a} = \frac{d\mathbf{v}}{dt}$ и намира, че върху тялото действува сила $\mathbf{F} = m\frac{d\mathbf{v}}{dt}$. Наблюдателят в O' измерва ускорение $\mathbf{a}' = \frac{d\mathbf{v}'}{dt}$ и намира друга сила:

$$\mathbf{F} = m\frac{d\mathbf{v}'}{dt}.$$

Но съгласно (2) от § 26

$$\mathbf{a}' = \frac{d\mathbf{v}'}{dt} = \frac{d\mathbf{v}}{dt} - \frac{d\mathbf{u}}{dt} = \mathbf{a} - \mathbf{b}$$

и следователно

$$\mathbf{F}' = \mathbf{F} - m\mathbf{b}. \tag{1}$$

Ако тялото се движи по инерция $\mathbf{F} = 0$ (относно инерциалната система движението е равномерно), и

$$\mathbf{F}' = -m\mathbf{b}. \tag{2}$$

На наблюдателя в O' ще се струва следователно, че някой тегли тялото по посока, обратна на посоката на ускорението на самата система, със сила $\mathbf{F}' = -m\mathbf{b}$. Не е мъчно да се види произходът на тази сила. И наистина нека предположим, че системата O' е свързана с кораб, който плава по спокойна река. На палубата на кораба лежи сфера с маса m. Ако корабът се движи равномерно, заедно с него се движи и сферата, $\mathbf{v}' = 0$, $\mathbf{v} = \mathbf{u}$. Ако от някой момент корабът започне да се движи равноускорително с ускорение $\mathbf{b} = \frac{d\mathbf{u}}{dt}$, сферата, като запазва по инерция скоростта си спрямо Земята, ще започне да изостава назад и ще получи относно кораба ускорение $\mathbf{a}' = -\mathbf{b}$, такова, каквото би получила на неподвижния кораб, ако й действуваше сила $\mathbf{F}' = -m\mathbf{b}$.

Допълнителната сила $-m\mathbf{b}$, която измерва наблюдателят в O', се дължи следователно на инертността на тялото и се нарича *инерционна сила.*

Във всяка координатна система, която се движи ускорително (ускорена система), освен силите, реално приложени върху телата, действува и инерционната сила.

Координатните системи, свързани със Земята, са също ускорени. Тяхното ускорение се дължи на околоосното въртене на Земята (центростремително ускорение) и е равно на $\omega^2 R$. Поради малката стойност на ω то е незначително — за точките на екватора едва 0,05 $м/сек^{-2}$ или около 0,005 $.g$. Поради това инерционните сили са малки и в много случаи може да се пренебрегнат.

Примери:

1. В кабината на асансьор се намира тяло с маса m. С каква сила ще действува тялото върху пода на асансьора, т. е. какво тегло ще има то спрямо асансьора в следните случаи:

а) ако асансьорът се спуска или издига равномерно?

б) ако се издига с ускорение g?

в) ако се спуска с ускорение g?

г) ако се спуска с ускорение $2g$?

Забележка. Ускорението на асансьора се смята положително, когато има еднаква посока с g.

2. Какво „тегло" спрямо ракетата ще има астронавт с маса 70 $кг$, докато ракетата се издигне отвесно нагоре с ускорение 5 g? Какво ще бъде „теглото" на астронавта, след като се изключи реактивният двигател?

3. За куката на един кран е окачен товар с маса 5 m. Какво опъване ще създаде товарът в момента на повдигането, ако движението започне отвесно нагоре с ускорение 2 $м\ сек^{-2}$.

VI. РАБОТА, МОЩНОСТ, ЕНЕРГИЯ

§ 28. Работа

Понятието работа, както и много други понятия, физиката заимствува от всекидневния живот и практиката, но им придава строго определено, обективно съдържание. Съгласно физичното определение *едно тяло върши работа, когато действува върху друго тяло с някаква сила и последното се премества по направление на силата.*

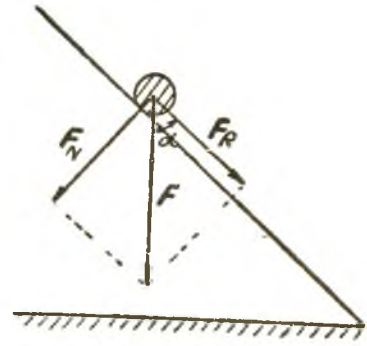
Добре познат пример за извършване на работа представлява издигането на тежко тяло отвесно нагоре. Ако тялото тежи **P** $кГ$ и се издига равномерно, силата **F**, която го издига, е също **P** $кГ$. Когато тялото се издигне до височина h, силата **F** ще извърши някаква работа A. Целесъобразно е да се приеме и това се оправдава напълно, че ако се издигне два пъти по-тежко тяло на същата височина или същото тяло на два пъти по-голяма височина, извършената работа ще бъде също два пъти по-голяма, т. е. че *работата е едновременно пропорционална на силата и на преместването по направление на нейното действие:*

$$A = Fs. \tag{1}$$

Ако тялото, върху което действува силата, е материална точка, s означава преместването или пътя на тази точка по направление на силата. Ако то има крайни размери, s означава пътя, който изминава приложната точка на силата.

Когато направленията на **F** и на s не съвпадат, какъвто е случаят, при движение на тяло по наведена равнина (фиг. 18), силата се разлага на две компоненти: едната $F_R = F\cos\alpha$ по направление на преместването, другата — $F_N = F\sin\alpha$, перпендикулярна на същата. Работа върши само първата компонента, следователно

$$A = F_R s = F s\cos\alpha. \qquad (2)$$



Фиг. 18. Работа на теглото при движение на тяло по наведена равнина

Работата е алгебрична величина, чийто знак зависи от знака на $\cos\alpha$. При $-90° < \alpha < 90°$ тя е положителна, при $90° < \alpha < 270°$ — отрицателна. *Положителната работа* — това значи, че силата или нейна компонента действува по посока на движението на тялото и го ускорява, *отрицателна* — че действува срещу движението и го забавя.

При $\alpha = 90°$ $A = 0$. *Сила, която действува перпендикулярно на посоката на движението, не върши никаква работа.* Такъв е случаят с центростремителните сили. Те не увеличават и не намаляват скоростта на тялото, а само променят нейната посока.*

Работа на променлива сила. Обикновено силата **F** и ъгълът α се менят по протежение на пътя. В такъв случай последният се разделя на отделни малки елементи, подбрани така, че за всеки от тях **F** и α да бъдат постоянни. Ако се означи с Δs_i дължината на i-тия елемент, с F_i и α_i големината на силата и ъгъла за него, работата ΔA_i, извършена по дължината на този елемент (елементарната работа), е

$$\Delta A_i = F_i \Delta s_i \cos\alpha_i,$$

а общата работа

$$A = \Sigma \Delta A_i = \Sigma F_i \Delta s_i \cos\alpha_i \qquad (3)$$

или като се премине към границата,

$$dA = F\cos\alpha\, ds, \qquad (4)$$

$$A = \int_{s_1}^{s_2} F\cos\alpha\, ds. \qquad (5)$$

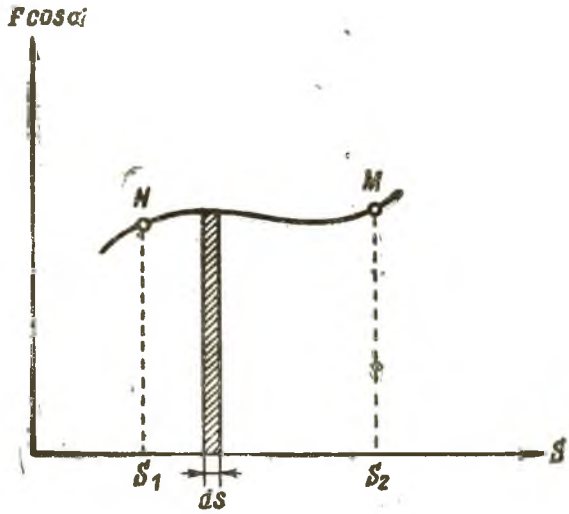
Графично представяне на работата. За да се изобрази работата графично, нанася се по едната ос пътят s, по другата — тангенциалната компонента $F\cos\alpha$ на силата (фиг. 19).

---

* Ако тялото се движи по някаква повърхност, например по пода, нормалната компонента на силата се уравновесява от противодействието (реакцията) на повърхността и не оказва никакво пряко влияние върху движението. Тя определя обаче триенето и чрез него косвено влияе върху скоростта.

Елементарната работа $dA = F\cos\alpha\, ds$ е равна на лицето на защрихованата ивица, общата работа $A = \int_{s_1}^{s_2} F\cos\alpha\, ds$ — на лицето на криволинейния трапец $s_1 s_2 NM$.

Този начин на изобразяване се използува много често в практиката, например при диаграмите на Уат за парните машини.



Фиг. 19. Графично изобразяване на работата

Единица за работа. Работата има измерение сила по път. Единиците ѝ в двете измерителни системи са съответно *дн см* или *ерг* (*ерг*) и *н м* или джаул (*дж*), наричан още ват секунда (*вт сек*); 1 *дж* = 1 *н* × 1 *м* = 10^5 *дн* × 10^2 *см* = 10^7 *ерг*.

Друга единица за работа е килограмометърът (*кГм*); 1 *кГм* = 1*кГ*. 1 *м* = 9,8 *н* × 1 *м* = 9,8 *дж* (*вт сек*). Обратно, 1 *дж* = = 0,102 *кГм*; 1 *ерг* = 0,102 . 10^{-7} *кГм*.

Ергът е извънредно малка единица, равна приблизително на работата, която се извършва, за да се издигне 1 *мГ* на височина 1 *см*. За да се изкачи от един етаж на друг, човек извършва работа около 2.10^{10} *ерг*.

§ 29. Работа за издигане на тежко тяло. Работа на теглото

Нека тялото B с тегло $P = mg$ се издига отвесно нагоре от височина h_1 до височина h_2. Да предположим, че няма никакво триене и съпротивление на въздуха. Тогава при равномерно издигане силата, с която го теглим, е точно равна на теглото му.

Елементарната работа, която ще извърши тази сила, когато центърът на тежестта на тялото се премести на височина dh, е

$$dA = mg\,dh,$$

а общата работа е

$$A = \int_{h_1}^{h_2} mg\,dh.$$

За не много големи височини (до няколко *км*) g = пост. и следователно

$$A = mg(h_2 - h_1) = mgh. \qquad (1)$$

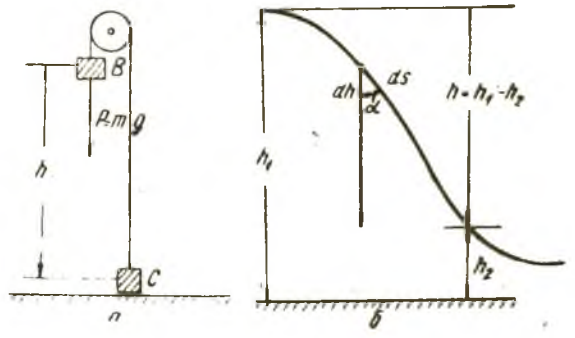
При издигане нагоре $h_2 > h_1$ и извършената работа е *положителна* а при спускане надолу — *отрицателна*.

Работата, която се извършва, за да се издигне тялото, не се губи. Ако няма никакво триене и съпротивление на въздуха, при връщането си в изходното положение тялото B може да издигне друго равно нему тяло C на същата височина и следователно да извърши същата работа (фиг. 20 *а*).

Ако тялото не се спуска отвесно надолу, а по някаква наведена повърхност (фиг. 20 *б*), елементарната работа, която извършва теглото при преместване на центъра на тежестта на тялото на разстояние ds, е

$$dA = mg\cos\alpha\,ds = mg\,.\,dh,$$

$$A = -mg(h_2 - h_1). \qquad (2)$$



Фиг. 20. Работата на теглото не зависи от формата на пътя

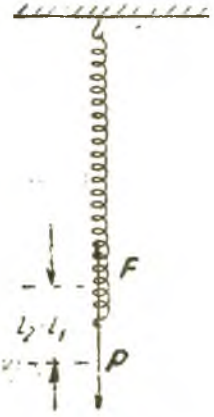
При спускане надолу $h_1 > h_2$ и теглото върши положителна работа, при издигане нагоре — отрицателна.

Работата на теглото не зависи от формата на пътя, а само от началната и крайната височина на центъра на тежестта на тялото. Ако центърът на тежестта опише някаква затворена крива, $h_2 = h_1$, $A = 0$.

Следователно работата на теглото по каквато и да е затворена крива е нула. Такива сили, чиято работа не зависи от формата и дължината на пътя, а само от положението на началната и на крайната точка, се наричат *консервативни* или *потенциални*. Теглото следователно е консервативна сила.

§ 30. Деформационна работа

На свободния край на идеално еластична пружина се окачва лек празен съд (фиг. 21). Налива се в съда капка по капка вода. Пружината се разтяга бавно, еластичната сила F расте, като остава винаги равна и обратно насочена на теглото P:



Фиг. 21. Деформационна работа

$$F = -P.$$

Съгласно закона на Хук между деформацията l и теглото P, което я създава, съществува зависимостта

$$P = c\,l,$$

където c е постоянна, характерна за пружината. Елементарната работа dA, която извършва теглото при увеличаване на деформацията l с dl, е

$$dA = P\,dl = c\,l\,dl,$$

а общата работа за увеличаване на деформацията от l_1 до l_2 е

$$A = \int_{l_1}^{l_2} c\,l\,dl = \frac{1}{2}cl_2^2 - \frac{1}{2}cl_1^2 \qquad (1)$$

В резултат от тази работа системата минава от състояние *I* (празен съд, деформация l_1) в състояние *II* (пълен съд, деформация l_2).

Нека сега водата да изтича бавно. Теглото намалява, пружината се свива и издига съда, системата се връща в началното си състояние. Когато деформацията намалява от l_2 до l_1, еластичната сила извършва работа

$$A = \int_{l_2}^{l_1} F\,dl$$

или като се вземе под внимание, че $F = -P = -cl$,

$$A = \frac{1}{2}cl_2^2 - \frac{1}{2}cl_1^2. \qquad (2)$$

Когато формата и размерите на тялото се възстановяват, еластичните сили извършват толкова работа, колкото е била изразходвана при деформацията на същото тяло.

Тази работа зависи също само от началното и крайното състояние на тялото (в случая от l_1 и l_2). Еластичните сили следователно също са консервативни.

§ 31. Работа за промяна на скоростта

Нека върху тяло B с маса m действува сила F, която променя скоростта му от v_1 до v_2. Елементарната работа, извършена от силата F на разстояние ds, е

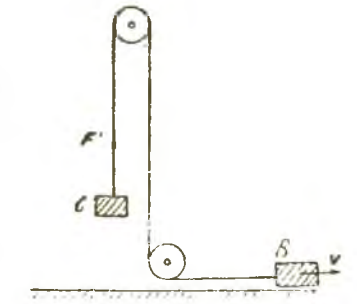
$$dA = F\cos\alpha\, ds.$$

Да допуснем, че в случая не съществува никакво триене или съпротивление на средата. Тогава

$$F\cos\alpha = m\frac{dv}{dt}.$$

($F\cos\alpha$ е тангенциалната компонента на силата, $\frac{dv}{dt}$ — тангенциалното ускорение). Освен това $ds = v\,dt$, така че

$$dA = mv\,dv = d\left(\frac{mv^2}{2}\right).$$



Фиг. 22. Тяло, което се движи, може да издига друго тяло и да върши работа

Общата работа, извършена от силата при изменението на скоростта от v_1 до v_2, е

$$A = \int_{v_1}^{v_2} mv\,dv = \frac{mv_2^2}{2} - \frac{mv_1^2}{2} = \Delta\left(\frac{mv^2}{2}\right). \qquad (1)$$

Когато няма триене и съпротивление, работата, извършена от силата, е равна на изменението на величината $\frac{mv^2}{2}$.

Нека след като достигне скорост v_2, тялото B започне да преодолява някакво противодействие, например да издига посредством системата от скрипци и неразтегаема безтегловна нишка друго тяло C (фиг. 22).* При това то ще върши работа и скоростта му ще намалява.

Ако F' е силата, с която тялото B действува върху C, работата която ще извърши то, когато премести C на разстояние ds', е

$$dA = F'\,ds' \quad (\alpha = 0).$$

Но поради неразтегаемостта на нишката $ds' = ds = v\,dt$. Освен това съгласно закона за равенството на действието и противодействието

$$F' = -m\frac{dv}{dt}$$

* Ако нишката е еластична, част от работата, извършена от B, ще се изразходва за нейното разтягане и след това при свиването ѝ ще бъде предадена на C.

и следователно

$$dA = -mv\,dv = -d\left(\frac{mv^2}{2}\right).$$

Общата работа, която ще извърши тялото B, докато скоростта му се намали от $\mathbf{v}_2$ до $\mathbf{v}_1$, е

$$A = -\left(\frac{mv_1^2}{2} - \frac{mv_2^2}{2}\right) = -\Delta\left(\frac{mv^2}{2}\right), \qquad (2)$$

равна на работата, извършена при увеличаване на скоростта му от $\mathbf{v}_1$ до $\mathbf{v}_2$.

§ 32. Енергия

Работата добива особено значение поради факта, че не изчезва никога безследно, а предизвиква в телата, върху които е извършена, такива промени, които ги правят способни сами те да вършат работа. Това дава възможност да се въведе нова физична величина — *енергия*.

Казваме, че някое тяло притежава енергия, ако то е в състояние да извършва работа. Понеже всички тела в природата могат да вършат работа, следва, че всички притежават енергия.

Едно тяло е в състояние да върши работа или поради това, че се движи спрямо други тела и може например при удар да им предаде част от своето движение, или поради това, че си взаимодейства с други тела. В зависимост от това енергията бива два вида: *енергия на движението* или *кинетична енергия* ($E_к$) и *енергия на взаимодействието* или *потенциална енергия* ($E_п$).

Кинетична енергия. Кинетичната енергия на едно тяло се измерва с работата, която то може да извърши, докато спре. Ако се означи с m масата и с v скоростта на тялото, съгласно (2, 31)

$$E_к = \frac{mv^2}{2}. \qquad (1)$$

Понеже няма отрицателни маси, кинетичната енергия е винаги положителна. Поради относителния характер на движението тя зависи обаче не само от тялото, което я притежава, но и от тялото или координатната система, спрямо която се преценява. Така например тяло, което се намира в движещ се влак, не притежава никаква кинетична енергия спрямо влака, но има значителна енергия спрямо Земята.

От (2) в § 31 и (1) в § 32 следва, че извършената от тялото работа е равна по големина и обратна по знак на изменението на кинетичната му енергия:

$$dA = -dE_к; \quad A = -(E_{к_2} - E_{к_1}). \qquad (2)$$

Ако тялото върши работа, като преодолява някакво противодействие, A е положителна и кинетичната му енергия намалява. Обратно, ако върху тялото се извършва работа от друга сила, която действува по посока на движението, A е отрицателна и кинетичната енергия расте. При равно-

мерно движение кинетичната енергия е постоянна и общата работа на приложените върху тялото сили е нула.

Потенциална енергия. В природата няма тяло, което да не действува върху други тела и следователно да не притежава потенциална енергия. Но понеже действието е винаги двустранно, потенциалната енергия не принадлежи никога само на едно тяло, а на система от две или повече тела или частици. Така например потенциалната енергия на камък, който се намира на някаква височина над Земята, е в същност енергия на системата камък—Земя.

Потенциалната енергия зависи от взаимното разположение на телата и от характера на силите на взаимодействие. Ако телата се привличат, те могат да извършат толкова повече работа при своето доближаване, колкото по-голямо е било началното разстояние между тях. При сили на привличане потенциалната енергия расте следователно с отдалечаване на телата едно от друго. Обратно, ако силите на взаимодействие са сили на отблъскване, потенциалната енергия ще бъде най-голяма, когато телата се намират непосредствено едно до друго, и ще намалява с увеличение на разстоянието.

В зависимост от вида на силите потенциалната енергия може да бъде гравитационна, електрична, ядрена, повърхностна, еластична и т. н. Тук ще разгледаме само гравитационната потенциална енергия на телата спрямо Земята. Останалите видове потенциална енергия ще бъдат разгледани в другите отдели на физиката.

Потенциалната енергия на едно тяло спрямо Земята зависи от височината, на която се намира центърът на тежестта му. Когато центърът на тежестта се издига, тя расте, а когато пада — намалява. Но даже и когато се намира на повърхността на Земята, тялото пак притежава потенциална енергия, тъй като би могло, ако под него има например кладенец, да извърши още работа.

Нека означим с $E_{n,0}$ потенциалната енергия, която притежава тяло с маса m, когато се намира на повърхността на Земята, и с E_n — енергията му на височина h. В случая не знаем стойността нито на E_n, нито на $E_{n,0}$, но се знае и това следва направо от самото определение на енергията, че E_n е с толкова по-голямо от $E_{n,0}$, колкото е работата, която ще извърши теглото на тялото, когато центърът на тежестта падне от височина h до Земята. Съгласно (1) от § 29 тази работа е mgh, така че

$$E_n = E_{n,0} + mgh. \tag{3}$$

Разликата $E_n - E_{n,0}$, която е равна на извършената от тялото работа, няма да се измени, ако E_n и $E_{n,0}$ се увеличат или намалят с една и съща стойност. Това дава възможност да се приеме потенциалната енергия в някое положение условно за нула и от него като от основно ниво да се определя потенциалната енергия в другите положения. В много случаи е удобно за такова основно ниво да се приеме повърхността на Земята или най-ниското положение, което може да заеме тялото. В такъв случай

$$E_n = mgh. \tag{4}$$

§ 33. Закон за запазване на енергията

Всяко тяло може да притежава едновременно както кинетична, така и потенциална енергия. Сборът от двете енергии образува неговата обща механична енергия E:

$$E = E_к + E_п; \quad dE = dE_к + dE_п. \tag{1}$$

Но $\mathrm{d}E_к$ е равна на елементарната работа, извършена при изменение на скоростта на тялото от v до $v + \mathrm{d}v$, а $\mathrm{d}E_п$ — на елементарната работа, извършена при безкрайно малко изменение на неговото положение или форма. Да означим сбора от двете работи с $\mathrm{d}A$. Тогава

$$dA = -(dE_к + dE_п) = -dE, \tag{2}$$

т. е. *извършената от тялото работа е равна на намалението на неговата енергия.*

Когато се извършва работа, участвуват най-малко две тела — едно, което върши работа, и друго — върху което тя се извършва. Енергията на тялото, което върши положителна работа, се намалява, енергията на тялото, върху което се извършва тази работа, се увеличава.

Нека предположим, че двете тела образуват изолирана система, в която действуват само консервативни сили (идеално еластични тела, няма триене и съпротивление). Тогава увеличението на енергията на второто тяло е равно по абсолютна стойност на намалението на енергията на първото, а общото изменение на енергията на двете тела е нула:

$$dE = 0; \quad E = \text{пост.}$$

Този извод може да се обобщи лесно за затворена система от произволен брой тела. *Общата механична енергия на изолирана система от абсолютно еластични тела, между които не съществуват сили на триене, е постоянна. Тя не се губи и не се създава, а само преминава от едно тяло в друго или от една форма в друга — закон за запазване на механичната енергия**.

Механичната енергия преминава от едно тяло в друго чрез работа. Следователно *работата е процес, чрез който се предава енергия от едно тяло на друго.* Друг такъв процес е, както ще се види по-нататък, топлината.

Като пример за запазване на механичната енергия и за превръщането ѝ от една форма в друга може да се посочи движението на тяло, хвърлено отвесно нагоре във вакуум. Може да се покаже лесно, че във всеки момент сборът от кинетичната и потенциалната енергия на тялото, преди то да падне на Земята, е постоянен. Подобно превръщане се среща също при люлеене на махало, при трептене на еластична пластинка, при удар на еластични тела и т. н.

---

* В случая изолирана система се нарича такава система от тела, които не обменят механична енергия с други тела. Такава система може да се нарече още *механично изолирана*.

Ако телата, които образуват системата, не са абсолютно еластични или ако между тях има сили на триене, механичната енергия намалява, понеже част от нея се превръща в други видове енергия, най-често във вътрешна енергия (триещите се тела се нагряват). Законът за запазване на енергията остава и тук в сила, като обхваща всички видове енергии: механична, вътрешна, електромагнитна и др.

Законът за запазване на енергията е основен закон. На него са подчинени всички процеси както в мъртвата, така и в живата природа. Досега не е наблюдавано нито едно явление, което да дава основание за съмнение в неговата вярност. Той е изказан за пръв път въпреки и не напълно строго от М. В. Ломоносов. Около 100 години по-късно законът за запазване на енергията бе доказан опитно от Р. Майер и Дж. Джоул и обоснован теоретично от Х. Хелмхолц.

§ 34. Мощност

Нека за време Δt някое тяло извършва работа (отдава или поглъща енергия) ΔA. Отношението $\frac{\Delta A}{\Delta t}$, което показва каква работа се пада средно на всяка единица време от интервала Δt, се нарича *средна мощност* на тялото за този интервал:

$$N_{\text{ср}} = \frac{\Delta A}{\Delta t} \tag{1}$$

За да се намери мощността в отделен момент, оставя се Δt да клони към нула. Тогава

$$N = \lim_{\Delta t \to 0} \frac{\Delta A}{\Delta t} = \frac{dA}{dt} \tag{2}$$

От (2), като се замести dA с $F \cos \alpha \, ds$ и $\frac{ds}{dt}$ с v, се получава

$$N = F v \cos \alpha, \tag{3}$$

т. е. *при дадена сила мощността е пропорционална на скоростта на движението.*

Във физическата и практическата измерителна система мощността има измерение $[ML^2T^{-3}]$. Единиците за мощност в двете системи са съответно: *ерг сек*$^{-1}$ и *дж сек*$^{-1}$ или *ват* (*вт*). Освен това се употребяват и единиците: 1 киловат (*квт*) = 1000 *вт*, 1 мегават (*мгвт*) = 10^6 *вт*, 1 конска сила (*к. с.*) = 75 *кГм сек*$^{-1}$, като 1 *к. с.* = 75 *кГм сек*$^{-1}$ = = 75 . 9,8 *дж сек*$^{-1}$ = 736 *вт* $\approx \frac{3}{4}$ *квт*. Конската сила е неудобна и нерационална единица и затова се изоставя. Вместо нея се употребява все по-често единицата киловат.

Автомобилните мотори имат мощност между 10 и 100 *квт*, локомотивните и самолетните двигатели над 1000 *квт*, големите водни и

парни турбини — десетки и даже стотици хиляди *квт*. В сравнение с тези мощности средната мощност, която развива човек при продължителна работа, е нищожна — около 60 до 100 *вт*, колкото една обикновена електрична крушка. За късо време обаче човек може да развие десетки пъти по-голяма мощност.

Тук мощността бе изразена като отношение на работата и времето. В практиката се прави често обратното — работата и енергията се изразяват като произведение от мощността и времето. Това налага да се въведат нови единици за работа и енергия.

От зависимостта $N = \frac{\Delta A}{\Delta t}$ следва $\Delta A = N\Delta t$. Ако $N = 1$ *вт* и $\Delta t = 1$ *сек*, $\Delta A = 1$ ватсекунда *(втсек)* или джаул *(дж)*. Ако $N = 1$ *квт* и $\Delta t = 1$ *ч*, $\Delta A = 1$ киловатчас *(квтч)*; 1 *квтч* $= 1000$ *вт* $\times$ 3600 *сек* $= 3{,}6 \times 10^5$ *дж (втсек)* $= 360\,000$ *кГм*.

Работа 360 000 *кГм* ще се извърши, ако се издигне тяло с тегло 360 000 *кГ* (например 18 двадесеттонни вагона) на височина 1 *м*. По цените на електричната енергия за домакински нужди тази работа се заплаща 2 *ст*.*

Механичната и електричната енергия са стотици и даже хиляди пъти по-евтини от мускулната енергия на човека. Това показва какво значение има механизирането на всички трудоемки процеси за стопанския напредък на една страна.

VII. КИНЕМАТИКА И ДИНАМИКА НА АБСОЛЮТНО ТВЪРДО ТЯЛО

§ 35. Абсолютно твърдо тяло

Всяко тяло може да се разглежда като съвкупност от безбройно много материални точки, свързани помежду си чрез силите на сцепление. Ако разстоянията между отделните точки не се променят под действието на приложените върху тялото сили, колкото и големи да са те, то се нарича *абсолютно твърдо*, ако се променят — *деформируемо*.

Абсолютно твърди тела не съществуват. Всички реални тела се деформират. При достатъчно малки сили деформациите са обаче толкова незначителни, че може да се пренебрегнат и деформируемите тела да се разглеждат като абсолютно твърди.

Положението на всяко абсолютно твърдо тяло се определя с три негови точки: $A(x_1, y_1, z_1)$, $B(x_2, y_2, z_2)$ и $C(x_3, y_3, z_3)$, които не лежат на една права. Между координатите на точките съществуват три зависимости, които изразяват постоянството по трите разстояния

$$\sqrt{(x_2 - x_1)^2 + (y_2 - y_1)^2 + (z_2 - z_1)^2} = AB = \text{пост.},$$

$$\sqrt{(x_3 - x_1)^2 + (y_3 - y_1)^2 + (z_3 - z_1)^2} = AC = \text{пост.},$$

* Цената на 1 *квтч* енергия, произведена от мощни водни или термични централи, е 0,1—0,2 *ст* (от Братската централа 0,075 копейки).

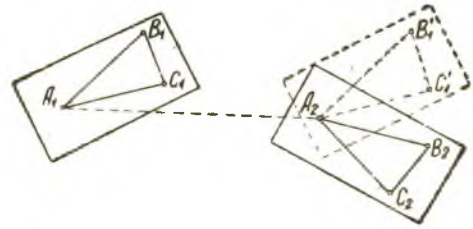
$$\sqrt{(x_3-x_2)^2+(y_3-y_2)^2+(z_3-z_2)^2}=BC=\text{пост.}$$

От тези зависимости може да се елиминират три от деветте координати, така че остават независими само шест от тях. Положението на всяко абсолютно твърдо тяло се определя следователно с шест независими координати или параметри.

§ 36. Видове движения. Степени на свобода

Положението на свободна материална точка, чието движение не е подложено на никакви ограничения, се определя от три независими координати x, y и z. Съответно на това всяко преместване на точката може да бъде получено чрез три последователни независими премествания, успоредни на осите X, Y и Z. Затова се казва, че *свободната материална точка има три степени на свобода.*

Всяко ограничаване на движението на точката води до съответно намаляване на нейните степени на свобода. Точката, която може да се движи само в една равнина, например в равнината XY, има две степени на свобода (възможността за движение по оста Z е премахната). Точка, която може да се движи по определена линия, например по оста X, има само една степен на свобода. Неподвижно закрепената точка няма никаква възможност за движение, броят на степените ѝ на свобода е нула.



Фиг. 23. Разлагане на преместването на абсолютно твърдо тяло на постъпателно преместване (транслация) и на завъртане (ротация)

Да видим как стои въпросът при твърдите тела. Нека разгледаме две произволно избрани положения на едно и също тяло $A_1B_1C_1$ и $A_2B_2C_2$ (фиг. 23). Преходът от първото положение във второто може да се осъществи по следния начин:

1. Премества се тялото, без да се върти, докато A_1 съвпадне с A_2. Точките B_1 и C_1 заемат положенията B_1' и C_1'. Това движение, при което всички точки от тялото изминават равни и успоредни пътища, се нарича *постъпателно движение* или *транслация.* При постъпателното движение всяка права, неизменно свързана с тялото, остава успоредна на себе си.

2. Завърта се тялото около ос, която минава през A_2 и е перпендикулярна на равнината $A_2B_1'B_2$, така че точката B_1' да съвпадне с B_2. Точката A_2 остава при това въртене неподвижна, точката C_1' минава в положение C_1'' (това положение не е означено на фигурата).

3. Завърта се тялото около ос, която минава през A_2 и B_2, така, че C_1' да съвпадне с C_2. Точките A_1, B_1, C_1 съвпадат с A_2, B_2, C_2, тялото преминава от положение *I* в положение *II*.

С това се осъществява преходът на тялото от положение *I* в положение *II* чрез една транслация, последвана от две завъртания. Както ще се види по-нататък, двете завъртания може да бъдат заменени с едно около подходящо подбрана ос. Следователно *всяко преместване на твърдо тяло може да се осъществи чрез една транслация и една ротация*. Това значи, че и всяко движение, колкото и сложно да изглежда то, може да се получи, като се насложат две прости движения: постъпателно и въртеливо.

Положението на абсолютно твърдото тяло се определя с шест независими координати. Съответно на това тялото има шест степени на свобода: три степени на свобода на постъпателно движение (успоредно на трите координатни оси) и три степени на свобода на въртене: около една ос, успоредна на X, около втора ос, успоредна на Y, и около трета ос, успоредна на Z.

Ако тялото се подложи на някои ограничения, така че част от изброените движения да станат невъзможни, съответните степени на свобода изчезват. Така например топче, което може да се движи между две равнини, има пет степени на свобода: две степени на свобода на постъпателно движение, успоредно на осите X и Y, и три степени на свобода на въртене. Плочка, попаднала под гардероба, има само три степени на свобода, две на постъпателно движение и една на въртене и т. н.

§ 37. Въртене на твърдо тяло около неподвижна ос. Ъглова скорост и ъглово ускорение

Когато някое тяло се върти, всички точки от него описват окръжности, чиито центрове лежат на една права, наречена *ос на въртене* или *ротационна ос*. Оста на въртене е перпендикулярна на равнините на скръжностите. Като примери за ротационно движение може да се посочат въртенето на маховика, въртенето на шпиндела на струга и много др.

При въртенето различните точки от тялото изминават нееднакви пътища, но радиусите, които ги съединяват с оста, се завъртат за едно и също време на равни ъгли. Поради това като основна величина при ротационните движения се използува *ъгълът на завъртането* φ. От него се получават производните величини *ъглова скорост* и *ъглово ускорение*.

За да може да се следи въртенето на тялото, прекарват се по ротационната ос 0 две равнини — едната M_0 неподвижна, а другата M, неизменно свързана с тялото (фиг. 24). В момента t_1 двете равнини образуват ъгъл φ_1, в момента t_2 — ъгъл φ_2. За време $\Delta t = t_2 - t_1$ тялото се завърта на ъгъл $\Delta\varphi = \varphi_2 - \varphi_1$. Отношението

$$\omega_{ср} = \frac{\Delta\varphi}{\Delta t}$$

показва на какъв ъгъл се завърта тялото средно на всяка единица време от интервала Δt и се нарича *средна ъглова скорост* за този интервал.

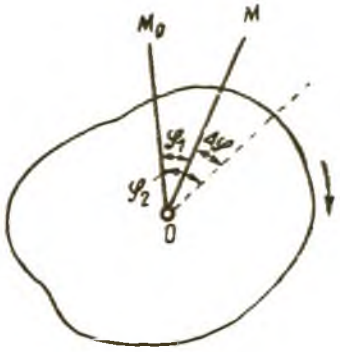
Намалява се постепенно Δt. Заедно с него се намалява и $\Delta\varphi$, а отношението $\frac{\Delta\varphi}{\Delta t}$ расте или намалява, като се доближава все повече до определена гранична стойност — *ъгловата скорост* на тялото в разглеждания момент:

$$\omega = \lim_{\Delta t \to 0}\left(\frac{\Delta\varphi}{\Delta t}\right) = \frac{d\varphi}{dt} = \dot{\varphi}. \qquad (1)$$

В механиката се доказва, че *ъгловата скорост е вектор*, чието направление съвпада с направлението на ротационната ос. Посоката на вектора ω се определя по правилото на десния винт: *ако винтът се върти по посоката, по която се върти тялото, той напредва в посока на ъгловата скорост* (фиг. 25). Ъгловата скорост има измерение $[T^{-1}]$ и се изразява в *рад сек*$^{-1}$.

Нека в момента t_1 ъгловата скорост да бъде $\vec{\omega}$, а в момента t_2 — $\vec{\omega}_2$. За време $\Delta t = t_2 - t_1$ тя се променя с $\Delta\vec{\omega} = \vec{\omega}_2 - \vec{\omega}_1$.

Отношението $\vec{\varepsilon}_{ср} = \frac{\Delta\vec{\omega}}{\Delta t}$,



Фиг. 24. Определяне на положението на тялото по ъгъла на завъртането



Фиг. 25. Направление и посока на ъгловата скорост

което показва с колко се променя ъгловата скорост средно за всяка единица време от интервала Δt, се нарича *средно ъглово ускорение* на тялото за този интервал, а отношението

$$\vec{\varepsilon} = \frac{d\vec{\omega}}{dt} = \dot{\vec{\omega}} \qquad (2)$$

ъглово ускорение в разглеждания момент.

При неподвижна ос на въртене направлението на вектора $\vec{\varepsilon}$ съвпада с направлението на $\vec{\omega}$, а посоката му може да бъде еднаква или обратна на посоката на ъгловата скорост. В първия случай $\vec{\varepsilon}$ е положително, ъгловата скорост расте, във втория — отрицателно и тя намалява. Ъгловото ускорение има измерение $[T^{-2}]$ и се изразява в *рад сек*$^{-2}$.

В зависимост от ъгловото ускорение ротационните движения биват:

1. Равномерни: $\vec{\varepsilon} = 0$; $\vec{\omega} = \text{пост.}$; $\varphi = \varphi_0 + \omega t$ (φ_0 е ъгълът, който образуват равнините M и M_0 в момента $t = 0$). Равномерното въртене има особено значение в техниката.

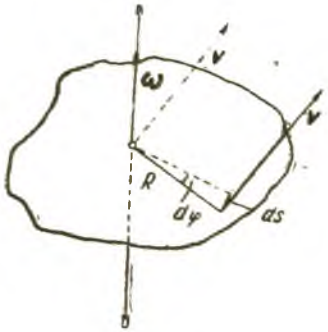
2. Равнопроменливи: $\vec{\varepsilon} = \text{пост.}$ $\vec{\omega} = \vec{\omega}_0 + \vec{\varepsilon} t$; $\varphi = \varphi_0 + \omega_0 t + \frac{1}{2} \varepsilon t$

Равнопроменливото въртене може да бъде равноускорително ($\varepsilon > 0$) или равнозакъснително ($\varepsilon < 0$).

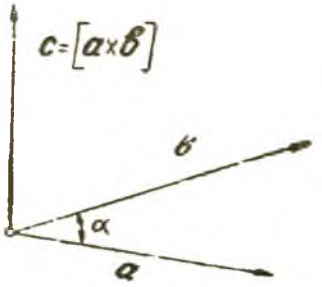
3. Неравнопроменливи: $\vec{\varepsilon}$ се мени с течение на времето.

§ 38. Зависимост между линейните и ъгловите величини

Между радиуса на въртене R, пътя ds, линейната скорост v и линейното ускорение a на дадена точка от тялото и ъгъла на завъртане $d\varphi$, ъгловата скорост ω и ъгловото ускорение ε на самото тяло съществуват следните зависимости (фиг. 26):



Фиг. 26. Зависимост между линейните и ъгловите величини



Фиг. 27. Векторно произведение на два вектора

1. Като дъга от окръжност с радиус R пътят $ds = R\, d\varphi$.

2. Линейната скорост $v = \frac{ds}{dt} = R\frac{d\varphi}{dt} = R\omega$ ($R = \text{пост.}$). (1)

3. Тангенциалното ускорение $a_T = \frac{dv}{dt} = R\frac{d\omega}{dt} = R\varepsilon$. (2)

4. Нормалното ускорение $a_n = \frac{v^2}{R} = \omega^2 R$. (3)

От фиг. 26 се вижда, че векторът **v** образува с векторите $\vec{\omega}$ и **R** дясна винтова система, следователно

$$\mathbf{v} = [\vec{\omega}\,\mathbf{R}].$$

Линейната скорост **v** на коя да е точка от тялото е векторно произведение от ъгловата скорост $\vec{\omega}$ и радиус-вектора **R***.

§ 39. Работа на сила при въртене на абсолютно твърдо тяло

Нека в точка B от тялото, което се върти около оста O_1O_2 (фиг. 28), действува сила **F**. През точката нека се прекара равнина, перпендикулярна на оста, и силата да се разложи на две компоненти; $\mathbf{F}_1$, която лежи в равнината, и $\mathbf{F}_2$ — успоредна на оста. Успоредната компонента не може да предизвика никакво преместване, тя се уравновесява от противодействието на лагерите.

Когато тялото се завърти на ъгъл $d\varphi$, точката B изминава пътя $ds = R.d\varphi$ и силата $\mathbf{F}_1$ извършва работа

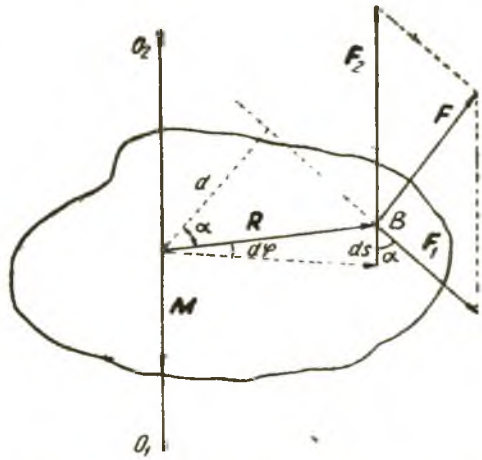
$$dA = F_1 R \cos\alpha\, d\varphi.$$

Но

$$R\cos\alpha = d,$$

следователно

$$dA = F_1 d\, d\varphi.$$



Фиг. 28. Работа на сила при въртене на твърдо тяло

* Векторното произведение на два вектора **a** и **b** е вектор, чиято големина е равна на произведението от големините на двата вектора и синуса от ъгъла между тях (фиг. 27), направлението му е перпендикулярно на равнината, определено от двата вектора, а посоката му е такава, че образува с векторите **a** и **b** дясна винтова система. Това значи, че ако десен винт се върти по посоката, по която трябва да се завърти първият вектор **a** от произведението, за да се покрие с втория вектор **b**, върхът на винта ще напредва по посока на **c**. Векторното произведение се означава със средни скоби:

$$\mathbf{c} = [\mathbf{a}\,\mathbf{b}];$$

$$c = a\,b\sin\alpha.$$

Ако двата вектора са взаимно перпендикулярни, както в случая $c = a\,b$.

При векторното произведение е съществен и редът на двата вектора, които се умножават. При промяна на реда се сменя знакът на произведението: $[\mathbf{a}\,\mathbf{b}] = -[\mathbf{b}\,\mathbf{a}]$.

Разстоянието d, измерено по перпендикуляра, спуснат от оста O_1O_2 към директрисата на силата, се нарича *рамо*, а произведението $M = F_1 d$ — *момент на силата* спрямо същата ос. Тогава

$$dA = M d\varphi. \tag{1}$$

Елементарната работа, която извършва една сила при въртене на абсолютно твърдо тяло около неподвижна ос, е равна на произведението от момента на силата M и ъгъла на завъртането.*

Когато тялото се завърти от ъгъл φ_1 до ъгъл φ_2, силата ще извърши а бота

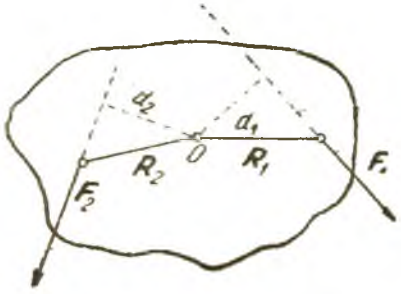
$$A = \int_{\varphi_1}^{\varphi_2} M d\varphi \tag{2}$$

или при $M =$ пост.

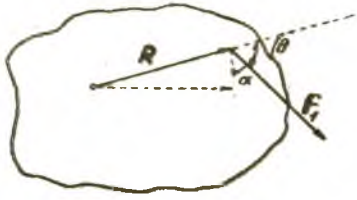
$$A = M(\varphi_2 - \varphi_1). \tag{3}$$

Като се сравнят (1), (2) и (3) с (4), (5) и (1), от § 28 се вижда, че *при ротационните движения моментът има същото значение, както силата при постъпателните.*

Ако вместо ъгъл α, който сключват дъгата ds и директрисата на силата $\mathbf{F}_1$, се взема ъгълът θ, заключен между посоките на векторите $\mathbf{R}$ и $\mathbf{F}_1$ (фиг. 30), $d = R\sin\theta$, $M = F_1 R\sin\theta$.



Фиг. 29. Направление и посока на момента на силата спрямо дадена ос



Фиг. 30

Това показва, че моментът може да се представи като векторно произведение от радиус-вектора и силата:

$$\mathbf{M} = [\mathbf{R}\,\mathbf{F}].$$

* Ако тялото не е абсолютно твърдо, под действието на приложената сила то ще се деформира и преместването ds на точката B ще се отличава от $R.d\varphi$.

Така определен, векторът **M** е успореден на ротационната ос и има еднаква посока с ускорението, което създава. Например моментите на силите $\mathbf{F}_1$ и $\mathbf{F}_2$, чиито директриси лежат в равнината на чертежа (фиг. 29), са перпендикулярни на същата равнина, като първият от тях $\mathbf{M}_1 = [\mathbf{R}_1 \mathbf{F}_1]$ е насочен от читателя към чертежа, а вторият — $\mathbf{M}_2 = [\mathbf{R}_2 \mathbf{F}_2]$ от чертежа към читателя. Ако върху тялото действуват едновременно няколко сили, общият момент, който създават те спрямо определена ос, е равен на сбора от отделните моменти.

Като произведение от сила и дължина моментът има еднакво измерение с работата. Изразът $dA = M\,d\varphi$ не противоречи на това, понеже ъгълът, който е отношение на две дължини, е безразмерна величина. Единиците за момент в двете системи са съответно *дн.см* и *н.м*

§ 40. Кинетична енергия на въртящо се тяло. Инерционен момент

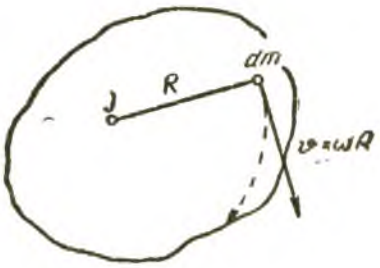
Точки, които отстоят на различни разстояния от оста на въртенето имат нееднакви скорости. Поради това, за да се намери кинетичната енергия на тялото, то трябва да се раздели мислено на отделни безкрайно малки елементи. Формата на тези елементи няма никакво значение. Съществено е всички точки от един елемент да притежават еднакви линейни скорости, а това значи да се намират на еднакви разстояния от оста.

Нека се означи с dm масата на един от тези елементи, с v — линейната му скорост и с R — разстоянието от елемента до оста на въртенето O (фиг. 31). Тогава кинетичната енергия на този елемент е

$$dE_к = \frac{1}{2}\, dm\, v^2$$

или тъй като $v = \omega R$,

$$dE_к = \frac{1}{2}\, \omega^2 R^2\, dm.$$



Фиг. 31

Кинетичната енергия на цялото тяло е сбор от кинетичните енергии на всички негови елементи, следователно

$$E_к = \int \frac{1}{2}\, \omega^2 R^2\, dm.$$

Но в кой и да е момент ω има еднаква стойност за всички точки на тялото и може да се извади пред знака за интегриране, така че

$$E_к = \frac{1}{2}\, \omega^2 \int R^2\, dm.$$

Произведението от масата на една точка по квадрата от разстоянието ѝ до разглежданата ос се нарича инерционен момент на

точката спрямо тази ос. За да подчертаем, че този момент е безкрайно малък, ще го означим със

$$dJ = R^2\, dm. \tag{1}$$

Сборът от инерционните моменти на всички точки дава инерционния момент J на цялото тяло:

$$J = \int R^2\, dm. \tag{2}$$

Като се замести в израза за кинетичната енергия $\int R^2\, m$ с J, получава се

$$E_к = \frac{1}{2} J\omega^2. \tag{3}$$

Кинетичната енергия на всяко въртящо се тяло е равна на полупроизведението от инерционния момент на тялото и квадрата на ъгловата му скорост.

Инерционният момент зависи много повече от разпределението на масата спрямо оста на въртенето, отколкото от нейната големина. Това дава възможност при сравнително малка маса да се получи голям инерционен момент, например при маховото колело (фиг. 32) или обратно.



Фиг. 32. Инерционният момент зависи от разпределението на масата на тялото спрямо оста на въртенето

Тяло с голям инерционен момент се привежда мъчно във въртене, потребно е да се изразходва много енергия, за да му се съобщи определена ъглова скорост. Такова тяло обаче, един път развъртяно, мъчно се спира. То може да извърши много работа, докато изразходва натрупаната в него кинетична енергия. Обратно, тяло с малък инерционен момент може лесно да се завърта и лесно да се спира. Колкото е по-голямо J, толкова тялото проявява при въртене по-голяма инертност, откъдето произтича и името *инерционен момент.*

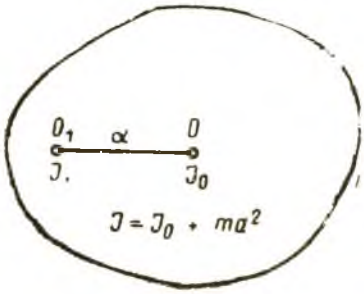
Във физичната и практическата измерителна система инерционният момент има измерение $[ML^2]$. Единиците за инерционен момент в двете системи са съответно *г см*^{2} и *кг м*^{2}.

Теорема на Я. Щайнер. Швейцарският математик Щайнер е доказал следната теорема. *Инерционният момент J_1 на едно тяло спрямо произволно избраната ос O_1 е равен на момента му J_0 спрямо оста O, която минава през центъра на тежестта на тялото и е успоредна на O_1, плюс произведението от масата m на цялото тяло и квадрата на разстоянието a между двете оси* (фиг. 33):

$$J_1 = J_0 + ma^2 \tag{4}$$

Понеже не съществуват отрицателни маси $J_0 < J_1$, инерционният момент е най-малък спрямо онази от осите, успоредни на разглежданото направление, която минава през центъра на тежестта на тялото.

На фиг. 34 са показани инерционните моменти на човек със среден ръст ($m=70$ *кг*) при различни положения на тялото спрямо оста на въртенето.



Фиг. 33



Фиг. 34. Инерционни моменти на човек с маса 70 *кг* спрямо различни оси
а—1,2 *кг м*²; *в*—8 *кг м*² и *с*—2,3 *кг м*² (по Р. В. Пол)

§ 41. Зависимост между момента на силите, инерционния момент и ъгловото ускорение

Нека се предположи, че върху някое тяло действуват силите $\mathbf{F}_1$, $\mathbf{F}_2$, ..., като не се изпускат и силите на триене, и нека се означи с $\mathbf{M}$ общият въртящ момент, който създават тези сили спрямо ротационната ос. При завъртане на тялото на ъгъл $d\varphi$ те извършват работа

$$dA = M\,d\varphi.$$

Понеже се взема под внимание и триенето, тази работа ще отиде изцяло да се увеличи кинетичната енергия на тялото, т. е.

$$Md\varphi = d\left(\frac{1}{2}J\omega^2\right)$$

или тъй като J=пост. (абсолютно твърдо тяло),

$$M\,d\varphi = J\omega\,d\omega.$$

Но $d\varphi = \omega\,dt$, $d\omega = \varepsilon\,dt$ и следователно

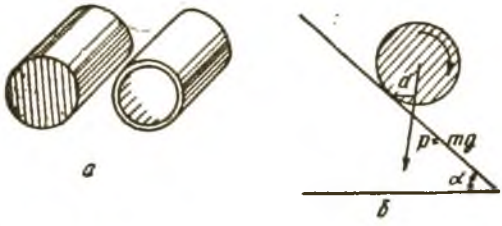
$$\mathbf{M} = J\vec{\varepsilon}, \tag{1}$$

т. е. *общият момент на всички приложени върху тялото сили спрямо ротационната ос е равен на произведението от инерционния момент на тялото и ъгловото ускорение.* Това е основният закон на динамиката на въртеливите движения.

От (1) се получава

$$\vec{\varepsilon} = \frac{\mathbf{M}}{J}. \tag{2}$$

Следователно *ъгловото ускорение е равно на момента на силите, разделен с инерционния момент на тялото. То има еднаква посока с момента.*



Фиг. 35. Плътен и кух цилиндър с равни маси, но различни инерционни моменти. При търкаляне по наведена равнина въпреки еднаквия ротационен момент mgd плътният цилиндър изпреварва кухия

Влиянието на инерционния момент върху ъгловото ускорение може да се покаже чрез следния прост опит. Върху гладка наведена дъска се пускат да се търкалят два цилиндъра с еднакви маси и еднакви външни радиуси — единият плътен от дърво или корк, а другият кух, от метал (фиг. 35). Въпреки еднаквите моменти спрямо осите на въртене (образуващите, по които цилиндрите се допират до дъската) плътният цилиндър изпреварва значително кухия. Причина: инерционният момент на кухия цилиндър е поголям, а ъгловото ускорение съответно по-малко.

Ако $\mathbf{M}$ има еднаква посока с $\vec{\omega}$ (моментът действува по посока на въртене на тялото), ъгловата скорост ще расте, въртенето ще бъде ускорително, ако има обратна посока — $\vec{\omega}$ ще намалява, въртенето ще бъде закъснително. При $\mathbf{M}=0$ (моментите на отделните сили взаимно се уравновесяват) $\vec{\varepsilon}=0$, $\vec{\omega}=$ пост. — тялото ще се върти равномерно.

§ 42. Зависимост между моментите на импулса и на количеството на движението

От (1,41), като се замести $\vec{\varepsilon}$ с $\frac{\vec{d\omega}}{dt}$, се получава

$$\mathbf{M}dt = J\vec{d\omega}.$$

Ако $J=$ пост.,

$$Jd\vec{\omega}=d(J\vec{\omega})$$

и

$$\mathbf{M}\,dt = d(J\vec{\omega}). \tag{1}$$

Може да се докаже, че в този общ вид законът важи за всички случаи, включително и онези, при които инерционният момент е променлива величина. Като произведения от вектор и скалар величините $\mathbf{M}dt$ и $J\vec{\omega}$ са също вектори, чиито посоки съвпадат с посоките на $\mathbf{M}$ и $\vec{\omega}$.

Произведението $\mathbf{M}\,dt$ е *моментът на импулса на силата*, произведението $J\vec{\omega}$ — *моментът на количеството на движението на* тялото спрямо ротационната ос*.

Съгласно (1) *изменението на момента на количеството на движението е равно на момента на импулса на приложените сили и става по посока на последния.*

§ 43. Закон за запазване на момента на количеството на движението

1. От зависимостта $\mathbf{M}dt = d(J\vec{\omega})$ следва, че за $\mathbf{M}=0$ $J\vec{\omega}=$пост., т. е. *ако общият момент на приложените върху тялото сили е нула, моментът на количеството на движението на тялото остава постоянен.*

2. Нека се разгледа изолирана система от тела, между които действуват само вътрешни сили — две по две равни и право противоположни. Моментите на тези сили спрямо коя да е ос в пространството ще бъдат също равни и право противоположни, техният сбор ще бъде нула:

$$\sum \mathbf{M}_k = 0; \quad \sum J_k \vec{\omega}_k = \text{пост.}$$

Сборът от моментите на количеството на движение на телата от всяка изолирана система спрямо коя да е ос в пространството остава постоянен — закон за запазване момента на количеството на движението.

Вътрешните сили не могат да променят общия момент на количеството на движение на системата, но моментите на отделните тела се променят. Тези промени обаче са две по две равни и право противоположни и при събирането взаимно се компенсират.

За да се измени моментът на количеството на движение на някое тяло в една посока, следователно трябва да има друго или други тела, които да получат същото изменение в обратна посока. Само едно тяло не може нито да бъде приведено във въртене, нито да бъде спряно.

---

* Доказателство: $\mathbf{M}\,dt = [\mathbf{RF}]\,dt = [\mathbf{R}\,\mathbf{F}\,dt]$. Но $\mathbf{F}\,dt$ е импулсът, а $[\mathbf{R}\,\mathbf{F}\,dt]$ — моментът на импулса.

$J\vec{\omega} = \int R^2\,dm\,\vec{\omega} = \int RR\vec{\omega}dm = \int R\mathbf{v}dm$. Но $\mathbf{v}dm$ е количеството на движение на една точка от тялото, $\mathbf{R}\mathbf{v}dm$ — моментът на количеството на движение на точката спрямо ротационната ос, а $\vec{J\omega} = \int \mathbf{R}\,\mathbf{v}dm$ — моментът на количеството на движение на цялото тяло.

3. Вътрешните сили не могат да създадат никакъв момент спрямо оста на въртенето, но могат да променят инерционния момент на тялото. Тогава

$$M=0;\quad J\vec{\omega}=\text{пост};\quad \vec{\omega}=\frac{\text{пост}}{J};$$

това значи, че *щом се намалява инерционният момент, ъгловата скорост нараства и обратно. Всяка промяна на J предизвиква съответна промяна на* $\vec{\omega}$, *така че* $J\vec{\omega}$ *да остава постоянно.*

Разгледаните случаи може да се демонстрират с въртяща се масичка (фиг. 36). Оста на въртене на масичката трябва да бъде отвесна, а триенето в лагерите ѝ нищожно. Такава ос реагира само на въртящи моменти, които имат отвесна компонента.



Фиг. 36. Запазване на момента на количеството на движение (по Р. В. Пол)

1. На масичката стъпва човек с велосипедно колело в ръка. Оста на колелото е отвесна. Като действува върху спиците, човекът привежда колелото в бързо въртене. В същото време поради противодействието самият той се върти в обратна посока. Ъгловите скорости $\vec{\omega}_к$ и $\vec{\omega}_ч$ на колелото и човека са обратно пропорционални на техните инерционни моменти, а сборът от моментите на количествата на движение на двете тела е нула:

$$J_к\vec{\omega}_к+J_ч\vec{\omega}_ч=0.$$

Вътрешните сили не могат да променят общия момент на количеството на движение на системата — той остава нула.

2. Като се допира с ръка до каплата, човекът спира колелото. Заедно с него престава да се върти и той.

3. На човека, който се намира на масичката, се предава колело, предварително приведено във въртене. Ъгловата скорост на колелото нека е $\vec{\omega}_к$, моментът на количеството на движението $J_к\vec{\omega}_к$. Човекът спира колелото с ръка, въртенето не изчезва, а се предава на него, като моментът на количеството на движение се запазва:

$$(J_к+J_ч)\vec{\omega}=J_к\vec{\omega}_к.$$

4. Повтаря се първият опит при хоризонтална ос на колелото. Човекът остава в покой. Тялото, което се завърта в обратна посока, е Земята. Нейният инерционен момент обаче е безкрайно голям, а ъгловата скорост, която получава тя, безкрайно малка*.

* Инерционният момент на Земята е около 10^{38} кг м², на човека — 1,2 кг м².

5. Човекът на масичката стои с хоризонтално разперени ръце, в които държи гири. Инерционният момент J_1 спрямо оста на въртене е голям. На човека се придава неголяма ъглова скорост $\vec{\omega}_1$. Моментът на количеството на движение е $J_1\vec{\omega}_1$. В някой момент той прибира ръцете си към тялото, инерционният момент намалява няколко пъти и става J_2. В същия момент ъгловата скорост се увеличава от $\vec{\omega}_1$ на $\vec{\omega}_2$, докато моментът на количеството на движението остава неизменен:

$$J_1\vec{\omega}_1 = J_2\vec{\omega}_2.$$

Това увеличение на ъгловата скорост, когато инерционният момент намалява, се използува много често в спорта (въртене около лост, върху лед, премятане във въздуха при скачане от трамплин, разлюляване и т. н.).

При намаляване на инерционния момент моментът на количеството на движението се запазва, но кинетичната енергия на тялото се увеличава. Наистина нека

$$J_2 = \frac{J_1}{n}. \text{ Тогава } \vec{\omega}_2 = n\vec{\omega}_1$$

$$E_{к2} = \frac{1}{2} J_2\omega_2^2 = nE_{к1}.$$

Колкото пъти се намалява инерционният момент, толкова пъти се увеличава кинетичната енергия. Това увеличение не идва даром. То е равно на работата, която се извършва за преодоляване на центробежните сили при намаляване на инерционния момент.

§ 44. Центростремителна и центробежна сила

Материална точка, върху която не действуват никакви сили, се движи по инерция — праволинейно и равномерно. За да се застави да се движи по крива линия, върху нея трябва да действува някаква сила, насочена от точката към центъра на кривината на траекторията. Тази сила, както е известно, се нарича *центростремителна.*

Съгласно втория основен закон на динамиката

$$F_{цс} = a_n m,$$

където a_n означава нормалното ускорение, а m — масата на точката. Но

$$a_n = -\frac{v^2}{R}$$

и следователно

$$F_{цс} = -\frac{mv^2}{R} \qquad (1)$$

Знакът минус показва, че нормалното ускорение и центростремителната сила имат посока, обратна на посоката на радиус-вектора на точката.

Произходът на центростремителната сила може да бъде най-различен. При движението на Луната тя се дължи на земното привличане, при въртене на твърдо тяло около ос — на междумолекулните сили, които не позволяват на частиците на тялото да се откъснат една от друга и да се отдалечават от оста.

При равномерно въртене съгласно (1,38) и (1,44)

$$v=\omega R=2\pi fR; \quad F_{цс}=-4\pi^2 f^2 Rm=-40 f^2 Rm. \tag{2}$$

Поради своята инертност точката, върху която е приложена центростремителната сила, оказва противодействие — упражнява дърпане или натиск върху точките, които я принуждават да се движи по крива линия. Това противодействие е насочено по нормалата към кривата, от центъра на кривината навън, и се нарича *центробежна сила* ($F_{цб}$).

Центробежната сила е равна на центростремителната, но има обратна посока:

$$F_{цб}=-a_n m=\frac{mv^2}{R}, \tag{3}$$

или при равномерно въртене с честота f *об сек*$^{-1}$

$$F_{цб}=4\pi^2 f^2 Rm=40 f^2 Rm. \tag{4}$$

За да се сравнява удобно центробежната сила с теглото, замества се m с $\frac{P}{g}$ и се получава

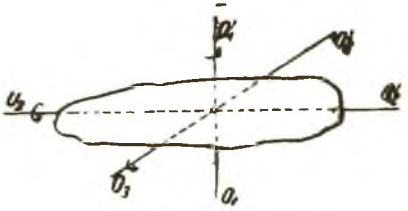
$$F_{цб}=\frac{40 f^2 R}{g}P. \tag{5}$$

При скоростите, които се използуват в съвременната техника, центробежната сила, която създава един елемент от въртящото се тяло, може да бъде хиляди, а в някои случаи даже и милиони пъти по-голяма от неговото тегло. Това не бива да се забравя при работа с бързо въртящи се тела.

§ 45. Главни инерционни оси

Взема се тяло с произволна форма (фиг. 37). През центъра на тежестта на тялото се прекарват мислено оси по всички възможни направления. Между безбройното множество оси има една O_1O_1', спрямо която

инерционният момент на тялото е най-голям, а друга — O_2O_2', спрямо която е най-малък. Може да се докаже, че *тези оси независимо от формата на тялото са винаги взаимно перпендикулярни.*

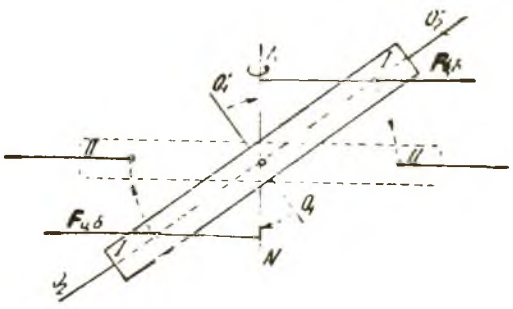


Фиг. 37. Главни инерционни оси

Прекарва се и трета ос O_3O_3', перпендикулярна на двете. Инерционият момент спрямо нея има някаква междинна стойност. Трите оси — O_1O_1', O_2O_2' и O_3O_3', се наричат *главни инерционни оси*, а съответните моменти — J_1, J_2 и J_3, *главни инерционни моменти* на тялото. Главните инерционни оси образуват правоъгълна координатна система и играят важна роля при въртенето.

§ 46. Свободни оси

Тяло с продълговата форма се върти около оста NN, която минава през центъра на тежестта му, но не съвпада с никоя от главните инерционни оси (фиг. 38). При въртенето възникват центробежните сили $F_{цб}$ и $-F_{цб}$. Те образуват двойка сили, която завърта тялото от положение I в положение II, докато оста O_1O_1', спрямо която то има най-голям инерционен момент, съвпадне с оста на въртенето. При това положение моментът на двойката става нула, центробежните сили се уравновесяват взаимно и не създават никакви напрежения в лагерите. В такъв случай последните уравновесяват само теглото на тялото и ако то не съществува, биха могли да се премахнат. Поради това оста O_1O_1' се нарича *свободна ос*.



Фиг. 38. Свободни оси



Фиг. 39. Оста O_2O_2' е свободна с най-малък инерционен момент

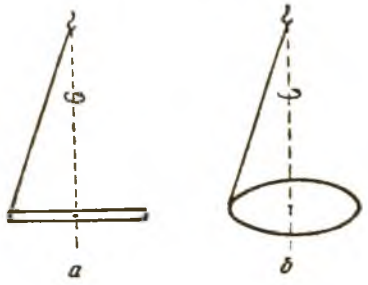
Подобно пълно уравновесяване на центробежните сили на стъпва и при въртене около другите главни инерционни оси (фиг. 39). Те следователно са също свободни оси.

Когато тялото се върти около коя да е друга ос, центробежните сили не се уравновесяват. Както в представения на фиг. 38 случай, те създават въртящ момент, който упражнява налягане върху лагерите и огъва

оста. Налягането расте с квадрата на честотата f и при бързо въртене може да счупи оста или да разруши лагерите. Поради това въртенето, особено при големи честоти, трябва да става винаги около свободна ос.

По отношение устойчивостта на въртенето трите свободни оси не са равностойни. Въртенето около оста $O_1 O_1'$ е устойчиво (положение *II* на фиг. 38). Даже ако тялото се отклони от това положение, двойката сили, която възниква, го връща отново назад.

Въртенето около оста $O_2 O_2'$ (фиг. 39) е, напротив, неустойчиво. При малко отклонение от нея, ако няма други сили, които да задържат тялото, то се завърта на 90° и започва да се върти около оста $O_1 O_1'$.

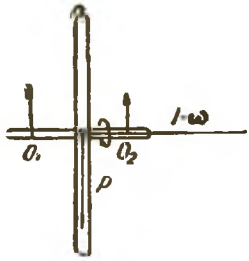


Фиг. 40. Оста с най-голям инерционен момент като свободна ос
а — въртене на пръчка; *б* — въртене на пръстен или верижка

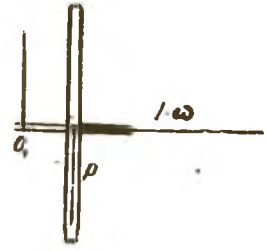
Съществуването на свободни оси може да се покаже чрез следните опити. Към отвесно поставената ос на електромотор или центробежна машина се окачват посредством тънък тел различни тела (пръстен, диск, пръчка, верижка — фиг. 40 *а*, *б*). При бързо въртене всички те въпреки теглото застават така, че центърът на тежестта им да се намира върху оста на въртенето и инерционният момент да бъде най-голям. Това явление се използува при така наречените *самонагаждащи се оси*.

§ 47. Прецесия

Велосипедно колело, чиято ос е окачена или подпряна в O_1 и O_2, се върти с голяма ъглова скорост (фиг. 41). Отстранява се опората O_2. Вместо да увисне надолу, оста почва да се върти бавно около O_1, като



Фиг. 41. Велосипедно колело се върти около ос, окачена в точките O_1 и O_2. Теглото P на колелото се уравновесява от реакциите в точките на окачването



Фиг. 42. При освобождаване на точката O_2 теглото P и реакцията в O_1 образуват двойка сили, моментът M на която е перпендикулярен на вектора $\vec{J\omega}$. Под действие на тая двойка оста извършва прецесионно движение

остава хоризонтална. Причината за това неочаквано и на пръв поглед странно движение е следната. Преди да се махне опората O_2, моментът

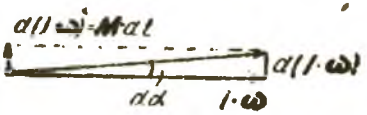
на приложените върху колелото сили е нула (триенето се пренебрегва), ъгловата скорост $\vec{\omega}$ и моментът на количеството на движението $\vec{J\omega}$ са постоянни. Направлението на $\vec{\omega}$ и $\vec{J\omega}$ съвпада с направлението на оста, посоката им се определя по правилото на десния винт. След като се отстрани O_2, възниква двойка сили, образувана от теглото P на колелото и реакцията Q на O_1 (фиг. 42). Моментът $\mathbf{M}$ на тази двойка е перпендикулярен на вектора $\vec{J\omega}$. Под действието на този момент $\vec{J\omega}$ се мени непрекъснато, като съгласно (1, 42)

$$\mathrm{d}(\vec{J\omega}) = \mathbf{M}\mathrm{d}t.$$

$\mathrm{d}(\vec{J\omega})$ съвпада по посока с $\mathbf{M}$ и следователно също е перпендикулярно на $\vec{J\omega}$. Поради това големината на $\vec{J\omega}$ остава постоянна, мени се само посоката.

От фиг. 43 се вижда, че ъгълът $\mathrm{d}\alpha$, на който се завърта векторът $\vec{J\omega}$ за време $\mathrm{d}t$, е

$$\mathrm{d}\alpha = \frac{\mathrm{d}(J\omega)}{J\omega}$$



Фиг. 43 Скорост на прецесията

или като се замести $\mathrm{d}(J\omega)$ с $\mathbf{M}\mathrm{d}t$ и се означи $\frac{\mathrm{d}\alpha}{\mathrm{d}t}$ с $\omega_{\text{пр}}$,

$$\omega_{\text{пр}} = \frac{\mathbf{M}}{J\omega}. \qquad (1)$$

Тук $\omega_{\text{пр}}$ е ъгловата скорост, с която се върти векторът $J\omega$, а заедно с него и оста на колелото. Това въртене се нарича *прецесия*, а $\omega_{\text{пр}}$ — *скорост на прецесията.*

Посоката на прецесията зависи от посоките на $\mathbf{M}$ и $\vec{J\omega}$. Ако се промени една от тези посоки, променя се също и посоката на прецесията.

Прецесията играе важна роля при много ротационни движения. На нея се дължи устойчивостта на велосипеда и възможността последният да се управлява без ръце. При всяко изместване на центъра на тежестта на велосипедиста наляво или надясно възниква ротационен момент, който, вместо да събори колелото, както би станало, ако то се намира в покой, го кара да завива (да прецесира) в една или друга посока.

Прецесионно движение извършва и земната ос. Тя описва конус с отвор 23,5°, като прави едно завъртане за около 26 000 години.

§ 48. Жироскопен момент

За да извършва въртящо се тяло прецесионно движение, върху него трябва да действува друго тяло, което да създава рота-

ционен момент **М**, перпендикулярен на вектора $\vec{J\omega}$. Съгласно третия основен закон на динамиката въртящото се тяло противодействува на тялото, което го кара да прецесира, като създава върху него същия момент, но в обратна посока. Този момент се нарича *жироскопен* ($\mathbf{M}_ж$):

$$\mathbf{M}_ж = -\mathbf{M}.$$

Действието на жироскопния момент може да се усети ясно с ръка. За целта се прави следният опит. Привежда се колелото (фиг. 41) в бързо въртене (голяма стойност на $\vec{J\omega}$) по посока на часовниковата стрелка. Като се държи с ръка, движи се оста равномерно нагоре, надолу, встрани, но така, че да остава успоредна сама на себе си. При това движение колелото не оказва никакво противодействие, държи се така, като че ли е неподвижно. Щом се направи опит обаче да се измени направлението на ротационната ос (на вектора $\vec{J\omega}$), например да се наведе рязко надолу, изпитва се силно противодействие (опасност от изкълчване на китката) и вместо надолу, тя се завърта наляво.

Следователно *тялото противодействува на всяко изменение на направлението на неговата ротационна ос, и то толкова по-силно, колкото е по-голям моментът на количеството на движението му* $\vec{J\omega}$. Това свойство на въртящите се тела се използува при жироскопните компаси.

VII. СТАТИКА

§ 49. Предмет на статиката

Статика се нарича отделът от механиката, в който се изучават условията за равновесие на телата под действието на приложените върху тях сили. Тя се е развила много по-рано от динамиката. Нейн основател е Архимед, който е намерил законите за равновесието на лоста под действието на успоредни сили. Важен етап в развитието на статиката представлява въвеждането на понятието *момент на силата*, направено от френския математик П. Вариньон през седемнадесетия век. Според вида на телата, чието равновесие се изучава, статиката се разделя на *статика на твърдите тела*, *статика на течностите* (хидростатика) и *статика на газовете* (аеростатика).

Във висшите технически училища статиката се изучава като отделна дисциплина, и то в началните семестри едновременно с физиката. Поради това тук ще се засегнат само някои основни въпроси, потребни в курса по физика.

§ 50. Равновесие на твърдо тяло

Ако някое тяло, което в разглеждания момент е в покой спрямо определена координатна система, запазва това си състояние, казва се, че то се *намира в равновесие.*

Понеже тялото може да извършва както постъпателно, така и ротационно движение, то ще бъде в равновесие, ако двете скорости — линейната $\mathbf{v}$ и ъгловата $\vec{\omega}$, останат постоянно равни на нула. Затова трябва съответните ускорения също да бъдат равни на нула:

$$\mathbf{a} = \frac{\Sigma \mathbf{F}}{m} = 0, \quad \vec{\varepsilon} = \frac{\Sigma \mathbf{M}}{J} = 0,$$

или тъй като m и J са винаги крайни величини,

$$\Sigma \mathbf{F} = 0, \quad \Sigma \mathbf{M} = 0. \tag{1}$$

За да остане някое свободно твърдо тяло в равновесие, трябва да бъдат изпълнени следователно две векторни условия: *геометричният сбор от всички приложени върху тялото сили да бъде нула* — тогава няма да възникне никаква транслация, и *сборът от моментите на приложените върху тялото сили да бъде нула* спрямо коя да е ос в пространството — тогава няма да възникне и никакво въртене.

Ако се означат с F_{xi}, F_{yi} и F_{zi} проекциите на силата F_i върху трите координатни оси и с M_{xi}, M_{yi} и M_{zi} моментите ѝ спрямо същите, двете векторни равенства може да се заменят с шест скаларни:

$$\begin{aligned} \Sigma F_{xi} &= 0 & \Sigma M_{xi} &= 0 \\ \Sigma F_{yi} &= 0 & \Sigma M_{yi} &= 0 \\ \Sigma F_{zi} &= 0 & \Sigma M_{zi} &= 0 \end{aligned} \tag{2}$$

Шестте условия за равновесие отговарят на шестте степени на свобода на тялото. Ако тялото се постави при условия, които ограничават възможностите му за движение, броят на степените на свобода, а заедно с него и броят на условията за равновесие намаляват. Така например, ако тялото се намира между две неогъваеми плоскости, които не му позволяват да се движи по направление на оста Z, условието $\Sigma F_{zi} = 0$ отпада, тъй като и да има сили, успоредни на тази ос, те не могат да предизвикат никакво преместване — тяхното действие се уравновесява от противодействието на двете плоскости.

Примери

Да се определят степените на свобода и условията за равновесие:

1. На лост, неподвижен скрипец, отворена врата и др.
2. На цилиндър, който се движи в цилиндрична тръба.
3. На диск, който се движи между две успоредни неогъваеми плоскости.

§ 51. Условие за равновесие на изолирана система от материални точки или тела

Нека се допусне, че между точките или телата действуват само консервативни сили (няма сили на триене и съпротивление). В такъв случай механичната енергия на системата ще бъде постоянна:

$$E = E_к + E_п = \text{пост.},$$

следователно

$$dE = dE_к + dE_п = 0$$

или

$$dE_к = -dE_п, \tag{1}$$

т. е. *кинетичната енергия може да се увеличи само когато потенциалната съответно намалява.*

Потенциалната енергия зависи от взаимното разположение на частиците или телата, които образуват системата. Между безкрайното множество възможни разположения може да има едно или няколко, за които тя е минимум, и други, за които е максимум.

Нека се допусне, че в някой момент всички точки от системата са в покой и са разположени така, че потенциалната ѝ енергия е минимум. Може ли системата сама, без никакво външно въздействие, да излезе от това състояние или не? За да излезе, би трябвало кинетичната енергия, която е нула в момента, да започне да расте. Това обаче е невъзможно, тъй като потенциалната енергия е минимум и не може повече да намалява. Системата не може да излезе сама от разгледаното състояние на минимална потенциална енергия. То е следователно състояние на равновесие.

За да се определи видът на равновесието, дават се на точките от системата безкрайно слаби външни тласъци. Те получават безкрайно малка кинетична енергия и започват да се отдалечават от своите равновесни положения. При това потенциалната им енергия расте, кинетичната съгласно (1) намалява и става нула. Точките спират и след това под действие на появилите се вътрешни сили, които намаляват кинетичната им енергия, се връщат отново назад. Равновесието е *устойчиво* или *стабилно.*

Нека се допусне, че точките, които образуват системата, са в покой ($E_к = 0$), но са разположени така, че потенциалната енергия да бъде максимум. От това разположение системата също не може да излезе сама, тъй като за максимума, както и за минимума $dE_п = 0$, а следователно съгласно (1) и $dE_к = 0$.

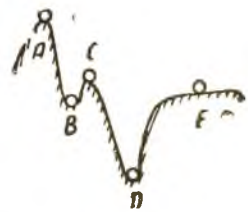
Условието $dE_к = 0$ означава, че кинетичната енергия, която по предположение е нула, няма да се измени и системата ще остане в покой. Състояние, при което потенциалната енергия на системата е максимум, е следователно също състояние на равновесие.

Видът на равновесието може да се определи пак по *метода на тласъците.* На точките от системата се придават безкрайно слаби тла-

същи, в резултат от което те получават съответни количества кинетична енергия и започват да се отдалечават от своите равновесни положения. При отдалечаването потенциалната енергия намалява, кинетичната расте — скоростта на точките се увеличава, системата се отклонява все повече от състоянието на равновесие. Разположението, при което потенциалната енергия на системата е максимум, е следователно състояние на *неустойчиво* (нестабилно) *равновесие.*

По аналогичен начин може да се докаже, че ако разположението на точките е такова, че когато се преместват в известни граници, потенциалната енергия не се мени ($E_п$ = пост.), системата е в *безразлично равновесие.*

Приложение: Равновесие на тежко тяло. Потенциалната енергия на системата тяло — Земя зависи от височината, на която се намира центърът на тежестта на тялото. Равновесието е устойчиво, ако той заема най-ниското от всички възможни съседни положения, неустойчиво — ако заема най-високото, и безразлично — ако при какво да е възможно достатъчно малко преместване на тялото остава на една и съща височина.



Фиг. 44. Видове равновесие
A, *C* — неустойчиви; *B*, *D* — устойчиви; *E* — безразлично

Примери

1. Тялото може да се движи без триене по някаква повърхност (фиг. 44). Равновесието е устойчиво в положенията *B* и *D*, неустойчиво в положенията *A* и *C* и безразлично в положението *E*.

2. Тялото може да се върти без триене около неподвижна ос. Центърът на тежестта на тялото описва окръжност, чиято равнина е перпендикулярна на оста. При отвесна ос (врата, прозорец) всички точки от окръжността лежат на една и съща височина, равновесието е безразлично. Когато оста се навежда, равнината на окръжността също се навежда, явяват се две положения на равновесие: устойчиво, когато центърът на тежестта съвпада с най-ниската точка на окръжността, и неустойчиво, когато съвпада с най-високата.

При хоризонтална ос двете точки, най-ниската и най-високата, лежат на една отвесна права, която пресича оста на въртенето — получава се известното от елементарния курс *условие за равновесие на окачени тела.*

§ 52. Степен на устойчивост. Метастабилни състояния

Степента на устойчивост на тяло, което се намира в положение на стабилно равновесие, е толкова по-голяма, колкото повече енергия трябва да се изразходва, за да се доведе то до най-близкото положение на нестабилно равновесие.

Равновесни положения, които се отличават със сравнително ниска устойчивост, се наричат *метастабилни* (квазистабилни). Такова е положението *B* на фиг. 44. Метастабилните положения играят важна роля при много атомни процеси.

§ 53. Влияние на триенето

Ако нямаше никакво триене, точките (телата) не биха стояли в своите равновесни положения, а биха трептели непрекъснато около тях (фиг. 45). Такива трептения извършват атомите и молекулите на всички

твърди тела. Благодарение на триенето енергията на трептенията постепенно намалява, телата се доближават все повече до равновесните си положения и най-после, ако няма никакви смущения, спират в тях.



Фиг. 45. Влияние на триенето върху равновесието



Фиг. 46. Стабилизиране на неустойчивото равновесие благодарение на триенето

Освен това триенето разширява областта на равновесие. Тялото може да стои не само в равновесното положение O, но и в други съседни точки (фиг. 46). Такова е равновесието на по-голямата част от телата върху Земята.

IX. ТРИЕНЕ

§ 54. Видове триене

При движение на едно тяло спрямо друго в точките, в които се допират двете тела, възникват сили на триене. Те действуват едновременно върху двете тела, като за всяко от тях имат посока, обратна на посоката на неговата относителна скорост спрямо другото тяло. Поради това *триенето води до постепенно намаление на скоростите и до относителен покой.*

Триенето е едно от най-разпространените и често използувани явления. Неговото значение във всекидневния живот, техниката и природата е огромно. В много случаи, например в лагерите, зъбните предавки, цилиндрите на парните машини и т. н., то е вредно и е желателно да се направи колкото е възможно по-малко. Още по-често обаче триенето е полезно и потребно. Без триене не биха действували спирачните механизми и трансмисиите, не биха могли да се движат влаковете, автомобилите и живите същества, не би могъл да се задържи никакъв предмет с гладка повърхност.

В зависимост от вида на триещите се тела различава се *външно* или *сухо* и *вътрешно* или *вискозно триене.* Външно е триенето при движение на непосредствено допиращи се твърди тела, вътрешно — при движение на твърдо тяло спрямо флуид (течност или газ) или на един пласт от флуид спрямо друг. В зависимост от вида на движението сухото триене бива *триене при хлъзгане* и *триене при търкаляне.*

Силата на триене R може да се измери по два начина:

1. По ускорението, което създава. Ако се означи с m масата на тялото и с a ускорението (то е отрицателно),

$$R = ma.$$

Този начин е удобен при периодични движения.

2. Като се уравновеси с друга позната сила F, насочена по посока на движението. Равнодействуващата на двете сили ще бъде $F - R$, а ускорението, което създава тя, е

$$a = \frac{F - R}{m}.$$

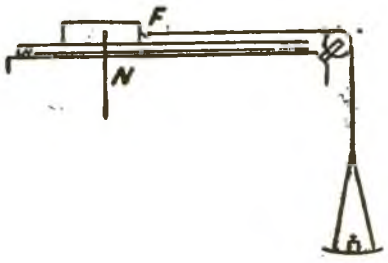
При $F \neq R$ движението е ускорително или закъснително, а при $F = R$ — равномерно.

Следователно *силата на триенето е равна на онази сила, която трябва да се приложи върху тялото, за да се поддържа равномерно движение.*

Този начин на измерване е бил използуван от Ш. О. Кулон при неговите класични изследвания върху сухото триене, извършени по поръка на Френската академия на науките (1781 г.).

§ 55. Триене при хлъзгане

Опитната постановка, която е използувал Кулон, за да изследва триенето при хлъзгане, е показана схематично на фиг. 47. Тялото, чието триене се изследва, се поставя върху сменяема хоризонтална плоча. В зависимост от условията на опита плочата може да бъде направена от едно или друго вещество, с една или друга точност на обработка на повърхността ѝ. Силата N, която притиска тялото перпендикулярно на повърхността, по която то се хлъзга, се нарича *нормален натиск*. При хоризонтална повърхност той е равен на теглото на тялото и може да бъде увеличаван, като последното се натоварва. Движещата сила F е равна на теглото на блюдото и поставените в него теглилки.



Фиг. 47. Опитна постановка на Кулон за изследване на триенето при хлъзгане

Когато F се увеличава от нула до някоя пределна стойност F_0, тялото остава в покой. Между него и плочата възниква следователно сила на триене R, която уравновесява силата F — *триене в покой* или *статично триене.*

При $F < F_0$ статичното триене не зависи от нормалния натиск и от естеството на триещите се повърхности. Неговата големина и посока се определят единствено от големината и посоката на F; то се появява и изчезва заедно с нея. При $F = F_0$ статичното триене достига своята максимална стойност R_0. Едно незначително увеличаване на F нарушава равновесието и тялото започва да се движи.

За всяка двойка триещи се повърхности R_0 е приблизително пропорционално на нормалния натиск N:

$$R_0 = f_0 N, \tag{1}$$

закон на Амонтон — Кулон за триенето при покой.

Величината

$$f_0 = \frac{R_0}{N} \tag{2}$$

зависи от естеството и физичното състояние на двете триещи се повърхности (гладкост, еднородност, чистота, температура и др.) и се нарича *коефициент на статичното триене* на тези повърхности. Коефициентът на статично триене не зависи в известни граници от големината на допирната площ и от нормалния натиск.

След като се наруши равновесието при $F = F_0$, тялото започва да се хлъзга обикновено ускорително. Това показва, че *триенето при движение R (кинематично триене при хлъзгане)* е по-малко от триенето в покоя R_0. За да се намери R, намалява се F, така че да се получи равномерно движение, при което

$$F = R.$$

Кинематичното триене се дължи на самото движение и действува независимо от силата F То е приблизително пропорционално на нормалния натиск и почти не зависи от големината на допирната площ и скоростта. Следователно

$$R = fN, \tag{3}$$

закон на Амонтон — Кулон за триенето при хлъзгане.

Величината $f = \frac{R}{N}$ се нарича *коефициент на триенето при хлъзгане.* Коефициентът на триене при хлъзгане зависи от естеството и от физичното състояние на двете триещи се повърхности и е обикновено по-малък от коефициента на триенето в покой. Стойностите на коефициента на триене при хлъзгане за няколко двойки вещества са посочени в следващата табл. 1.

Коефициент на триене при хлъзгане *Таблица 1*

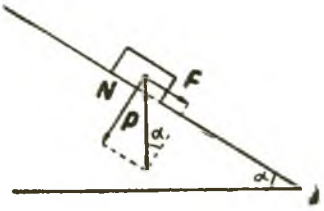
Двойки вещества	f	Двойки вещества	f
Стомана върху стомана .	0,2	Тухла върху тухла . . .	0,7
Желязо върху желязо . .	0,3	Стомана върху лед	0,02
Дъб върху дъб успоредно на жилките	0,4	Ремък върху чугун . . .	0,3
Дъб върху дъб перпендикулярно на жилките	0,2	Гума върху пътна настилка	0,5

Коефициентите на триене f и f_0 може да се определят лесно и с наведена равнина (фиг. 48). Нормалният натиск N и движещата сила F в случая представляват нормалната и успоредната компонента на теглото P на тялото и зависят от наклона α на равнината:

$$N=P\cos\alpha;\quad F=P\sin\alpha.$$

Като се увеличава постепенно наклонът, достига се такъв ъгъл α, че тялото, тласнато по посока на F, продължава да се движи равномерно. Тогава

$$F=P\sin\alpha=R;\quad f=\frac{R}{N}=\operatorname{tg}\alpha. \qquad (4)$$



Фиг. 48. Ъгъл на триене

Повтаря се опитът, като се увеличава постепенно наклонът, докато се достигне такъв ъгъл α_0, че тялото да започне да се хлъзга само, без начален тласък. Тогава

$$F=P\sin\alpha_0=R_0;\ f_0=\frac{R_0}{N}=\operatorname{tg}\alpha_0. \qquad (5)$$

Ъглите α и α_0 се наричат съответно *ъгъл на триене при хлъзгане* и *ъгъл на триене при покой*. Ъгълът на триене при хлъзгане определя естествения наклон (откоса), който се образува при свободно насипване на прахообразни и зърнести вещества (жито, пясък и др.). За различните вещества той не е еднакъв (за пшеница около 30°, за сух пясък 34°, за гипс 45°).

При незначителен наклон на равнината движещата сила $F=P\sin\alpha$ е по-малка от силата на триене в покой R_0 и не може да създаде никакво преместване. Нека върху тялото се приложи и друга сила F_1, перпендикулярна на F и по-голяма от R_0. Двете сили, които действуват едновременно, ще преместват тялото по посока на тяхната равнодействуваща. Компонентите на преместването по посока F и F_1 ще се отнасят, както самите сили. Едната от тези компоненти се дължи на силата F, а другата на F_1.

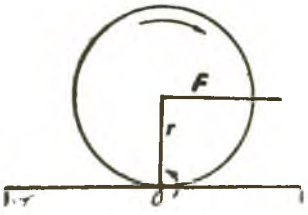
Вместо да се прилага силата F_1, нека се приведе в движение наведената равнина, но така, че тялото да получи по отношение на нея същото ускорение, каквото би получило под действието на силата F_1. При това положение върху него ще действува инерционна сила, равна на F_1. Като действува едновременно с тази сила, F ще предизвика същото преместване на тялото, каквото предизвиква в присъствието на силата F_1.

Посоките на F_1 и на движението тук бяха избрани перпендикулярни на посоката на силата F. Това няма обаче никакво значение. *Съществено е тялото да се хлъзга по повърхността, върху която се намира. В такъв случай всяка сила независимо от това, дали е по-голяма или по-малка от силата на триенето, предизвиква съответно преместване.*

Разглежданото явление намира приложение при различните вибрационни методи за набиване на пилони, за уплътняване на бетон (вибробетон), на почви и т. н. На него се дължи свличането на шейните при движение по път с лек страничен наклон, стръскването на житните зърна по ситата на комбайните и вършачките, свличането на земни пластове при земетресения, смъкването на трансмисионните ремъци при започване на преплъзване (спиране на някое колело) и т. н.

§ 56. Триене при търкаляне

Тук ще се разгледа най-простият случай — търкаляне без плъзгане на кръгов цилиндър по гладка хоризонтална равнина (фиг. 49). Образувателната O, по която цилиндърът се допира до равнината във всеки момент, е неподвижна и представлява оста на въртене в този момент (моментна ос).



Фиг. 49. Триене при търкаляне
O — моментна ос на въртене

Оставен сам на себе си, цилиндърът постепенно спира. Това показва, че силите на триене, които възникват при търкалянето на цилиндъра, създават спрямо оста O ротационен момент M_R с посока, обратна на посоката на въртене. За да се уравновеси този момент, прилага се върху оста на цилиндъра сила F, подбрана така, че да се получи равномерно търкаляне. Тогава общият момент е

$$M = M_R + Fr = 0$$

или

$$Fr = -M_R .$$

Измерванията показват, че моментът Fr, чрез който се уравновесява моментът M_R, създаден от силите на триенето, е пропорционален на нормалния натиск N:

$$Fr = f'N \qquad (1)$$

или

$$F = f'\frac{N}{r} . \qquad (2)$$

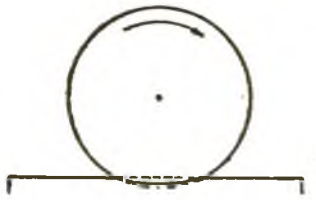
Величината f' зависи от естеството и физичното състояние на повърхностите на двете тела и се нарича *коефициент на триене при търкаляне* на тези тела.

Коефициентът на триене при търкаляне има измерение на дължина и се изразява, както и радиусът, обикновено в *см*. Така например при търкаляне на стоманено колело върху релси $f' = 0{,}05$ *см*, при търкаляне на гумено колело по ливада — 1,0 до 1,5 *см* и т. н.

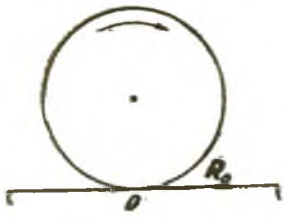
От (1) се вижда, че при определени стойности на f' и N силата, потребна, за да се преодолее триенето при търкаляне, е обратно пропорционална на r. Това налага колелата да се правят с по-големи радиуси.

Ако цилиндърът и равнината бяха абсолютно твърди, те биха се допирали само по образувателната O и моментът M_R би бил нула. Между абсолютно твърди гладки тела не може да има следователно никакво триене при търкаляне.

В действителност цилиндърът и равнината се деформират, така че се допират върху по-тясна или по-широка ивица (фиг. 50). При деформацията едната от допиращите се по-



Фиг. 50



Фиг. 51

върхности се скъсява, другата се удължава и между отделните им елементи възниква неизбежно хлъзгане. Триенето при търкаляне е свързано следователно с триенето при хлъзгане.

Съгласно казаното коефициентът на триене при търкаляне трябва да намалява, когато твърдостта на търкалящите се тела нараства, което се потвърждава от опита.

При търкаляне без хлъзгане решаваща роля играе триенето в покой R_0. За да може да се търкаля някое тяло, без да се хлъзга, между него и повърхнината, по която се движи, трябва да има непременно статично триене. Без това то би започнало да се хлъзга или да боксува.

Колкото и странно да е на пръв поглед, силата, която движи влаковете и колите, е силата на триене в покой R_0. Задачата на двигателя е да приведе във въртене водещите колела на локомотива или на колата. Благодарение на триенето в допирната площ те се зацепват за релсите, респективно за пътя, и ги тикат назад със сила $F=R_0$. Със същата сила релсите и Земята действуват върху колелата напред (фиг 51). Това е именно *теглителна сила (механичната тяга)* на локомотивите, автомобилите, тракторите и т. н.

§ 57. Физична същност на триенето

От физична гледна точка триенето е извънредно сложно и все още недостатъчно изучено явление. Неговото изследване се затруднява от невъзможността да се приготвят триещи се повърхности с добре дефинирани свойства и от непрекъснатото изменение на състоянието на тези повърхности в процеса на самото триене. Поради това и най-грижливо проведените опити не дават добре повторими резултати.

Основните причини, на които се дължи триенето, са:

1. Механични грапавини. Те предизвикват непрекъснато малки повдигания на движещите се тела, за което се изразходва енергия. Някои

от грапавините проникват в повърхността, по която се хлъзгат, и я драскат, други биват срязвани, трети се деформират и т. н. В отделни микрообласти, в които се развиват в момента големи усилия, възникват резки повишения на температурата, последвани от бързо охлаждане. Всички тези процеси поглъщат механична енергия, по-голямата част от която се превръща в топлина (във вътрешна енергия) и се разсейва, а останалата се натрупва в тялото под формата на енергия на деформациите.

2. Молекулни взаимодействия. Твърдите тела, включително и добре шлифованите, се допират в отделни малки области, чийто брой и площ растат с увеличаване на нормалния натиск N (допирането започва винаги в три точки). В тези области молекулите на двете тела идват толкова близо една до друга, че започват да се привличат. Това повишава нормалния натиск и води до увеличаване на триенето. Като взема под внимание допълнителния нормален натиск $N_{мол}$, който възниква вследствие молекулното привличане, Б. В. Дерягин дава на закона на Амонтон—Кулон следната форма:

$$R=f\,(N+N_{мол}). \tag{1}$$

Изследванията на Дерягин, Крагелски и други съветски физици показаха, че този двучленен закон се потвърждава в много случаи по-добре от закона на Амонтон — Кулон.

При много чисти метални, стъклени и други повърхности в някои точки на допиране междумолекулните сили довеждат до сраствне на двете тела, което пречи на движението и увеличава триенето.

X. ВСЕОБЩО ПРИВЛИЧАНЕ (ГРАВИТАЦИЯ)

§ 58. Закон на Нютон за всеобщото привличане

Въз основа на законите на Кеплер за движението на планетите около Слънцето и на основните закони на динамиката Нютон доказа (1687 г.), че две небесни тела с маси m_1 и m_2, които се намират на разстояние R едно от друго, се привличат със сила

$$F=G\frac{m_1m_2}{R^2}, \tag{1}$$

където G е постоянна величина, наречена *гравитационна константа.*

Под действието на тази сила тялото с маса m_1 получава ускорение

$$a_1=\frac{F}{m_1}=G\frac{m_2}{R^2},$$

а тялото с маса m_2 — $a_2=\frac{F}{m_2}=G\frac{m_1}{R^2}$.

Ускоренията са обратно пропорционални на квадрата на разстоянието и не зависят от масата на привличаното тяло.

Като излиза от това, Нютон сравнява нормалното ускорение

$$a_n = \frac{v^2}{R},$$

което получава Луната при нейното движение около Земята, с ускорението g, което придобива свободно падащо тяло под действие на теглото. Той намира, че двете ускорения се отнасят обратно пропорционално на квадратите на разстоянията R и r, на които се намират Луната и тялото от центъра на Земята:

$$\frac{a_n}{g} = \frac{r^2}{R^2}.$$

Това показва, че силата, която заставя Луната да обикаля около Земята и силата, под чието действие телата падат, се дължи на една и съща причина — *земното привличане.*

Наблюденията върху движението на двойни звезди, които се намират на грамадни разстояния от Земята, показват, че *законът на Нютон е универсален* — той е в сила за всички тела в природата. Поради това той се нарича *закон за всеобщото привличане* или *гравитация.* Земното привличане е частен случай от гравитацията.

Откриването на закона за всеобщо привличане даде мощен тласък за развитието на астрономията. С този закон Нютон, без сам да желае това, нанесе непоправим удар на религията, като показа, че „хармонията на звездния свят", която е била сочена като най-убедително доказателство за съществуването на „висш разум", който ръководи движението на небесните тела, е неизбежно следствие от закона за гравитацията.

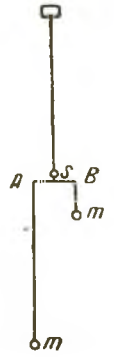
§ 59. Определяне на гравитационната константа

За да се определи гравитационната константа G, трябва да се измери силата, с която се привличат две тела с познати маси от известно разстояние. Първото измерване е направено от Х. Кавендиш (1798 г.) с помощта на *торзионна везна.*

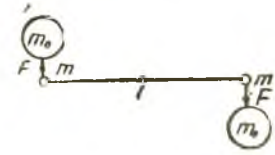
Такава везна в съвременния ѝ вид е показана схематично на фиг. 52. На тънка кварцова нишка с диаметър няколкостотни от милиметъра е окачена къса лека кобилица AB, в чиято среда е прикрепено огледалце s. Към краищата на кобилицата на различни височини са окачени две малки топчета с еднакви маси m. За да се избегне влиянието на температурните промени и теченията, цялата система е затворена в тръба с двойни стени.

Измерването се извършва по следния начин. Отклонява се кобилицата от нейното равновесно положение и се оставя свободно. Тя започва да се люлее с период $T = 2\pi\sqrt{\frac{J}{D}}$, където J е инерционният момент на въртящата се система, който може да се пресметне, D — *дирекционният момент на нишката.* Със секундомер се измерва T и от горната зависимост, като се знае J, се пресмята D — моментът, който е необходим, за да се усуче нишката на ъгъл един радиан. След успо-

кояването на кобилицата се поставят отстрани на топчетата, както е показано на фиг. 53, две еднакви оловни сфери с маси m_0 (няколко десетки *кг*). Всяка от тези сфери привлича топчето, до което е поставена, със сила $F=G\frac{mm_0}{R^2}$. Двете сили създават ротационен момент $M=Fl$, където l е дължината на кобилицата. Под действието на този момент нишката се усуква на някакъв ъгъл φ, който се измерва по ъгъла на завъртване на отразените от огледалцето лъчи. Между M и φ съществува зависимостта



Фиг. 52. Торзионна везна (схематично)



Фиг. 53. Разположение на привличащите се тела при торзионна везна, гледана отгоре

$M=D\varphi$, от която се намира M и оттам силата на привличането F. Като се заместят стойностите F, m_0, m и R в закона за гравитацията, намира се гравитационната константа

$$G=\frac{FR^2}{m_0m}.$$

Многобройни измервания, извършени както по метода на Кавендиш, така и по други методи, дават следната най-вероятна стойност за гравитационната константа:

$$G=6{,}685\,.\,10^{-8}\ дн\ см^2\,г^{-2}.$$

Това значи, че две топчета с маси по 1 *г* от разстояние 1 *см* се привличат със сила $6{,}685\,.10^{-8}$ *дн* или приблизително $6{,}8\,.10^{-11}$ *г**.

§ 60. Маса и плътност на Земята

Силата, с която Земята привлича някое тяло, което се намира близо до нейната повърхност, е

$$F=G\frac{Mm}{R^2},$$

* Две сфери с маси по 1 *т* на разстояние 1 *м* една от друга се привличат със сила 6,685 *дн*, или около 6,8 *мг*. Гравитационното привличане е следователно извънредно слабо и само когато едно от телата има грамадна маса, каквато е например масата на Земята, то може да достигне значителна стойност.

където M и m означават съответно масите на Земята и на тялото, R — радиуса на Земята. Ускорението, което получава тялото под действието на земното привличане, е

$$a=g=\frac{F}{m}=G\frac{M}{R^2}. \qquad (1)$$

Оттук, като се заместят g, G и R с техните стойности (за полюса $g=983$ *см сек*$^{-2}$, $R=6356$ *км*), може да се намери масата на Земята:

$$M=\frac{gR^2}{G}=5{,}97\,.\,10^{27}\ г\approx 6\,.\,10^{21}\ т.$$

Числото $6\,.\,10^{21}$ е невъобразимо голямо. Например $6\,.\,10^{21}$ броя пшенични зърна биха покрили цяла България с пласт пшеница, дебел 3 *км*. Масата на Земята спрямо масите на телата, с които се работи обикновено, следователно е практически безкрайно голяма.

От масата и обема може да се намери средната плътност на Земята:

$$\rho_{ср}=\frac{M}{V}=5{,}5\ г\,см^{-3}.$$

Тя е близо два пъти по-голяма от средната плътност на земната кора, която е 2,7 $г\,см^{-3}$. Това показва, че земното ядро се състои от по-тежки елементи, вероятно желязо и никел.

По същия начин може да се пресметне масата на кое да е небесно тяло. За целта е достатъчно да се знаят ускорението a, което то съобщава на някое друго тяло, което обикаля около него или минава край него, и разстоянието R между двете тела. Тогава съгласно (1)

$$M=a\frac{R^2}{G}.$$

Стойностите на R и a се определят обикновено много точно въз основа на астрономични наблюдения. Точността на M следователно зависи от точността, с която е позната гравитационната константа.

Пример. Ускорението, което придава Слънцето на Земята при нейното годишно движение (за простота се приема, че орбитата е окръжност), е $a=a_n=\omega^2R=\frac{4\pi^2}{T^2}R$ и следователно $M_{сл}=\frac{4\pi^2}{T^2}\frac{R^2}{G}$. Като се заместят T (времето, за което Земята прави една обиколка около Слънцето) с $3{,}16\,.\,10^7$ *сек* и R (средното разстояние Слънце—Земя) с $1{,}50\,.\,10^{13}$ *см*, получава се

$$M_{сл}=1{,}97\,.\,10^{33}\ г=330\,000\,.M_з.$$

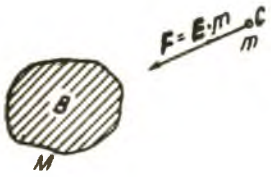
§ 61. Гравитационно поле

Нека някъде в пространството около тяло B с маса M се намира материална точка C с маса m (фиг. 54). Каквито и да са формата и размерите на тялото B, силата **F**, с която то привлича точката C, е пропорционална на масата m на последната, така че може да се напише

$$\mathbf{F}=\mathbf{E}\,m. \qquad (1)$$

Силата **F** може да се представи следователно като произведение от два множителя: скалара m и вектора **E**.

Тук m зависи само от привличаната точка C, **E** зависи от големината и разпределението на масата на привличащото тяло и от положението на привличаната точка спрямо него — от координатите x, y и z на онази геометрична точка, с която тя съвпада. За всяка точка от пространството векторът **E** има определени, характерни за нея големина и посока.



Фиг. 54

Пространството, за чиито точки векторът **E** има стойности, отлични от нула, е гравитационното поле на тялото B. Теоретично то се простира до безкрайност; на практика обаче поради бързото намаляване на привличането с разстоянието полето има винаги крайни размери.

Векторът **E**, който показва каква сила би действувала върху тяло с единица маса, поставена в точката, за която се отнася той, се нарича *интензивност* или *сила на полето* в тази точка. От (1) се вижда, че интензитетът във всяка точка на полето е идентичен с ускорението a, което би получило тяло с произволна маса, което се намира в същата точка.

Редица съображения показват, че полето не е само *математична форма* за пресмятане на гравитационните взаимодействия, а *физична реалност*. То е *една от формите на съществуване на материята*. Всяко тяло създава около себе си гравитационно поле и чрез него действува върху другите тела.

Ако тялото, което създава полето, може да се разглежда като материална точка

$$F = G\frac{Mm}{R^2} \tag{2}$$

и

$$E = \frac{F}{m} = G\frac{M}{R^2}$$

Интензивността намалява с квадрата на разстоянието и за $R = \infty$ е нула.

Ако има няколко такива точки с маса $M_1, M_2, \ldots, M_k$, всяка от тях създава свое поле независимо от полетата на другите точки. Отделните полета се наслагат и дават *общо* или *резултантно поле*, чиято интензивност **E** е геометричен сбор от интензивностите $\mathbf{E}_1, \mathbf{E}_2, \ldots, \mathbf{E}_k$ на тези полета.

Когато тялото, което създава полето, има крайни размери, трябва да се раздели на отделни безкрайно малки елементи (фиг. 55). Интензивността на полето, създадено от един от тези елементи с маса dm в определена точка от пространството, е, по големина

$$dE = G\frac{dm}{R^2}.$$

а общият интензитет е геометрична сума от отделните елементарни интензитети.

Още Нютон е показал, че ако тялото има форма на сфера и е хомогенно, то действува така, както би действувало, ако цялата му маса е събрана в центъра. За такова тяло $\mathbf{E}=\frac{M}{R^2}$, където R е разстоянието от центъра на тялото до точката, в която се търси интензивността.



Фиг. 55

§ 62. Гравитационно поле на Земята (поле на тежестта)

Ако Земята не се въртеше, тя би представлявала сфера с радиус $R_0=6370\ км=6{,}37\,.\,10^8\ см$. Теглото на кое и да е тяло в такъв случай би било точно равно на силата, с която го привлича Земята, а земното ускорение — на интензитета на земното гравитационно поле.

Ако тялото има маса m и се намира на височина h над Земята,

$$P=mg=G\frac{Mm}{R^2}$$

или тъй като

$$R=R_0+h,$$

$$P=G\frac{Mm}{(R_0+h)^2};\quad g=G\frac{M}{(R_0+h)^2}.$$

Теглото и земното ускорение са най-големи непосредствено до Земята. Когато височината нараства, те намаляват и за $h=\infty$ стават нула. Поради грамадната стойност на R_0 за неголеми височини (до няколко *км*) измененията на P и g са незначителни и може да се пренебрегнат. Така например на височина 3 *км* в свободната атмосфера теглото и земното ускорение намаляват с по-малко от 0,001 част.

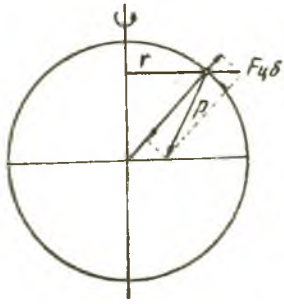
По същата причина се изменя незначително и посоката на отвеса при преместване в хоризонтално направление (на 1,8 *км* само с 1′). Поради това за не много големи области от пространството около Земята интензитетът на земното гравитационно поле може да се смята постоянен.

Такова поле или част от поле, чийто интензитет е постоянен, се нарича *хомогенно*.

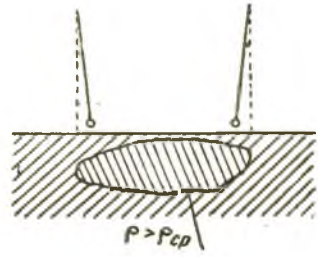
Влияние на въртенето на Земята. Върху всяко тяло, което участвува във въртенето на Земята, действува центробежна сила $F_{цб}=m\omega^2 r$, насочена от оста навън (фиг. 56). Тя има две компоненти: едната, отвесна нагоре, намалява големината на теглото и на земното ускорение, другата — хоризонтална, променя тяхната посока. Отвесната компонента е най-голяма на екватора — около 0,34 % от теглото на тялото, хоризонталната — на 45° географска ширина.

Поради прякото действие на центробежната сила, а също и поради лекото сплескване на Земята, което предизвиква тя, земното ускорение е най-малко на екватора (978,05 *см сек*$^{-2}$), а най-голямо на полюсите (983,22 *см сек*$^{-2}$). На 45° географска ширина то е 980,629 *см сек*$^{-2}$. За България $g=980$ *см сек*$^{-2}$.

Влияние на неоднородностите на земната кора. Земната кора не е еднородна. В нея има включвания с различни плътности —



Фиг. 56. Теглото като равнодействуваща на земното привличане и хоризонталната компонента на центробежната сила



Фиг. 57. Отклонение на вертикалата от залежи с плътност, по-голяма от средната

рудни залежи, каменовъглени пластове и др., които предизвикват малки местни изменения на големината и посоката на земното ускорение. По тези изменения, съпоставени с други данни, може да се определят мястото, видът и приблизителните размери на залежите, които ги създават.

На фиг. 57 са показани силно преувеличени измененията на посоките на земното ускорение (отклоненията на вертикалата) от залежи с голяма плътност. Пунктираните линии показват направлението на вертикалата за $\rho=\rho_{ср}$, непрекъснатите — за $\rho>\rho_{ср}$.

§ 63. Гравитационен потенциал

Върху всяко тяло, което се намира в гравитационно поле, действува сила $\mathbf{F}=\mathbf{E}.m$. Когато тялото се премести на разстояние ds, тази сила извършва работа

$$dA = F\,ds\cos\alpha.$$

Нека полето е създадено от материална точка или сферично тяло с маса M:

$$E = G\frac{M}{R^2},$$

и следователно

$$dA = G\frac{Mm}{R^2}\,ds\cos\alpha.$$

Но

$$ds\cos\alpha = -dR \quad \text{(фиг. 58)}$$

и следователно

$$dA = -G\frac{Mm}{R^2}\,dR.$$

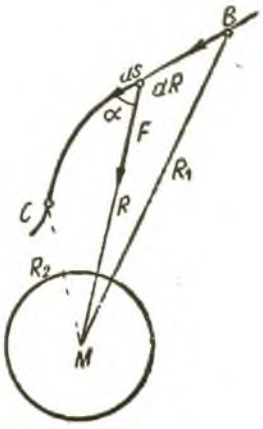
Общата работа, която извършва гравитационната сила, когато тялото се премества от точка B до точка C, е

$$A = \int_{R_1}^{R_2}\left(-G\frac{Mm}{R^2}\,dR\right) = GMm\left(\frac{1}{R_2} - \frac{1}{R_1}\right). \qquad (1)$$

Оттук следва, че *работата не зависи от пътя, по който е минало тялото, а само от положението на началната и крайната точка. Ако тялото опише затворена крива,* $R_2 = R_1$ и $A = 0$. Това важно свойство, доказано за случая, когато полето е създадено от една материална точка, е в сила за всички гравитационни полета.

Наистина нека се разгледа смстема от k материални точки с маси $M_1, M_2, \ldots, M_k$. Всяка от тях създава свое поле независимо от полетата на другите. Тези полета се събират и дават общото гравитационно поле на системата. Когато точка с маса m се премества в това поле, то извършва работа A, която е сбор от работите $A_1, A_2, \ldots, A_k$ на отделните полета:

$$A = \sum_{i=1}^{k} A_i$$



Фиг. 58

Понеже никое от събираемите не зависи от формата на изминатия път, също и сборът няма да зависи от него.

Работата, която извършват гравитационните сили при движение на някое тяло в какво и да е гравитационно поле, не зависи от формата на изминатия път, а само от началната и крайната точка на пътя. Ако тялото опише затворена крива линия, работата е нула. Такова поле, в което работата, извършена от силите на полето по произволна затворена крива, е нула, се нарича потенциално поле, а самите сили — потенциални или консервативни сили. Всички гравитационни полета са потенциални.

При движението на тяло с маса m в гравитационно поле силите на полето извършват работа. Това значи, че системата, съставена от тялото,

което създава полето, и тялото, което се намира в него, притежава потенциална енергия

Прието е потенциалната енергия на каква да е система от тела да се измерва чрез работата, която биха извършили силите на взаимодействие, когато телата от системата се отдалечат на безкрайно голямо разстояние едно от друго. Ако полето е създадено от тяло с маса M, което може да се разглежда като материална точка, тази работа, а следователно и потенциалната енергия ще бъде

$$E_n = A_{R_1\infty} = GMm\left(\frac{1}{\infty} - \frac{1}{R_1}\right) = -\frac{GMm}{R_1}$$

или ако се изпусне индексът,

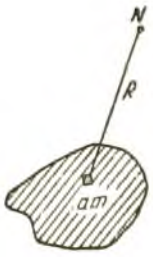
$$E_n = -G\frac{M \cdot m}{R}. \tag{2}$$

При определена стойност на M отношението

$$V = \frac{E_n}{m} = -G\frac{M}{R} \tag{3}$$



Фиг. 59



Фиг. 60

зависи само от положението на масата m в гравитационното поле, от координатите x, y и z на онази точка, в която се намира тя, и се нарича *потенциал на полето в тази точка.*

Ако полето е създадено от система материални точки с маси M_1, M_2, ..., M_k (фиг. 59), потенциалът в точката N е

$$V = -\sum_{i=1}^{k} G\frac{M_i}{R_i}. \tag{4}$$

За поле, създадено от тяло с крайни размери (фиг. 60),

$$V = -G\int \frac{dm}{R}. \tag{5}$$

Ако тялото има форма на сфера и се състои от хомогенни сферични пластове, потенциалът е такъв, какъвто би бил, ако цялата маса на тялото е съсредоточена в неговия център.

Потенциалът е скаларна величина и в това се състои едно от неговите съществени предимства пред интензитета. Той има измерение работа върху маса и се изразява съответно в *ерг г*$^{-1}$ или *дж кг*$^{-1}$. Съгласно (3) и (1)

$$E_n = mV$$

$$A = m\left(G\frac{M}{R_2} - G\frac{M}{R_1}\right) \quad m(V_1 - V_2). \tag{6}$$

Работата, която извършват гравитационните сили при преместване на материална точка в полето, е равна на произведението от масата на точката по разликата от потенциалите в началната и крайната точка на пътя.

§ 64. Потенциал на земното гравитационно поле

Поради незначителното сплескване на Земята тя може да се разглежда като сфера с радиус $R = 6370$ *км*. На разстояние R от центъра на Земята потенциалът на земното поле е $V = -G\frac{M}{R}$.

Когато тяло с маса m се премести от R_1 до R_2 (фиг. 58), работата която извършва земното привличане, е

$$A = m(V_1 - V_2) = m\left(G\frac{M}{R_2} - G\frac{M}{R_1}\right)$$

или

$$A = GMm\frac{(R_1 - R_2)}{R_1 R_2}.$$

Ако означим $R_2 - R_1$ с h и ако $R_1 \approx R_2 \approx R$,

то

$$A = -G\frac{Mm}{R^2}h = -mgh. \tag{1}$$

За неголеми височини (хомогенно поле) се получава познатата зависимост: *работата е равна на теглото по изминатата височина.*

При $R_1 > R_2$ (падане) $h < 0$, $A > 0$; при $R_1 < R_2$ (издигане нагоре) $h > 0$, $A < 0$; при $R_1 = R_2$ (движение по хоризонтална равнина) $A = 0$. Ако тялото идва от безкрайност (метеор, $R_1 = \infty$) и падне на Земята ($R_2 = R_0$), съгласно (6, 63)

$$A = mG\frac{M}{R_0} = m\frac{G.M}{R_0^2}R_0 = mgR_0.$$

Когато няма съпротивление, тази работа е равна на увеличението на кинетичната енергия на метеора:

$$mgR_0 = \frac{mv^2}{2} - \frac{mv_0^2}{2}$$

(v_0 е скоростта, с която метеорът е навлязъл в земното гравитационно поле).
Ако $v_0 = 0$,

$$\frac{mv^2}{2} = mgR_0;$$

$$v = \sqrt{2gR_0}.$$

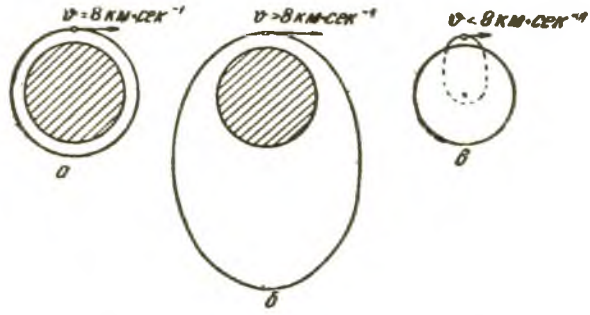
Обратно, за да може някое тяло да се откъсне от Земята (междупланетна ракета), то трябва да бъде изхвърлено със скорост

$$v \geqq \sqrt{2gR_0}. \qquad (2)$$

Това е така наречената *втора космична скорост*. Като се замести g с 9,8 $м\,сек^{-2}$, R_0 с 6 370 000 *м*, получава се

$$v = 11\,200\ м\,сек^{-1} \approx 40\,000\ км\,час^{-1}.$$

Такава скорост достигна първата космична ракета, изстреляна от СССР на 2. I. 1959 г., и затова се превърна в изкуствена планета.



Фиг. 61 *а, б, в.* Траектории на хоризонтално хвърлено тяло при различни скорости на хвърляне

Скоростта, с която трябва да бъде изстреляно тяло в хоризонтална посока, за да се движи по кръгова орбита около Земята, се нарича *първа космична скорост* (фиг. 61). Тя се получава от условието теглото на тялото $P = mg$ да се уравновесява от центробежната сила $\frac{mv^2}{R_0}$:

$$\frac{mv^2}{R_0} = mg; \quad v = \sqrt{gR_0}. \qquad (3)$$

Като се заместят g и R_0 с техните равни, получава се

$$v = 8000 \text{ м сек}^{-1} \approx 28\,800 \text{ км час}^{-1}$$

Ако скоростта на тялото е по-голяма от първата космична скорост, но по-малка от втората, то описва елипса, чийто близък фокус до точката на изстрелването съвпада с центъра на Земята (фиг. 61). Такива са скоростите и траекториите на изкуствените спътници на Земята.

При по-малка скорост тялото описва пак елипса, чийто далечен фокус съвпада с центъра на Земята. Част от тази елипса минава под Земята, значи тялото пада. При малки скорости елипсата е силно сплесната, само незначителна част от нея е над Земята и тази част е много близка до парабола (вторият фокус е практически безкрайно далеч).

XI. МЕХАНИКА НА ТЕЧНОСТИ И ГАЗОВЕ

§ 65. Свойства на течностите

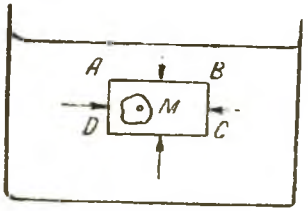
Механичните свойства на телата се определят от големината и характера на междумолекулните сили. При течностите тези сили са значителни, но не са достатъчни да попречат на разместването на молекулите вследствие на топлинното движение и да ги задържат в определени равновесни положения. Поради това течностите са леко подвижни. Всяка сила, колкото и малка да е тя, може да премести някакъв обем от течността на каквото и да е разстояние вътре в последната, стига да действува достатъчно дълго време. Доказателство за това са постоянните, почти неизбежни течения, които възникват под действието на незначителни разлики в плътностите на отделните пластове и които се наблюдават лесно, като се оцвети част от течността. Наличието на такива течения показва, че при *безкрайно бавно движение течностите не оказват никакво съпротивление, че техният коефициент на триене в покой е нула.*

При движение с крайна скорост, напротив, възниква съпротивление, което може да бъде и твърде голямо. То се дължи на вътрешното триене, а когато скоростта не е постоянна, и на появата на инерционни сили.

§ 66. Натиск и налягане

Нека вътре в течността се отдели мислено някакъв обем, например паралелепипедът $ABCD$ (на фиг. 62 е показано сечението му с равнината на чертежа). Поради подвижността на частиците на течността този обем може да остане в равновесие само ако силите, с които действуват върху него околните пластове, са разпределени върху цялата му повърхност и са насочени перпендикулярно към последната. Такива сили се наричат *натиск*.

Около точката M от разглежданата повърхност нека се опише произволна крива, която загражда площ $\Delta\sigma$, и с ΔF се означи натискът, който действува върху тази площ. Отношението



Фиг. 62

$$p_{ср}=\frac{\Delta F}{\Delta\sigma}, \tag{1}$$

което ~~не~~казва каква сила се пада средно на единица от площта $\Delta\sigma$, е *средно налягане* върху тази площ. Границата, към която клони средното налягане, когато площта $\Delta\sigma$, а заедно с нея и силата ΔF клонят към нула, е налягането p в точката M:

$$p=\frac{dF}{d\sigma}. \tag{2}$$

От (2), ако се знаят налягането и площта, се намира силата (натискът)

$$dF=p\,d\sigma;\quad F=\int p\,d\sigma. \tag{3}$$

Единиците за налягане в двете измерителни системи са съответно *дн см*$^{-2}$ или микробар и *н м*$^{-2}$. Вместо тях се използуват по-често единиците *Г см*$^{-2}$ или сантиметър воден стълб, *кГ см*$^{-2}$ или техническа атмосфера (*ат*), милиметър живачен стълб или тор (*тор*) и 760 *тор* или една нормална (физична) атмосфера (*атм*):

$$1\ атм=1{,}033\ кГ\,см^{-2}=1{,}013\,10^{6}\ дн\,см^{-2}.$$

Налягането е *положително*, ако е насочено към вътрешността на разглеждания обем, и *отрицателно*, ако е насочено навън. Върху твърдите тела то може да бъде както положително, така и отрицателно, върху течностите, които съдържат разтворени газове (такива са всички течности в природата), както и при газовете — само положително*

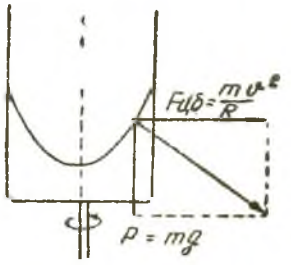
§ 67. Форма на свободната повърхност

Ако количеството на течността е толкова малко, че теглото ѝ да бъде незначително спрямо междумолекулните сили, тя приема формата на капка. Когато теглото на капката се увеличава постепенно, тя се сплесква все повече и най-после се разлива — течността заема най-ниските части на съда, в който е поставена (минимум потенциална енергия),

* Много добре обезгазените течности могат да издържат и отрицателно налягане до няколко стотици атмосфери, без да се разкъсват.

и образува свободна хоризонтална повърхност, всеки елемент от която е перпендикулярен на направлението на теглото в съответната точка.

Когато освен теглото действуват и други сили, например центробежни (фиг. 63), свободната повърхност на течността приема такава форма, че всеки неин елемент е перпендикулярен на равнодействуващата на всички сили в съответната точка.



Фиг. 63. Влияние на центробежната сила върху формата на свободната повърхнина на течността

§ 68. Свиваемост на течностите, коефициент на свиваемост

Обемът на всяка маса течност зависи от налягането, под което тя е поставена. Нека при налягане p обемът на течността да бъде V. Когато налягането нарасне с Δp, обемът намалява с ΔV Тук ΔV е право пропорционално на началния обем на течността V, на промяната на налягането Δp при условие, че последната е сравнително малка и зависи освен това от вида на течността:

$$\Delta V = -kV\Delta p. \tag{1}$$

Знакът минус се явява поради обстоятелството, че промените на p и V имат винаги обратни знаци: когато p нараства, V се намалява и обратно.

От (1) се получава

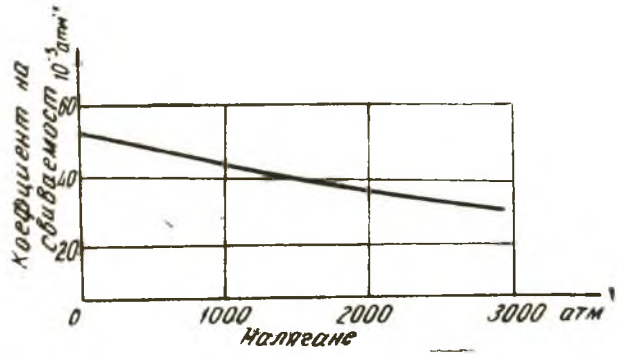
$$k = -\frac{\Delta V}{V\Delta p}, \tag{2}$$

където k се нарича *коефициент на свиваемост на течността* и се измерва обикновено в $атм^{-1}$. Той показва с колко се променя всяка единица обем от течността, когато налягането се измени с една атмосфера.

Първите системни изследвания върху свиваемостта на течностите при налягания до няколко стотици атмосфери са извършени от Х. Х. Оерщед, Дж. Пр. Джаул и др. При съвременните изследвания се работи с налягания от порядък на десетки, а в някои случаи и на стотици хиляди атмосфери.

Най-малък коефициент на свиваемост има живакът — $k = 0{,}000\,003\,8$ $атм^{-1}$. Коефициентът на свиваемост на водата при налягане до 100 *атм* е $0{,}000\,05$ $атм^{-1}$. Това значи, че когато налягането се увеличи от 0 до 100 *атм*, обемът на водата се намалява само с 0,5 %. Поради това може да се приеме, че *при налягане до няколко десетки атм водата, а също и другите течности са несвиваеми.*

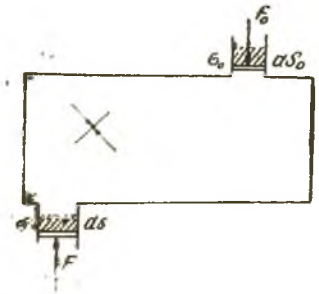
Когато налягането нараства, коефициентът на свиваемост постепенно намалява. На фиг. 64 е показано изменението на коефициента на свиваемост на водата за налягания от 0 до 3000 *атм*.



Фиг. 64. Зависимост на коефициента на свиваемост на водата от налягането

§ 69. Разпределение на налягането в течност, която се намира в покой

За да се намери разпределението на налягането, може да се използува законът за запазване на енергията. Нека течността да се намира в съд, който се затваря с две бутала със сечения σ_0 и σ (фиг. 65). Нека се допусне, че буталата са добре уплътнени, но се движат без никакво триене. В такъв случай, за да се задържат в определено положение, върху всяко от тях трябва да се действува отвън навътре със сила, равна на силата, с която го притиска течността отвътре навън. За горното бутало нека тази сила да бъде F_0, за долното F.



Фиг. 65. Разпределение на налягането в неподвижна течност

Премества се безкрайно бавно долното бутало на разстояние ds навътре. Едновременно с него под действие на течността се премества и горното на разстояние ds_0 навън, така че налягането не се променя. Какъвто обем течност се измества посредством едното бутало, същият обем навлиза след другото. Следователно

$$dV=\sigma ds=\sigma_0 ds_0.$$

Когато се премества долното бутало, извършва се работа

$$dA=Fds.$$

Тази работа отива да изтика горното бутало и да увеличи потенциалната енергия на течността:

$$Fds=F_0 ds_0+dE. \qquad (1)$$

Тук dE е разликата между потенциалната енергия E_2, след като се премести буталото, и потенциалната енергия E_1, преди да се премести:

$$dE = E_2 - E_1. \tag{2}$$

Но

$$E_1 = E + E' \text{ и } E_2 = E + E'', \tag{3}$$

където E, E' и E'' означават съответно потенциалните енергии на течността, която заема незащрихования обем, на течността, която заема обема ΔV между двете положения на долното бутало, и на течността, която заема обема dV между двете положения на горното бутало.
От (2) и (3) се получава

$$dE = E'' - E'.$$

Нека се означат с h' и h'' височините, на които се намират двете бутала, с ρ плътността на течността и с g земното ускорение.
Тогава

$$E' = h'g\rho dV \text{ и } E'' = h''g\rho dV$$

и следователно

$$dE = hg\rho dV,$$

където $h = h'' - h'$ е разликата между височините на двете бутала. Увеличението на потенциалната енергия е такова, каквото би се получило, ако изместената от първото бутало течност се издигне на височината на, второто.

Като се замести dE в (1) и като се вземе пред вид, че $ds = \frac{dV}{\sigma}$, $ds_0 = \frac{dV}{\sigma_0}$, получава се

$$\frac{F}{\sigma} = \frac{F_0}{\sigma_0} + h\rho g.$$

Но $\frac{F}{\sigma}$ е налягането p, което създава долното бутало върху течността, а $\frac{F_0}{\sigma_0}$ — налягането p_0, което създава горното бутало. Същото налягане, но в обратна посока създава и течността върху буталата. Следователно

$$p = p_0 + h\rho g. \tag{4}$$

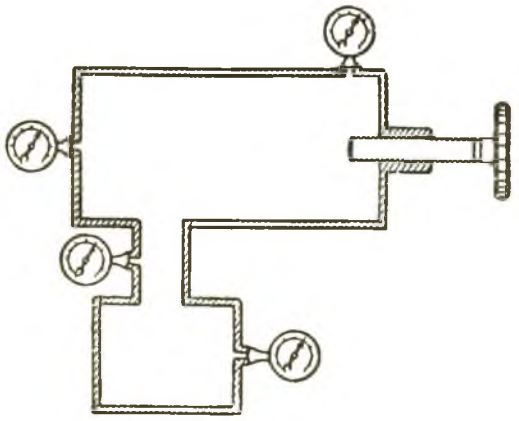
Налягането p се нарича *хидростатично налягане*. То се състои от две части: от налягането p_0, което се упражнява върху някоя част от повърхността на течността, и налягането $h\rho g$, което се дължи на теглото на самата течност.

Хидростатичното налягане действува не само върху стените на съда, но и вътре в течността, и то за всяка точка по всички посоки еднакво. Наистина нека се вземе късче тънка ципа от вещество, чиято плътност е еднаква с тази на течността, и да се постави вътре в последната. То

остава в равновесие във всяко положение. Това е възможно само ако наляганията от двете страни на ципата са еднакви и ако действуват перпендикулярно на нейната повърхност (фиг. 65).

§ 70. Предаване на налягането. Хидравлични преси

Когато налягането p_0 се увеличава или намалява, заедно с него съгласно (4, 69) се променя със същата стойност и налягането p. *Всяка промяна на налягането върху коя да е част на течността се предава от последната равномерно по всички посоки — закон на Паскал.*



Фиг. 66. Предаване на налягането от течностите (по Р. В. Пол)

Законът на Б. Паскал може да се покаже с уреда, представен на фиг. 66. Когато винтът се премества навътре или навън, всички монометри показват еднакви промени на налягането.

Налягането се предава поради подвижността на молекулите на течността и се наблюдава въпреки и в не така съвършена форма при всички тела, които се състоят от отделни слабо свързани или несвързани частици, като пръст, пясък, зърнени храни и др. То не се предава мигновено, а с определена крайна скорост, равна на скоростта, с която се разпространяват звуковите вълни в съответната среда. Това не е случайно съвпадение — самите звукови вълни представляват редица от последователни повишения и понижения на налягането.

Ако налягането p_0, което се създава посредством буталото, е голямо, например няколко десетки или стотици *атм*, и дълбочината на съда е сравнително малка (десетки *см*), $h\rho g$ е хиляди пъти по-малко от p_0 и може да се пренебрегне. Тогава

$$p = p_0, \text{ т. е.}$$

налягането във всички точки на течността е едно и също. Силите F и F_0, с които течността действува върху двете бутала със сечение σ и σ_0 (фиг. 65), в такъв случай са съответно

$$F = p_0\sigma\,;\; F = p_0\sigma_0,$$

или

$$\frac{F}{F_0} = \frac{\sigma}{\sigma_0},$$

т. е. силата F е толкова по-голяма от F_0, колкото е по-голяма площта на второто бутало от тази на първото. *Течностите предават налягането неизменно, но променят големината и посоката на силата.* Обратно, *твърдите тела предават силата, но променят налягането.* Поради това, когато трябва да се увеличи или намали силата, използуват се течности, които действуват върху подходящо оразмерени бутала (хидравлични преси, хидроприводи и др.), а когато трябва да се промени налягането — твърди тела.

Хидравличната преса се състои от здрав стоманен цилиндър, в който може да се движи добре уплътнено бутало със сечение σ. В цилиндъра се вкарва посредством помпа или по друг начин глицерин, масло или друга течност под налягане p_0 (обикновено 200 до 400 *атм*). Течността издига буталото и притиска тялото, което се подлага на пресуване, със сила

$$F = p_0\sigma.$$

Така например, ако $p_0 = 400$ *кГсм*$^{-2}$ и радиусът на буталото е $R = 20$ *см*, натискът е $F = 500\,000$ *кГ*

При най-големите съвременни преси подемната сила достига десетки милиони *кГ* Такива мощни преси се използуват в металургичните и машиностроителните заводи. Хидравличните преси намират многобройни приложения и в химичната индустрия, във винарството, при изпитване на механичните свойства на различни материали и т. н.

Хидравличната преса увеличава многократно силата, но намалява изминатия път, така че работата, която е произведение от силата и пътя, остава неизменна.

§ 71. Изменение на налягането с дълбочината

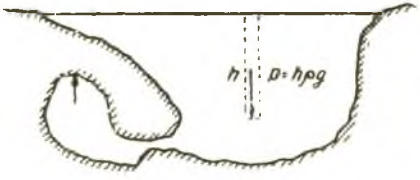
Ако $p_0 = 0$ (върху свободната повърхност на течността няма никакво налягане), то

$$p = h\rho g = h\gamma, \qquad (1)$$

т. е. *налягането вътре в течността и върху стените на съда расте пропорционално на дълбочината и е равно на теглото на отвесен стълб течност с основа 1 см*^{2} *и височина* h (фиг. 67).

За водата $\gamma = 1$ *Гсм*$^{-3}$ и следователно

$$p = h\,\text{Гсм}^{-2},$$



Фиг. 67. Зависимост на хидростатичното налягане от дълбочината

т. е. на всеки сантиметър дълбочина налягането във водата се увеличава с по 1 *Гсм*$^{-2}$, на всеки 10 *м* — с 1 *кГсм*$^{-2}$.

Налягането $p = h\rho g$ се дължи на теглото на течността, но въпреки това не зависи нито от широчината, нито от формата на съда. В езеро с повърхност хиляди *км*^{2} налягането на 1 *м* дълбочина е същото, каквото е и в тръба с напречно сечение няколко *см*^{2}. Причина: в широкия съд

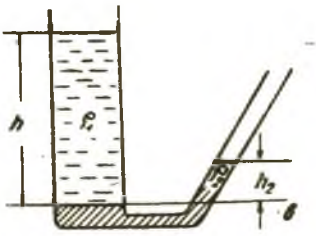
теглото на течността е по-голямо, но се разпределя и върху по-голяма площ. Това дава възможност с малко течност, поставена в тясна висока тръба, да се създават значителни налягания (барометри и манометри).

§ 72. Равновесие на течности. Скачени съдове

Във всяка течност, която се намира в равновесие,

$$p=p_0+h\rho g. \tag{1}$$

Обратно, за да бъде течността в равновесие, налягането трябва да се изменя по горния закон и следователно във всичките ѝ точки, които лежат върху една хоризонтална равнина (h=пост.), налягането трябва да бъде едно и също (p=пост). Поради лекоподвижността на частиците на течностите най-малкото отклонение от това изискване води до появата на течения от местата с по-високо към тези с по-ниско налягане.



Фиг. 68. Равновесие на разнородни течности в скачени съдове

Понеже налягането зависи и от плътността, условието за равновесие може да бъде изпълнено само ако на една и съща дълбочина тя е навсякъде еднаква. Поради това, когато в един съд се налеят няколко различни по плътност течности, които не се смесват, последните образуват хоризонтални пластове.

От (1) се получава и условието за равновесие на течности в скачени съдове. Нека например в двете колена на една U-видна тръба да се намират течности с плътности ρ_1 и ρ_2 (фиг. 68). Те ще бъдат в равновесие ако наляганията p_1 и p_2 на нивото b или на кое да е друго ниво, разположено под него, са равни.

Ако атмосферното налягане се означи с p_0, то

$$p_1=p_0+h_1\rho_1 g;\ p_2=p_0+h_2\rho_2 g$$

или като се приравнят двете налягания,

$$\frac{h_2}{h_1}=\frac{\rho_1}{\rho_2}. \tag{2}$$

т. е. *височините на двата уравновесяващи се стълба течност се отнасят обратно пропорционално на техните плътности.*

Когато $\rho_2=\rho_1$, то и $h_2=h_1$, т. е. *еднородна течност, която се намира в система от некапилярни скачени съдове, достига във всичките ѝ клонове една и съща височина.* Като пример за такава система може да се посочи водопроводната мрежа на всяко селище. Не трябва да се забравя обаче, че височината ще бъде еднаква само ако водата е навсякъде в пълен покой. Всяко нарушение на равновесието води до създаване на разлики във височините.

От (2), ако се знае плътността на едната течност и се измерят h_1 и h_2, може да се определи плътността на другата. Този метод изисква сравнително големи количества течност и отстъпва по точност на тегловния (§ 73).

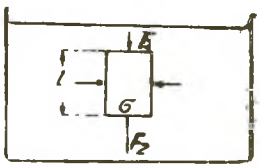
§ 73. Подемна сила. Закон на Архимед

Върху всеки елемент $d\sigma$ от повърхността на тяло, потопено в течност, действува сила

$$dF = pd\sigma.$$

Понеже налягането расте с дълбочината, силите, които действуват върху отделните елементи, не се уравновесяват помежду си, тяхната равнодействуваща Q е насочена отдолу нагоре, поради което се нарича *подемна* или *изтласкваща сила.*

За да се пресметне по-лесно подемната сила, може да се допусне, че тялото има форма на права призма или на цилиндър с отвесна ос с височина $l = h_2 - h_1$ и основа σ (фиг. 69). Силите, които действуват върху околните стени на призмата, се уравновесяват взаимно; остават неуравновесени само силите F_1 и F_2 върху двете ѝ основи:



Фиг. 69. Към доказателството на закона на Архимед

$$Q = F_2 - F_1 = \sigma(p_2 - p_1).$$

Като се изразят p_1 и p_2 чрез h, ρ, g и се вземе пред вид, че $\sigma(h_2 - h_1)$ е обемът V на тялото, а също и обемът на изместената от него течност, следва

$$Q = V\rho g = mg, \tag{1}$$

т. е. *подемната сила е равна по големина на теглото на изместената от тялото течност, приложната ѝ точка е в центъра на тежестта на последната и действува отвесно нагоре.* Поради това *всяко тяло, потопено в течност, олеква с толкова, колкото тежи изместената от него течност — закон на Архимед* (287—212 г. пр. н. е.).

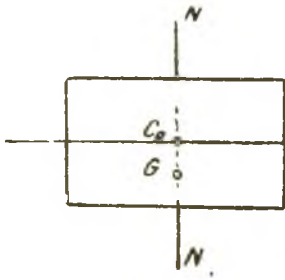
По олекването, като се знае плътността ρ на течността, може да се определи обемът на тялото:

$$V = \frac{Q}{\rho g} = \frac{P_0 - P}{\rho g}, \tag{2}$$

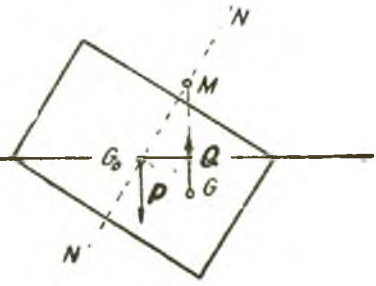
където P_0 е теглото на тялото във вакуум, P — в течността. Понеже тялото може да се претегли много точно с аналитична везна до 0,0001 *г*, а с обикновена търговска до 0,1 *г*, това е най-точният метод за определяне на обема не само на неправилни, но и на правилни тела.*

* За да се пресметне със същата точност обемът на сфера с радиус 1 *см*, трябва радиусът ѝ да се измери с точност $3 \cdot 10^{-7}$ *см*, съответно $3 \cdot 10^{-4}$ *см*.

Плаване на телата. Върху всяко тяло, потопено в течност, действуват две сили: теглото P_0, приложено в центъра на тежестта G_0 на тялото, и подемната сила Q, приложена в центъра на тежестта G на изместената течност. В зависимост от това, дали P_0 е по-голямо, равно или по-малко от Q, тялото ще потъне (камък), ще остане вътре в течността (подводница) или ще изплава на повърхността ѝ (дърво, лодка).



Фиг. 70. Равновесие на плаващо тяло



Фиг. 71. Значение на метацентъра M за равновесието на плаващите тела

Плаващото на повърхността на течността тяло е в равновесие, ако подемната сила Q, която зависи в случая от дълбочината на потъването, е равна на P_0 и приложните точки G_0 и G на двете сили лежат на една и съща отвесна линия (фиг. 70). За да се определи видът на равновесието, прекарва се през G_0 *равновесният отвес* G_0N, неизменно свързан с тялото, след което последното се навежда малко встрани. Тогава G_0 и G се отместват, P_0 и Q образуват двойка сили. Посоката на момента на двойката сили зависи от взаимното разположение на центъра на тежестта на тялото G_0 и точката M, в която отвесът, прекаран през G, пресича равновесния отвес G_0N. За плаващите тела M има значение, аналогично на това на опорната точка за равновесието на окачените тела, и се нарича *метацентър*. Положението на метацентъра зависи от формата на потопената част от тялото.

Ако метацентърът е разположен над центъра на тежестта на тялото, двойката връща последното назад, *равновесието е устойчиво* (фиг. 71), ако е под центъра на тежестта — *неустойчиво* и ако съвпада с него — *безразлично*. Устойчивостта на равновесието расте с увеличаването на височината, на която се намира метацентърът над центъра на тежестта.

XII. МЕХАНИКА НА ГАЗОВЕ В ПОКОЙ

§ 74. Свойства на газовете

Плътността на дадено вещество в газообразно състояние е хиляди пъти по-малка от плътността му в твърдо или течно състояние. Това показва, че при газовете междумолекулните разстояния са десетки пъти по-големи от тези при твърдите и течни вещества.



Фиг. 72. Разширение на газ във вакуум

Когато междумолекулните разстояния нарастват, междумолекулните сили бързо намаляват. При газовете те са толкова незначителни, че не оказват почти никакво влияние върху движението на техните молекули. Всяка молекула се движи независимо от другите праволинейно и равномерно, докато се удари в стените на съда или в друга молекула. Между



Фиг. 73. Проникване на въздух през пореста дървено трупче

движението на отделните молекули няма никаква връзка; то е напълно *хаотично*. Поради това газовете не образуват свободна повърхност и нямат определен обем. В свободно безтегловно пространство те се разширяват безгранично. За да се задържат, те трябва да се поставят в херметично затворен съд. Колкото и малко да е количеството на затворения в съда газ, той запълва равномерно целия обем.

Свойството на газовете да се разширяват безгранично може да бъде показано с две колби (фиг. 72) — горната празна, а долната пълна с някакъв цветен газ, например бромни пари. Като се отвори междинният кран, газът, колкото и силно да е разреден вече, се разпределя почти мигновено равномерно в двете колби. Причината за това е непрекъснатото хаотично движение на неговите молекули. По същата причина газовете проникват лесно през всякакви порести тела, като дърво, тухли, неглазиран порцелан и др. (фиг. 73).

Подобно на течностите те предават наляганието равномерно във всички посоки. Това може да се покаже с манометър, двете колена на който са съединени посредством различно дълги и произволно извити каучукови тръби с каучуково балонче. Когато балончето се притиска и отпуска бавно, течността в манометъра остава неподвижна — наляганието се предава еднакво по двете тръби. При рязко притискане обаче теч-

ността подскача от по-късата към по-дългата тръба — доказателство, че налягането не се предава мигновено, а с определена крайна скорост, равна на скоростта на звука в газа (за въздуха при 0°C 331 *мсек*$^{-1}$).

§ 75. Зависимост между обема и налягането на газа. Закон на Бойл и Мариот

В противоположност на твърдите тела и течностите газовете са лесно свиваеми. Това може да се покаже с велосипедна помпа. Дори когато буталото се притиска сравнително слабо, обемът на затворения въздух намалява няколко пъти.



Фиг. 74. Опитна проверка на закона на Бойл и Мариот

За да се намери зависимостта между обема и налягането на газа, използува се калибрирана стъклена тръба, свързана с прецизен манометър (фиг. 74). В тръбата се вкарва определено количество добре изсушен газ (за да се избегне евентуална кондензация на водните пари) и се затваря с *подвижно живачно бутало*.

Като се запазва температурата постоянна, мени се обемът на газа и се отчитат съответните налягания. Данни от подобни измервания, пресметнати за 1 *г* газ при 0° С, са приведени в табл. 2.

От таблицата се вижда:

1. *При постоянна температура и неголеми налягания произведението от обема и налягането на неизменна маса газ е постоянна величина, пропорционална на масата m на газа:*

$$pV = m.\text{пост.} \qquad (1)$$

Закон на Бойл и Мариот, открит от Р. Бойл през 1662 г. и от Е. Мариот през 1676 г.

2. Законът на Бойл и Мариот е приблизителен. При определена температура той важи толкова по-строго, колкото е по-малко налягането. До какво налягане може да се прилага този закон, зависи от точността, с която се работи, и от естеството на газа. Така например при допустима

Таблица 2

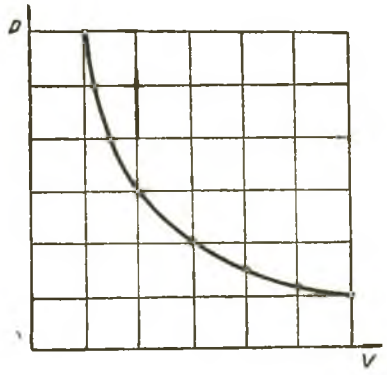
Стойности на обема и налягането на 1 *г* газ при 0°C

Налягане p в *кГсм*$^{-2}$	Обем V в *л*			Произведение pV в *л. кГсм*$^{-2}$		
	H_2	въздух	CO_2	H_2	въздух	CO_2
0,01	1150	80,0	52,6	11,50	0,800	0,526
0,10	115,0	8,00	5,25	11,50	0,800	0,525
1,0	11,50	0,800	0,521	11,50	0,800	0,521
10	1,156	0,0795	течност	11,56	0,795	течност
100	0,1228	0,00772		12,28	0,772	
1000	0,0204	0,00158		20,4	1,58	

грешка 1 % той е приложим за хелий и водород до около 20 *атм*, за въздух до около 10 *атм*, а за въглеродуокис до около 1 *атм*.

За налягания, които надминават няколко стотици *атм*, законът на Бойл и Мариот не е приложим за никой газ, даже и за груби пресмятания.

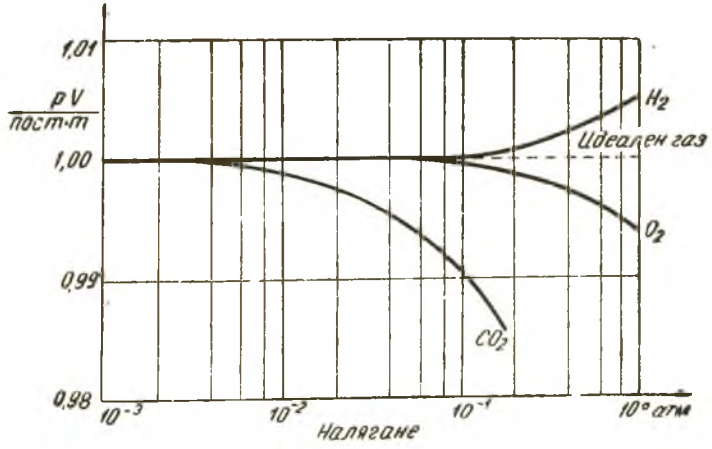
Газовете, които се подчиняват строго на закона на Бойл и Мариот, се наричат *идеални*, а газовете, които го следват само приблизително — *реални*. Идеален газ — това е състоянието, към което се доближава всеки реален газ при непрекъснато увеличаване на неговия обем. При обикновени условия най близки до това състояние са хелият и водородът.*



Фиг. 75. График на закона на Бойл и Мариот

3. При хелия и водорода произведението pV расте с увеличаване на налягането. Те са следователно по-малко свиваеми, отколкото следва по закона на Бойл и Мариот. При всички други газове pV отначало намалява, а след това расте.

На фиг. 75 и 76 са представени графично законът на Бойл и Мариот и отклоненията от него.



Фиг. 76. Отклонения от закона на Бойл и Мариот. По хоризонталната ос е нанесено налягането в логаритмичен мащаб, по вертикалната — отношението $\frac{pV}{\text{пост.}\ m}$

* Идеалният газ се определя още като такъв газ, чиито молекули са материални точки (т. е. нямат размери и затова собственият им обем е нула) и между тях не съществуват никакви сили на взаимодействие (т. е. цялата вътрешна енергия на такъв газ е равна само на сбора от кинетичната енергия на молекулите му).

§ 76. Плътност на газовете

Първите опити да се определи теглото на въздуха били направени от Аристотел. Той претеглял животински мехур най-напред празен, а после пълен с въздух, но не намерил никаква разлика. Причината за това е олекването на мехура вследствие закона на Архимед, който е в сила и за газовете.

За да се избегне грешката поради олекването, газът трябва да се претегля в съд, чийто обем при напълването му с газ не се увеличава. За целта обикновено се използува стъклена колба, снабдена с добре шлифован кран. Нека се означи с m_1 масата на празната, добре евакуирана колба и с m_2 масата ѝ, когато е пълна с изследвания газ. Тогава разликата $m=m_2-m_1$ дава масата на газа, а отношението $\rho=\frac{m}{V}$ — плътността на същия.

Плътността на газовете зависи силно от температурата и налягането, поради което тя се указва винаги за така наречените *нормални условия*— 0° С и 760 *мм* Hg (табл. 3).

Таблица 3

Абсолютна и относителна плътност при някои газове

Газ	ρ в $гс\,и^{-3}$ при 0° и 760 *тор*	Относителна плътност $\rho/\rho_в$ въздух
Въздух	0,001 292 8	1,000
Азот	0,001 250 5	0,967
Кислород	0,001 428 9	1,105
Водород	0,000 089 87	0.0695
Хелий	0,000 178 5	0,1380
Въглеводуокис	0,001 976 8	1,56

От (1) в § 75 следва, че при постоянна температура плътността на всеки газ расте пропорционално на налягането:

$$\frac{\rho}{\rho_0}=\frac{p}{p_0}, \tag{1}$$

или ако p_0 е равно на една нормална атмосфера,

$$\rho=\rho_0 p. \tag{2}$$

Нека се означат с ρ_0' и ρ_0'' плътностите на два газа при нормално налягане, а с ρ' и ρ'' плътностите им при налягане p. Тогава съгласно (2)

$$\frac{\rho''}{\rho'}=\frac{\rho_0''}{\rho_0'}, \tag{3}$$

т. е. *при постоянна температура отношението на плътностите не зависи от налягането.* Поради това е целесъобразно вместо *абсолют-*

ната плътност на газовете, изразена в $г\,см^{-3}$, да се използува *относителната им плътност* спрямо въздуха — отношението на плътността на газа към плътността на въздуха при същата температура и налягане (третата колона на табл. 3).

При нормални условия плътността на въздуха е 0,001 292 8 $г\,см^{-3}$, или 1,2928 $кг\,м^{-3}$, т. е. тя е около 800 пъти по-малка от плътността на водата. Въздухът е много лек, но все пак не бива да се подценява неговото тегло, както става обикновено. В една средно голяма стая има не по-малко от 50—60 $кГ$ въздух, а в един голям театрален салон — десетки и даже стотици тонове.

§ 77. Атмосфера, височина и състав

Атмосфера (от гръцката дума ἀτμός — пара, и σφαιρα — кълбо) се нарича газовата обвивка на Земята. Атмосферата няма горна граница — когато височината се увеличава, тя става все по-рядка и преминава постепенно в междупланетното пространство. Поради това няма и определена височина. Височините, които се посочват понякога, имат условно значение — това са височини, до които се наблюдават едни или други явления (пламване на метеори до 160 *км*, северни сияния до 1100 *км* и т. н.). Над 1300 *км* въздухът вече е толкова разреден, че не може да предизвиква никакви наблюдаеми от Земята явления.

Сухият атмосферен въздух е газова смес с обемен състав около 78 % азот, 21 % кислород, 0,9 % аргон и малки количества въглероден двуокис, водород, неон, хелий, криптон, ксенон и др. газове. В приземните слоеве се съдържат освен това променливо количество водни пари (в тропичните области до 4 %), прах и др. примеси.

Общата маса на атмосферата е грамадна, около $5 . 10^{15}\,т$. Затова атмосферата служи като неизчерпаем източник на ценни вещества: въглероден двуокис за асимилацията, кислород, азот и благородни газове за промишлеността и др.

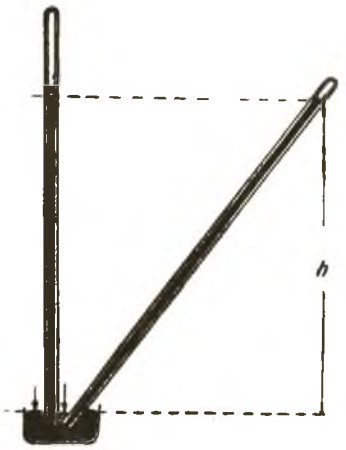
§ 78. Атмосферно налягане

Атмосферното налягане се дължи на теглото на въздуха. Подобно на хидростатичното то намалява с височината и действува в коя да е точка по всички посоки еднакво. За да се измери атмосферното налягане, трябва да се уравновеси с познатото хидростатично налягане на някоя течност, най-удобно живак. За първи път атмосферното налягане е измерено от Е. Торичели (1643 г.), ученик на Г. Галилей.

Торичели напълнил затворена на единия край стъклена тръба с дължина над 80 *см* с живак, така че да не останат никакви мехурчета въздух в нея, обърнал я и потопил отворения ѝ край в чаша с живак (фиг. 77). Живакът в тръбата спаднал с няколко сантиметъра и спрял — между атмосферното налягане b, което действува върху повърхността на живака в чашката, и налягането на живачния стълб настъпило равнове-

сие. Нека се означат с h височината на стълба, с ρ плътността на живака и с g земното ускорение. Тогава при условие, че над живака в тръбата няма никакъв газ,

$$b = h\rho g. \qquad (1)$$



Фиг. 77. Опит на Торичели. Височината h на живачния стълб не зависи от наклона, широчината и формата на тръбата

На определено място (g=пост.) и при постоянна температура (ρ=пост.) височината h на живачния стълб, измервана по отвеса, зависи единствено от атмосферното налягане; наклонът, формата и широчината на тръбата, стига тя да не е капилярна, нямат никакво значение. Поради това вместо в *дн см*$^{-2}$ или *Г см*$^{-2}$ атмосферното налягане се изразява много често направо в милиметри живачен стълб или (*тор*), като 1 *мм* Hg = 1 *тор*.

Многобройни измервания, правени в продължение на стотици години, показват, че средното атмосферно налягане на морско ниво е много близко до 760 *тор*. Поради това налягането, което създава живачен стълб с височина 760 *мм* и температура 0° C при географска широчина 45°, се приема като единица налягане и се нарича една *нормална,* или *физична атмосфера (атм)*:

$$1\ атм = 76 \cdot 13{,}595 \cdot 980{,}629 = 1{,}0125 \cdot 10^6\ дн\ см^{-2}$$

или 1033,23 $Г\,см^{-2}$.

§ 79. Зависимост между височината и налягането

При издигане нагоре височината на пласта въздух, на който се дължи атмосферното налягане, намалява, поради което се понижава и самото налягане. Нека се означи с p_0 налягането на някое ниво, което се приема за основно, а с p налягането на височина h над него (фиг. 78). Когато височината нарасне с dh, p намалява с dp — налягането, което създава пласта въздух, заключен между нивата h и $h+dh$. Ако се означи с ρ плътността на този въздух, а с g земното ускорение, то

$$dp = -\rho g dh. \qquad (1)$$

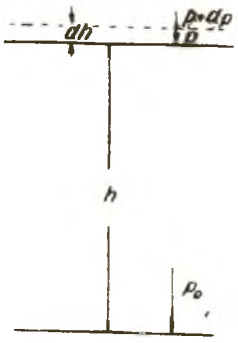
Знакът минус показва, че когата h расте ($dh > 0$), p намалява ($dp < 0$) и обратно.

За да се изрази ρ чрез налягането, допуска се, че температурата на въздух не се мени с височината. Тогава съгласно (1, 76)

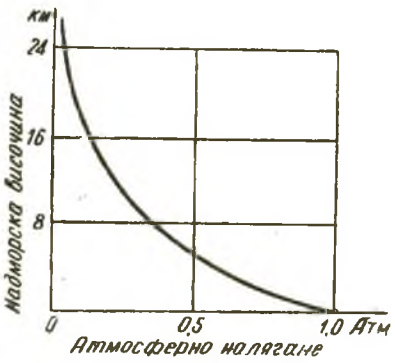
$$\rho = \frac{\rho_0}{p_0} p,$$

където ρ_0 е плътността на въздуха при налягане p_0. Като се замести тази стойност в (1) и се интегрира, получава се

$$\ln p = -\frac{\rho_0}{p_0} gh + \text{пост.}$$



Фиг. 78. Към извода на барометричната формула



Фиг. 79. Зависимост между атмосферното налягане и височината

или като се вземе пред вид, че за $h=0$ $\ln p = \ln p_0 = \text{пост.}$,

$$p = p_0 e^{-\frac{\rho_0}{p_0} gh}. \qquad (2)$$

За сух въздух при 0° С и при условие, че h е измерено в *км*, $\frac{\rho_0}{p_0} g = 0{,}125 = \frac{1}{8}$ и следователно

$$p = p_0 e^{-0{,}125 \cdot h}. \qquad (3)$$

Следователно *атмосферното налягане се изменя експоненциално с височината,* като на всеки 8 *км* намалява *е* пъти (фиг. 79).

Формулата (3) изразява зависимостта между налягането и височината само приблизително, тъй като в нея не е взето под внимание наличието на водни пари в долните пластове на атмосферата и измененията на температурата и на земното ускорение с височината. Поради това, когато се пресмята p (по познати p_0 и h) или h (по известни p_0 и p), трябва да се правят съответни поправки.

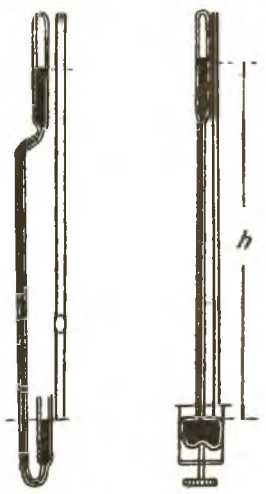
За да бъде атмосферата или въобще кой да е газ в равновесие, трябва за всяка височина h налягането да бъде навсякъде еднакво. Нека се предположи, че това условие е изпълнено за някое ниво, например $h=0$. За да бъде изпълнено и за кое да е друго ниво, ρ трябва да се мени навсякъде по един и същ начин с височината, т. е. във всички точки, които се намират на еднаква височина, плътността, а следователно и температурата на газа трябва да бъдат еднакви. Това изискване е изпълнимо за неголям обем газ, затворен в някой съд, за атмосферата

обаче — в никакъв случай. Причината за това е нееднаквото нагряване на въздуха над различните части от земната повърхност. Атмосферата не може да бъде следователно никога в равновесие. Същото се отнася и до големите водни басейни, морета и океани.

Освен от височината атмосферното налягане зависи и от метеорологичните условия в атмосферата. При лошо време — облачно или с валеж, налягането обикновено е по-ниско, а при ясно, слънчево и спокойно време — по-високо. Затова промените в налягането се използуват за предсказване на времето. Но за по-сигурно предсказване на времето трябва да се разполага с данни за разпределението на налягането и на другите метеорологични елементи (температура и влажност на въздуха, посока и сила на вятъра, облачност, валежи и пр.) върху обширна област, която обхваща за нашата страна и северната част на Атлантическия океан.

§ 80. Барометри

Уредите за измерване на атмосферното налягане се наричат *барометри*. Те биват *живачни* и *металнн*. Съществуват много видове живачни барометри, които се отличават един от друг главно по начина на отчитане на височината на живачния стълб. При *сифонните барометри* (фиг. 80 *а*) налягането се отчита по подвижна линийка, която се нагласява при всяко измерване така, че началото по скалата ѝ да съвпадне с нивото на живака в долното коляно. Височината на живачния стълб в такъв случай следва направо от делението, което стои срещу горното му ниво. При барометъра на Фортен (барометър с подвижно дъно) линийката остава неподвижна, а се издига или спуска посредством винт и кожено дъно нивото на живака в чашката (фиг. 80 *б*).



Фиг. 80. Барометри
а — сифонен; *б* — на Фортен

Особено удобен е *барометърът с редуцирана скала*. При него линията, барометричната тръба и чашката са свързани неподвижно. Големината на деленията тук обаче е пресметната така, че когато атмосферното налягане се увеличи с 1 *тор*, живакът в тръбичката да се покачи на едно деление независимо от понижението на нивото му в чашката.

При живачните барометри трябва да се прави поправка за капилярното понижение, термичното разширение и за изменението на земното ускорение. Капилярното понижение зависи от диаметъра на тръбата и височината на мениска. При диаметър над 17 *мм* то е под 0,1 *мм* и може да се пренебрегне.

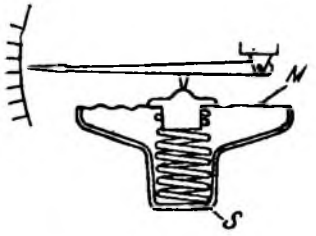
Термичното разширение променя дължината на деленията на скалата и плътността на живака. Деленията имат дължина 1 *мм* при 0°C. При температура $t°$ всяко от тях е равно на $1+\alpha t$ *мм*. Плътността на живака при 0° е $\rho = 13{,}595\ г\,см^{-3}$, а при $t°$ — $\frac{\rho}{1+\beta t}$. Поради това на височина на живачния стълб, равна на h деления, при $t°$ ще отговаря налягане

$$p = h(1+\alpha t)\frac{\rho}{1+\beta t}g = h\rho g[1-(\beta-\alpha)t], \qquad (1)$$

където α и β са съответно коефициентите на термичното линейно разширение на линийката и на обемното разширение на живака.

§ 81. Метален барометър. Барограф

Най-съществената част на металния барометър (анероид) е плоска въздухопразна кутийка, покрита с гъвкава вълнообразна мембрана *M* (фиг. 81). Натискът, който създава атмосферата върху мембраната, се уравновесява от противодействието на стоманена пружина *s*. Когато налягането се увеличава, мембраната се огъва малко навътре, а когато се намалява — навън. Тези движения се предават на стрелката, по чието положение се отчита налягането. Деленията на скалата се нанасят, като се сравняват показанията на металния барометър с тези на живачен.



Фиг. 81. Метален барометър (схематично)



Фиг. 82. Барограф

Барографът е метален барометър, чиято стрелка завършва с писец (фиг. 82). Последният допира до лист разграфена хартия, навит на бавно, но равномерно въртящ се цилиндър (обикновено с 1 оборот за седмица). Линията, която чертае писецът, се нарича *барограма*. По нея може да се отчете налягането за който и да е момент.

Металните барометри са удобни и лесно преносими, но не са така точни като живачните.

§ 82. Манометри

Уредите, с които се измерва налягането на затворени газове, пари или течности, се наричат манометри. Те биват също *манометри с течност*, или *хидравлични манометри* и *метални манометри.*



фиг. 83. Отворен манометър с течност



Фиг. 84. Затворен манометър (вакуумметър)

Манометрите с течност имат най-различни конструктивни форми. За налягания, близки до атмосферното, е удобен *отвореният манометър* — U-видна стъклена тръба, до половината напълнена с течност, обикновено живак, едното коляно на която е съединено със съда, в който се намира изследваният газ, а другото с атмосферата (фиг. 83). Нека се означат с p налягането на газа, а с b атмосферното налягане. Тогава в зависимост от посоката на преместване на течния стълб важи

$$p = b \pm h\rho g. \qquad (1)$$

Двете налягания p и $h\rho g$ трябва да бъдат изразени естествено в едни и същи единици: *тор*, $Г\,см^{-2}$ и т. н.

За налягания от един до няколко десетки *тор* се използуват *затворени манометри*, които са скъсени *сифонни барометри* (фиг. 84). Измереното налягане p е равно направо на налягането $h\rho g$ на течния стълб, който го уравновесява.

За измерване на още по-малки налягания се използува следният метод. Отделя се част от газа, чието налягане p се търси, и се намалява обемът му n пъти. Налягането нараства съгласно закона на Бойл и Мариот и става $p_1 = np$ (t = пост.). Измерва се p_1, което може да бъде направено десетки или стотици тор, и като се раздели на n, се получава p.

Този метод се използува при *манометъра на Мак Леод* (фиг. 85). Преди измерването съдът A се спуска надолу толкова, че живакът да слезе под разклонението B и манометричната колба M да се съедини с пространството, в което се намира изследваният газ. След това съдът A се издига нагоре, при което живакът се покачва, отделя колбата M от останалото пространство и свива намиращия се в нея газ до определен белег в капилярката. Тогава

$$p_1 = h\rho g,$$

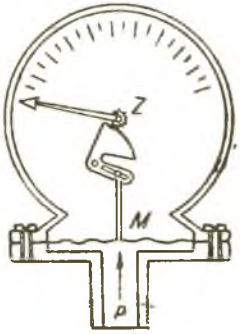
от което, като се знае отношението на обема на колбата към обема на капилярката, се намира p.

С манометъра на Мак Леод може да се измерват налягания до 10^{-5} *тор*. За измерване на малки налягания — $10^{-3} \div 10^{-5}$ *тор*, се използуват и други видове манометри, чието действие се основава на йонизацията, топлопроводността или вътрешното триене на газовете.

На фиг. 86 е представен един от многото видове *метални манометри*. Изследваният газ или течност действува върху металната мембрана M и я огъва. Движението на мембраната се предава на стрелката Z, по положението на чийто край по скалата се отчита налягането. С метални манометри с подходяща конструкция може да се измерват налягания от няколко *тор* до десетки хиляди *атм*.



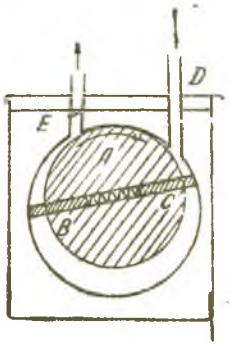
Фиг. 85. Манометър на Мак Леод



Фиг. 86. Метален манометър

§ 83. Вакуумни помпи

Затворено пространство, в което налягането е много по-малко от атмосферното, се нарича *вакуум*. Абсолютен вакуум не съществува и не може да бъде получен. При най-ниските налягания, до които достига съвременната вакуумна техника (10^{-11} *тор*), във всеки $см^3$ се намират все още стотици хиляди газови молекули. Това число е обаче извънредно малко спрямо броя на молекулите, които се съдържат в 1 $см^3$ газ при нормално налягане — $2{,}7 \cdot 10^{19}$.



Фиг. 87. Маслена ротационна помпа (схематично)

Вакуумната техника има грамадно значение за съвременната физика и за промишлеността. Нейното развитие започва от средата на XVII век, когато е била построена първата бутална помпа от О. Герике. Помпата на Герике, както и всички други помпи, употребявани до началото на XX век, имат само историческо значение. От многобройните съвременни помпи тук ще се разгледа само една — *маслената ротационна помпа на Геде*, която получи поради своята простота и сигурно действие широко разпространение. Нейното устройство и начин на работа са показани схематично на фиг. 87. Когато цилиндърът A се върти, плочките B и C

загребват една след друга от газа, който постъпва през смукателния отвор D от пространството, което се евакуира, след което го сгъстяват и изхвърлят през клапана E. За да се осигури добро уплътняване и смазване, помпата се поставя в специално вакуумно масло, което трябва да има колкото е възможно по-малко парно налягане.

С добра ротационна помпа може да се получи разреждане до 10^{-3} *тор*. Ако се съединят две такива помпи последователно — *двустъпална помпа*, налягането може да се понижи до 10^{-5} *тор*. Тези налягания принадлежат към областта на така наречения *среден вакуум*. За да се получи висок вакуум ($10^{-5} \div 10^{-8}$ *тор*) или *свръхвисок вакуум* (под 10^{-8} *тор*), се използуват *дифузионни молекули* или *йонни помпи*, чието действие, както показват и самите им имена, почива на други явления.

XIII. ХИДРОДИНАМИКА И АЕРОДИНАМИКА

§ 84. Предмет на динамиката на флуидите

В хидродинамиката и аеродинамиката се изучават движенията на течностите и на газовете и силите, с които движещите се течности и газове действуват върху обтичаните от тях тела.

Газовете са много по-лесно свиваеми от течностите — при нормално налягане тяхната свиваемост е двадесет хиляди пъти по-голяма от тази на водата. При неголеми скорости обаче, за въздуха до 50 $м\,сек^{-1}$, наляганията в различните точки на потока се отличават едно от друго с по-малко от 1 %. Поради това, ако се разглеждат само малки скорости, промените на обема на изучаваната маса газ, когато последният преминава от една област на потока в друга, са незначителни и не оказват забележимо влияние върху характера на течението. При такива скорости законите за движение на течностите и газовете са еднакви и е целесъобразно да се разглеждат общо. За да се подчертае тази общност течностите и газовете се наричат с общото име *флуиди*.

§ 85. Наблюдаване на движението. Токови линии и токови тръби. Видове течения

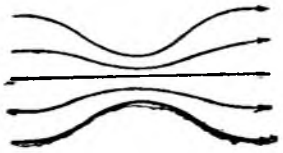
За да се направи движението на флуида видимо, към него се примесват плаващи прашинки — при течностите алуминиев прах, при газовете — дим. Ако потокът се фотографира, като се подбере подходяща експозиция, образите на отделните прашинки се явяват като отсечки, чиито дължини са пропорционални на съответните скорости. По този начин може да се определи каква е била скоростта в коя и да е точка от потока в момента на фотографирането (фиг. 88).

Особено ясна представа за разпределението на скоростите дават *токовите линии* (фиг. 89). Това са линии, във всяка точка от които

направлението на скоростта съвпада с допирателната им. Токовите линии са аналогични на силовите линии на електричното и на магнитното поле. Те може да се направят видими, като се примесват към потока тънки струйки оцветена течност (фиг. 90).



Фиг. 88. Наблюдаване на движението на течност чрез примесване на прашинки. Дължините на образите-чертички са пропорционални на скоростта на течението (по Р. В. Пол)

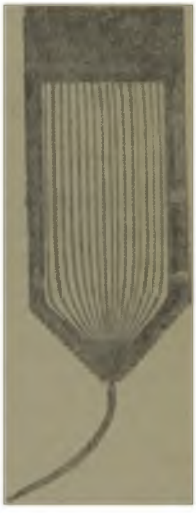


Фиг. 89. Токови линии

Ако скоростта в различните точки на потока не се мени с течение на времето, движението е *стационарно* или *установено*, ако се мени — *нестационарно*. При стационарното движение токовите линии са неподвижни и съвпадат с траекториите на частиците на флуида.

Стационарното движение не бива да се смесва с равномерното. При първото движение скоростта на всяка частица може да се мени с течение на времето, но всички частици, които минават една след друга през някоя точка в пространството, имат при преминаване през тази точка една и съща скорост.

Формата на токовите линии зависи от координатната система, спрямо която се отнасят. На фиг. 91 *а* и 91 *б* е представено обтичането на тънка пластинка, поставена перпендикулярно на потока. Ако наблюдателят е неподвижен спрямо пластинката, той ще види картината *а*, ако е неподвижен спрямо течността — картината *б*.



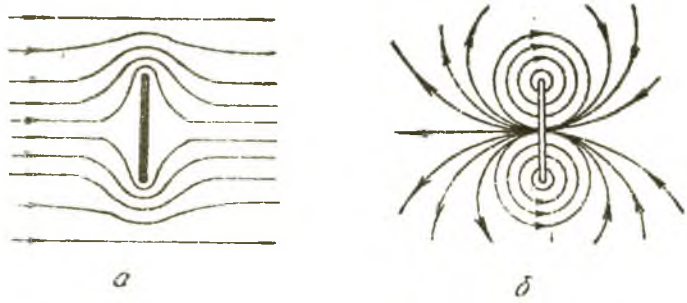
Фиг. 90. Уред за показване на токови линии и обтичане на различни модели (по Р. В. Пол)

Ако частиците на флуида се движат постъпателно, без да се въртят, течението се нарича *потенциално*, ако извършват и ротационно движение — *вихрово* или *турбулентно*.

Част от потока, заградена от токови линии, се нарича *токова нишка*, а повърхнината, която обгражда нишката — *токова тръба* (фиг. 92). При стационарно движение токовите тръби са неподвижни и флуидът, който се намира в някоя тръба, продължава да се движи вътре в нея.

Нека със σ_1 и σ_2 се означат две произволни напречни сечения на една токова тръба, а с v_1 и v_2 скоростите, с които частиците на флуида минават през тези течения. В такъв случай обемите течност или газ, които ще минат за време dt през σ_1 и σ_2, ще бъдат съответно

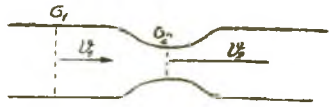
$$dV_1=\sigma_1 v_1 dt; \quad dV_2=\sigma_2 v_2 dt.$$



а *б*

Фиг. 91. Обтичане на тънка пластинка, поставена перпендикулярно на потока
а — форма на токовите линии за наблюдател, който е неподвижен спрямо пластинката; *б* — форма на токовите линии за наблюдател, неподвижен спрямо течността

Тук бе предположено, че флуидът е несвиваем. Тогава, ако $dV_1 \neq dV_2$, обемът на течността между двете сечения ще се мени, токовите линии ще се издуват или свиват и течението няма да бъде стационарно. За да се получи стационарно течение следователно, трябва двата обема да бъдат равни, откъдето се получава



Фиг. 92. Зависимост между скоростта и сечението на токовата тръба

$$\frac{v_2}{v_1}=\frac{\sigma_1}{\sigma_2}, \qquad (1)$$

т. е. *при стационарно течение скоростта се изменя обратно пропорционално на сечението на токовата тръба. Там, където токовите линии минават близо една до друга (малко сечение), скоростта е голяма, а там, където те се отдалечават (голямо сечение) — малка.* Картината на токовите линии дава следователно както направлението, така и големината на скоростта (фиг. 90).

§ 86. Действуващи сили

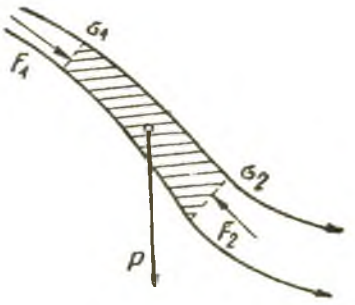
Нека се разгледа стълбът течност или газ, който се намира между сеченията σ_1 и σ_2 на една токова тръба (фиг. 93). Силите, които действуват върху този стълб, са:

1. *Теглото на стълба* $P=mg=\rho Vg$.

2. *Силите* $F_1=p_1\sigma_1$ и $F_2=p_2\sigma_2$, *с които съседните пластове от същата токова тръба налягат върху сеченията* σ_1 и σ_2

3. *Натискът, който създават околните пластове.* Той е перпендикулярен на посоката на движението и не извършва никаква работа.

4. *Силите на вътрешното триене или вискозитет.* Те действуват върху околната повърхнина на разглеждания стълб по направление на токовите линии. Силите на вътрешно триене зависят от разпределението на скоростите и вида на флуида. При газовете и лекоподвижните течности те са сравнително малки и в много случаи може да се пренебрегнат.

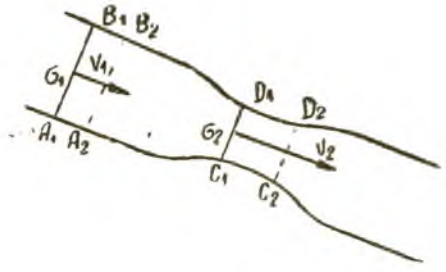


Фиг. 93. В невискозен флуид движението на стълбчето течност или газ става под действието на силите на налягане F_1 и F_2 и на теглото P на стълбчето

За да се избягнат усложненията, които предизвиква вътрешното триене, в началото може да се допусне, че флуидите, чието движение се изучава, са не само несвиваеми, но и невискозни. Такива флуиди се наричат *идеални.* След като се установят законите на движението на идеалните флуиди, ще се разгледа вътрешното триене и онези изменения в характера на триенето, които то създава.

§ 87. Зависимост между скоростта и налягането. Теорема на Д. Бернули

При движението на течност или газ в токова тръба с различни сечения (фиг. 92) скоростта на течението, а заедно с него и налягането се менят. Непредубеденият наблюдател, като се ръководи от „здравия разум", би допуснал, че в тясната част на тръбата, където течността минава с най-голяма скорост, налягането ще бъде най-голямо. Теорията и опитът показват обаче тъкмо обратното — *налягането е най-голямо там, където скоростта е най-малка,* т. е. в най-широката част.



Фиг. 94. Към доказателството на закона на Бернули

Тук това ще се докаже строго, като се използува законът за запазване на енергията. То следва обаче и непосредствено от следните съображения: когато флуидът навлиза в тясната част на токовата тръба, скоростта му трябва да се увеличи, което може да стане само ако налягането в широката част е по-голямо от това в тясната.

За да се намери зависимостта между скоростта и налягането, разглежда се стълбът $A_1B_1C_1D_1$ (фиг. 94). След време dt той заема положението $A_2B_2C_2D_2$. Задната повърхнина σ_1 се премества на раз-

стояние $ds_1 = v_1 dt$, предната σ_2 — на разстояние $ds_2 = v_2 dt$. При това преместване силата $F_1 = p_1\sigma_1$, която действува по посока на движението, извършва положителна работа $dA_1 = p_1\sigma_1 ds_1$, а силата $F_2 = p_2\sigma_2$ — отрицателна работа $dA_2 = -p_2\sigma_2 ds_2$. Общата работа, извършена от двете сили, е

$$dA = p_1\sigma_1 ds_1 - p_2\sigma_2 ds_2$$

или като се вземе пред вид, че поради несвиваемостта на флуида $\sigma_1 ds_1 = \sigma_2 ds_2 = dV$,

$$dA = (p_1 - p_2)\, dV.$$

Ако няма никакво триене (идеален флуид), тази работа отива изцяло да увеличи енергията на стълба, така че

$$dE = E_2 - E_1 = (p_1 - p_2)\, dV. \qquad (1)$$

Тук E_2 е енергията на стълба във второто положение, E_1 — в първото. Но

$$E_2 = E_{2\,(A_2B_2C_1D_1)} + E_{2\,(C_1D_1C_2D_2)}$$

и

$$E_1 = E_{1\,(A_2B_2C_1D_1)} + E_{1\,(A_1B_1A_2B_2)}.$$

(Буквите в скобите означават обемите, за които се отнасят съответните енергии.)

Понеже движението е стационарно,

$$E_{2\,(A_2B_2C_1D_1)} = E_{1\,(A_2B_2C_1D_1)}$$

и следователно

$$dE = E_{2\,(C_1D_1C_2D_2)} - E_{1\,(A_1B_1A_2B_2)}. \qquad (2)$$

$E_{2\,(C_1D_1C_2D_2)}$ е енергията на флуида в обема dV, заключен между сеченията C_1D_1 и C_2D_2. Масата на този флуид е $dm = \rho\, dV$, кинетичната му енергия $\frac{1}{2}\rho v_2^2 dV$, потенциалната $\rho g h_2 dV$ и следователно

$$E_{2\,(C_1D_1C_2D_2)} = \left(\frac{\rho . v_2^2}{2} + \rho g h_2\right) dV.$$

Аналогично

$$E_{1\,(A_1B_1A_2B_2)} = \left(\frac{\rho . v_1^2}{2} + \rho g h_1\right) dV.$$

Като се заместят тези стойности в (2) и (1) и се съкрати на dV, се получава

$$p_1 + \frac{\rho v_1^2}{2} + \rho g h_1 = p_2 + \frac{\rho v_2^2}{2} + \rho g h_2$$

или тъй като сеченията са избрани произволно,

$$p + \frac{\rho v^2}{2} + \rho g h = \text{пост.} \qquad (3)$$

Това уравнение е изведено от Д. Бернули (1738 г.). То показва че *при движение на идеален флуид сборът* $p+\frac{\rho v^2}{2}+\rho g h$ *остава постоянен по цялата дължина на токовата тръба.*

За различни токови тръби константата в уравнението на Бернули има обикновено нееднаква стойност. Но ако всички токови тръби започват от област, където налягането е еднакво, например от свободната повърхност на течността в широк резервоар, константата ще бъде обща и целият поток може да се разглежда като една единствена токова тръба. Приблизително такъв е случаят и при изтичане на газ или слабо вискозна течност през тръба.

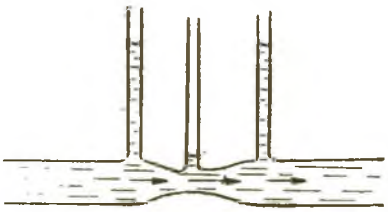
Ако тръбата е хоризонтална, $h_2=h_1$ и

$$p+\frac{\rho v^2}{2}=\text{пост.} \qquad (4)$$

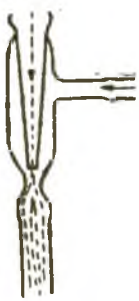
В хоризонтален поток там, където токовите линии се сгъстяват (скоростта расте), налягането намалява и обратно.

Примери:

1. Когато течност или газ протича през тръба (фиг. 95), налягането p е най-малко в най-тясната част. При достатъчно големи скорости то може да стане и *отрицателно* — по-малко от налягането вън от тръбата. Ако в такъв случай се направи страничен отвор



Фиг. 95. Разпределение на налягането при движение на невискозен флуид



Фиг. 96. Разрез на водна помпа

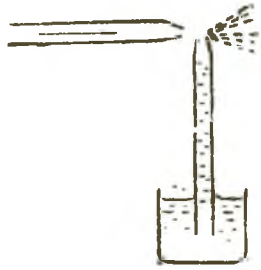
в тясната част на тръбата, течността не само че няма да изтича през него навън, но ще засмуква оттам въздух. Това явление се използува за направа на *водни* и *пароструйни помпи* (фиг. 96), *пулверизатори* (фиг. 97), *инжектори* и други. На него се дължи увличането на въздуха от газовата струя в бунзеновата горелка (фиг. 98), увличането и разпръскването на горивото в карбуратора и т. н.

2. На две успоредни пръчици се окачват леко извити ивици от тънък картон (фиг. 99). Като се духа отгоре, ивиците се доближават и започват да се удрят периодично една о друга. Причина: токовите линии между ивиците се сгъстяват, налягането се понижава и става по-малко от атмосферното, което притиска ивиците една към друга. Като се допрат, потокът спира, налягането нараства и ги раздалечава.

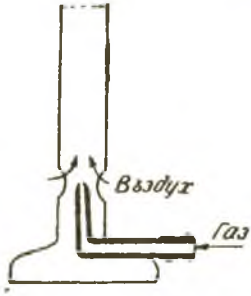
На същото явление се дължат свирането с лист и с уста, действието на ларинкса, бръмченето на чешмите, действието на различните духови инструменти с езиче, привличането на две успоредно плаващи лодки и др.

3. На фиг. 100 е показано обтичането на самолетно крило. Поради сгъстяването на токовите линии над крилото и разреждането им под него налягането отгоре намалява, отдолу се увеличава и възниква *подемна сила*, която поддържа самолета във въздуха.

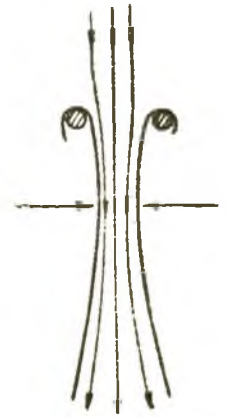
Подобно разпределение на токовите линии се получава и над покривите на къщите при вятър. Това е причината за вдигането на покриви във време на буря.



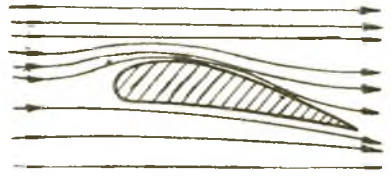
Фиг. 97. Схема на пулверизатор (разпрашител)



Фиг. 98. Увличане на въздуха от газовата струя в бунзенова горелка



Фиг. 99. Аеродинамично „привличане" — при духане отгоре двете картонени ивици се доближават и започват да се удрят една в друга

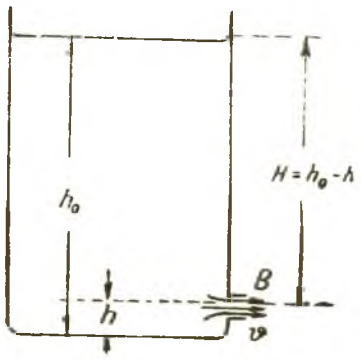


Фиг. 100. Обтичане на крило. Над крилото токовите линии се сгъстяват и налягането намалява

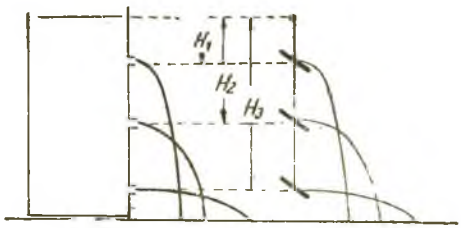
§ 88. Скорост на изтичането. Закон на Торичели

Когато някоя течност изтича от съд, токовите линии започват от повърхността на течността (фиг. 101). Нека p_0, v_0 и h_0 означават налягането, скоростта и височината за началото на токовата тръба (свободната повърхност), а p, v и h — при отвора B. Тогава съгласно уравнението на Бернули

$$p_0+\frac{\rho v_0^2}{2}+\rho g h_0 = p+\frac{\rho v^2}{2}+\rho g h.$$



Фиг. 101. Към доказателството на закона на Торичели



Фиг. 102. Опитна проверка на закона на Торичели

Ако съдът е много по-широк от отвора, v_0 е много по-малко от v и може да се пренебрегне. Освен това при изтичане от открит съд в свободната атмосфера $p_0=p$ — атмосферното налягане. Като се заместят тези стойности в горното уравнение и вместо h_0-h се пише H, се получава

$$v=\sqrt{2gH}. \qquad (1)$$

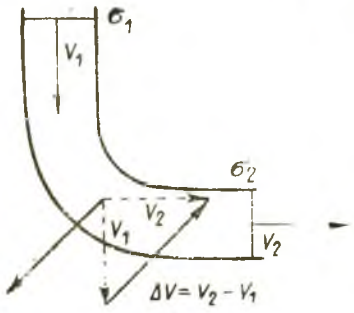
От тази формула се вижда, че *скоростта на изтичане на невискозна течност е такава, каквато би получило тяло, което пада свободно от височината на повърхността на течността до отвора, от който тя изтича — закон на Е. Торичели* (1641 г.).

Законът на Торичели може да се провери много просто по начина, показан на фиг. 102. Стоманено топче, пуснато от височината на свободната повърхност, описва след отражение от плочката параболи, които съвпадат напълно с формите на съответните струи.

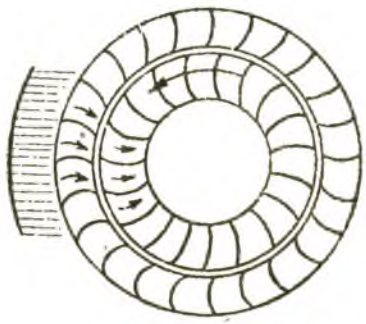
§ 89. Закон за запазване на количеството на движението при флуидите

Законът за запазване на количеството на движението като най-общ природен закон е в сила и за флуидите. *При всяко изменение на количеството на движението на флуида тялото, което предизвиква това изменение, изпитва противодействие и получава същото изменение на количеството на движението, но в обратна посока.*

Нека m означава масата на флуида, който минава за 1 *сек* през напречното сечение σ_1 на закривена тръба (фиг. 103). Този флуид има количество на движението $\mathbf{K}_1 = m\mathbf{v}_1$. Поради стационарността на тече-



Фиг. 103. Реакция на струята



Фиг. 104. Схема на турбина на Франсис

нието същата маса, но с количество на движението $\mathbf{K}_2 = m\mathbf{v}_2$ минава и през сечението σ_2. Измененията на количеството на движението на флуида за единица време е

$$\Delta \mathbf{K} = \mathbf{K}_2 - \mathbf{K}_1 = m(\mathbf{v}_2 - \mathbf{v}_1).$$

Същото изменение, но в обратна посока, ще получи и тръбата която предизвиква отклонението на потока, ако е свободна.* Това се използува при различните видове водни, парни и газови турбини.



Фиг. 105. Схема на дюза и на перка от турбината на Пелтон

На фиг. 104 е представен напречният разрез на насочващото колело и ротора на турбина на Дж. Франсис. Струята вода, като изменя своята посока под действието на лопатките на ротора, създава сили на реакция, чийто момент привежда ротора във въртене.

При турбината на Пелтон (фиг. 105) водата изтича от неподвижна дюза, разположена срещу лопатките на въртящото се колело. Количеството на движение, което се предава на колелото, е най-голямо, ако v_2 има обратна посока на v_1. За да се постигне това, на лопатките се дава формата, показана на фигурата.

§ 90. Запазване на момента на количеството на движение при флуидите

Съгласно закона за запазване на момента на количеството на движение *във всяка изолирана система сборът от моментите на количествата на движение на отделните части на системата спрямо коя*

* Ако тръбата е свързана неподвижно със земята, количеството на движението $m(\mathbf{v}_2 - \mathbf{v}_1)$ ще се предаде на последната.

и да е ос е постоянна величина. Вътрешните сили, които са две по две равни и право противоположни, променят моментите на количеството на движение на отделните части, но общият момент остава постоянен.

От казаното следва, че *ако в някоя част на изолиран флуид възникне вртене в една посока, то едновременно с него в друга съседна част на флуида възниква вртене в обратна посока, така че общият момент на количеството на движение на системата остава постоянен.* Това възникване на вихрите на двойки има голямо значение за въздухоплаването.

§ 91. Вискозитет във флуидите

Съществуването на вътрешно триене във флуидите може да се покаже чрез следния опит. Върху повърхността на течност, която се намира в цилиндричен или коничен съд, се посипват прашинки. Съдът след това се привежда в бавно равномерно вртене. Пластът течност, който се намира непосредствено до стените на съда, започва да се върти заедно с него. Движението се предава постепенно от пласт на пласт към оста на цилиндъра, и то толкова по-бавно, колкото е по-лекоподвижна течността. Най-после след достатъчно време цялата течност започва да се върти като твърдо тяло — с еднаква ъглова скорост. Подобно явление се наблюдава и когато съдът спира.



Фиг. 106. Разпределение на скоростите в тънък пласт течност между две пластинки, които се движат равномерно една спрямо друга

Постепенното предаване на движението от пласт на пласт показва, че между съседните пластове на течността действуват сили на триене. По-бързо движещите се пластове действуват върху по-бавно движещите се по посока на движението и ги увличат; по-бавно движещите се действуват върху по-бързо движещите се в обратна посока и ги забавят.

Силите на вътрешно триене зависят от относителното движение на съседните пластове. За да се изразят количествено, ще бъде разгледан следният идеализиран случай: нека между две успоредни пластинки, които отстоят една от друга на разстояние d, много по-малко от тяхната дължина, се намира пласт течност (фиг. 106). Долната пластинка е неподвижна, горната се плъзга върху течността с постоянна скорост v. Движението се предава постепенно и на течността и след достатъчно дълго време се установява стационарно състояние — всеки пласт се движи с постоянна скорост, която не зависи от времето. Скоростта на горния граничен пласт е v, скоростта на долния — нула. Това са съвършено тънки, вероятно едномолекулни пластове течност, адсорбирани по повърхността на пластинките. Скоростта на междинните пластове намалява равномерно отгоре надолу от v до нула.

За да се поддържа равномерно движение, пластинката трябва да се тегли с някоя постоянна сила F, равна по големина и обратна по по-

сока на силата на триене, с която течността противодейства на хлъзгането. Силата на триене не е приложена непосредствено върху пластинката, а върху адсорбирания по повърхността ѝ пласт. Стационарният характер на движението показва, че същата сила на триене действува и между кои и да са два съседни пласта на течността.

Според И. Нютон (1687 г.)

$$F=\eta S\frac{v}{d},$$

където S означава площта, по която става хлъзгането. Отношението $\frac{v}{d}$, което показва с колко се променя скоростта на всяка единица дължина по нормалата към повърхнините на хлъзгане, се нарича *градиент на скоростта* и има измерение *сек*$^{-1}$.

Ако скоростта се изменя неравномерно, какъвто е например случаят, когато течност или газ протича през капилярна тръба, градиентът на скоростта за всяка точка от потока е

$$\frac{dv}{dx},$$

където dv означава разликата между скоростите на два съседни пласта, които се движат успоредно и отстоят един от друг на разстояние dx. В такъв случай

$$F=\eta S\frac{dv}{dx}, \qquad (1)$$

Таблица 4

Стойности на динамичния и кинематичния вискозитет на някои вещества

Вещество	Вискозитет	
	динамичен в *пз*	кинематичен в *ст*
Вода	0,010 06	0,010 08
Етилов алкохол .	0,0119	0.015 08
Етер	0.002 34	0,003 27
Живак	0,0156	0,001 15
Масла (различни) .	0,5÷10	0,55÷11
Въздух	0,000 182	1,151
Водород	0,000 084	9,33

където η се нарича *коефициент на вътрешното триене или динамичен вискозитет на течността.*

Измерението на вискозитета в системата *CGS* е $[ML^{-1}T^{-1}]$, а единицата му е *г см*$^{-1}$ *сек*$^{-1}$ или пуаз (*пз*) по името на френския лекар Ж. Л. М. Пуазьой. Стотната част от пуаза се нарича сантипуаз (*спз*).

В много случаи вместо динамичния вискозитет η се използува отношението

$$\nu=\frac{\eta}{\rho},$$

където ρ е плътността на флуида. Това отношение се нарича *кинематичен вискозитет* и се измерва с единиците стокс (*ст*) и сантистокс (*сст*) по името на английския учен Дж. Г. Стокс.

В табл. 4 са указани стойностите за η и ν за някои течности и газове при 20° С.

От таблицата се вижда, че кинематичният вискозитет на въздуха и особено на водорода е стотици пъти по-голям от този на водата.

Причината за съществуване на вътрешно триене при газовете е проникването вследствие на топлинното движение на молекули на газа от един пласт в друг, а при течностите и на взаимодействието между молекулите. Поради това вискозитетът зависи от температурата. При газовете, когато температурата се повишава, той расте, а при течностите бързо намалява.

При движение на големи водни и въздушни маси (морски или атмосферни течения, големи реки и др.) градиентът на скоростта е обикновено незначителен и силите на вътрешно триене не играят почти никаква роля. В такива случаи и силно вискозните флуиди може да се разглеждат като идеални — за тях са в сила теоремата на Бернули и всички следствия от нея.

Обратно, по разделната повърхност на две различни течения и особено на границата твърдо тяло—флуид градиентът на скоростта може да достигне грамадни стойности, в лагерите на някои машини до 10^5 *сек*$^{-1}$ Тогава и в най-слабо вискозните флуиди възникват значителни сили на вътрешно триене, които променят основно характера на движението. Такъв е например случаят при обтичане на самолетното крило от въздуха.

§ 92. Протичане на вискозен флуид през гладка цилиндрична тръба

Влиянието на вътрешното триене се проявява особено силно, когато течностите или газовете протичат през тесни и дълги тръби. Характерът на движението може да се покаже чрез следния опит: в стъклена тръба с кранче (фиг. 107 *а*) се налива вискозна течност — глицерин, гликоза или захарен сироп, отдолу прозрачна, а отгоре същата течност, но оцветена. Отваря се кранът за няколко секунди и се затваря отново. Разделната повърхност между прозрачната и оцветената част, която в началото е хоризонтална и плоска, добива при изтичането форма на ротационен параболоид (фиг. 107 *б*).

Следователно течността в тръбата се движи така, като че ли е съставена от безбройно много безкрайно тънки цилиндрични пластове, които се хлъзгат един спрямо друг (фиг. 108). Скоростта на пласта, който се намира непосредствено до стените на тръбата, е нула, скоростта на частиците, които са по оста, е най-голяма. Такова движение се нарича *ламинарно* или *слоисто*.

Ламинарното изтичане през тръби е изследвано от Хаген (1839 г.) и Пуазьой (1840 г.), които са установили следния закон:

$$V = \frac{p_1 - p_2}{8\eta l}\pi R^4. \qquad (1)$$

Тук V означава обема на течността, която протича на единица време, p_1 и p_2 са наляганията за две напречни сечения, l — разстоянието между тези сечения, R — радиусът на тръбата.

Законът на Хаген и Пуазьой може да се докаже въз основа на (1, 91). За целта се разглежда цилиндричен стълб течност с дължина l и радиус r, чиято ос съвпада с оста на тръбата (фиг. 109).

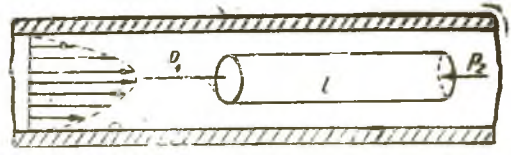


Фиг. 107. Изтичане на силно вискозна течност през гладка цилиндрична тръба. Граница между прозрачната и оцветената част на течността

а—преди започване на изтичането; *б*—няколко секунди, след като започне



Фиг. 108. Разпределение на скоростите при изтичане на вискозна течност през гладка цилиндрична тръба (ламинарно течение)



Фиг. 109. Към доказателството на закона на Хаген и Пуазьой

Нека p_1 и p_2 означават наляганията върху задната и предната основа на стълба, а $\frac{dv}{dr}$ — градиента на скоростта. По посока на движението действува силата $\pi r^2 p_1$, в обратна посока — силата $\pi r^2 p_2$ и силата на вътрешно триене $2\pi r l \eta \frac{dv}{dr}$. За да бъде движението стационарно, трите сили трябва да се уравновесяват, т. е.

$$\pi r^2 (p_1 - p_2) + 2\pi r l \eta \frac{dv}{dr} = 0,$$

откъдето се получава

$$dv = -\frac{p_1 - p_2}{2\eta l} r dr$$

или като се интегрира и се вземе под внимание, че за $r = R$ $v = 0$,

$$v = \frac{p_1 - p_2}{4\eta l} (R^2 - r^2),$$

което е уравнение на парабола.

Обемът на течността, която минава през кое да е напречно сечение на тръбата за една секунда, е

$$V = \int_0^R v\,d\sigma = \int_0^R \frac{p_1 - p_2}{4\eta l}(R^2 - r^2)\,2\pi r dr$$

или като се интегрира,

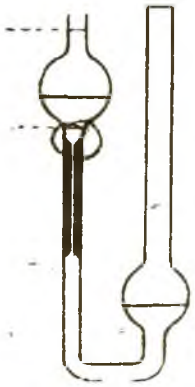
$$V = \frac{p_1 - p_2}{8\eta l}\pi R^4,$$

което е *законът на Хаген и Пуазьой.*

Законът на Хаген и Пуазьой се използува много често за определяне вискозитета на течности и газове. Въз основа на него са направени вискозиметрите на В. Оствалд, на Пинкевич и др. (фиг. 110).

При движение на вискозни флуиди налягането намалява по посока на течението (фиг. 111). За тях следователно не е в сила уравнението на Бернули. Причината за това е непрекъснатото превръщане на кинетичната енергия на флуида в топлина (във вътрешна енергия).

Енергията се превръща толкова по-бавно и отклоненията от уравнението на Бернули са толкова



Фиг. 110. Капилярен вискозиметър



Фиг. 111. Понижаване на налягането по посока на течението при изтичане на вискозен флуид

по-малки, колкото отношението на енергията на флуида към работата, която извършват силите на триене за единица време, е по-голямо. Това отношение се определя с *числото на О. Рейнолдс:*

$$R_e = \frac{\rho v l}{\eta} = \frac{lv}{\nu}, \qquad (2)$$

където l е характерна за течението линейна величина (при изтичане през тръба — радиусът на тръбата, при обтичане на сфера — радиусът на сферата и т. н.).

За идеален флуид $\eta = 0$ и $R_e = \infty$. Когато вискозитетът нараства, R_e намалява, т. е. влиянието на вътрешното триене се засилва. Едновре-

менно с това се променя и характерът на движението. Така например при изтичане на течност през тръба движението има описания по-горе ламинарен характер само ако $R_e < 1160$. При по-големи стойности на R_e



Фиг. 112. Видове течения на вискозен флуид
а — ламинарно или слоисто; *б* — турбулентно или вихрово (по Р. В. Пол)

влиянието на триенето е незначително, струята загубва своята стабилност и течението преминава от ламинарно в турбулентно (фиг. 112).

Турбулентното движение е нестационарно. То се характеризира с непрекъснато силно разбъркване на флуида, което изравнява скоростите във вътрешността на тръбата и създава голям градиент непосредствено до стените (фиг. 113).



Фиг. 113. Усреднено по време разпределение на скоростите при турбулентно изтичане през цилиндрична тръба

§ 93. Вискозно съпротивление

От закона на Хаген и Пуазьой, като се раздели обемът V на изтеклата течност със сечението на тръбата $\sigma = \pi R^2$, се получава средната скорост на изтичане:

$$v_{ср} = \frac{p_1 - p_2}{8\pi\eta l}\sigma.$$

Но $(p_1 - p_2)\sigma$ е силата, под чието действие течността се движи в тръбата. При стационарно течение тази сила е равна на съпротивлението F, което тръбата оказва на движението. Следователно

$$F = 8\pi\eta l v_{ср}. \qquad (1)$$

Това съпротивление се нарича *вискозно*. То възниква не само когато протича флуид през тръба, но и при всяко движение на твърдо тяло спрямо течност или газ. При това е напълно безразлично дали се движи тялото, а флуидът е в покой или обратно. Има значение само относителната скорост на тялото спрямо флуида.

Вискозното съпротивление е пропорционално на коефициента на вътрешното триене на флуида, на линейните размери на тялото и

първата степен на скоростта — закон на Стокс. От формата на тялото зависи само коефициентът пред произведението $\eta l v$. За тела със сферична форма той е равен на 6π, така че

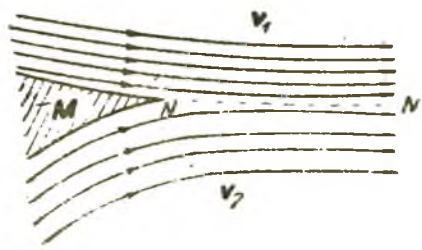
$$F = 6\pi \eta l v. \qquad (2)$$

Законът на Стокс е валиден само за малки скорости на обтичане, за сфера при $R_e < 1$. При по-големи скорости възникват вихри и съпротивлението бързо нараства.

Зависимостта (2) намира многобройни приложения във физиката, метеорологията и др. области. Въз основа на нея се пресмята скоростта на падане и на утайване на сферични частици във вискозна среда (скоростта на падането на капчиците на мъглата във въздуха, скоростта на утайването на мътилка във водата или в друга течност и т. н.).

§ 94. Разделни повърхнини. Вихри

Нека се разгледат два успоредни потока (фиг. 114), които се събират зад преградата M и се допират по повърхнината NN (разделна повърхнина). Скоростта на първия поток е v_1, на втория – v_2, относителната



Фиг. 114. Среща на две слоисти течения с различни скорости — образуване на разделна повърхнина



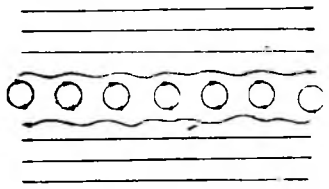
Фиг. 115. Относително движение на двата потока

скорост на единия поток спрямо другия $v = v_2 - v_1$. Относителната скорост, градиентът на скоростта и силите на взаимодействие между двата потока няма да се променят, ако се приеме, че те се движат един срещу друг със скорости $\frac{v}{2}$. Така се получава картината на течението, представено на фиг. 115.

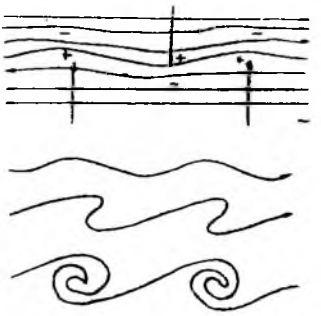
Когато се минава през разделната повърхнина, скоростта се променя скокообразно от $+\frac{v}{2}$ на $-\frac{v}{2}$, при което се получава безкрайно голям градиент. При идеални флуиди, между които не действуват никакви сили на вътрешно триене, това е възможно, при реалните — не — безкрайно големият градиент би породил при тях безкрайно големи сили на взаимодействие. Вместо *разделна повърхнина* при реалните флуиди се получава *преходен пласт*, скоростта в който се изменя

твърде бързо, но все пак постепенно от $+\frac{v}{2}$ до $-\frac{v}{2}$. Частиците от този пласт, които се намират между две течения с противоположни посоки, започват да се въртят, така че възниква система от *микроскопични вихри* (фиг. 116), върху които като върху ролкови лагери се хлъзгат двете течения едно срещу друго.

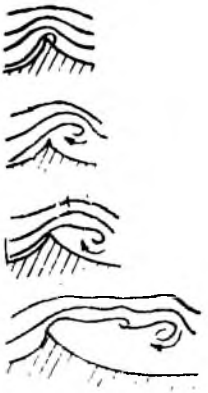
Както показа Х. Л. Ф. Хелмхолц, разделната повърхнина се намира в *неустойчиво състояние*. Едно случайно малко огъване изменя гъстотата на



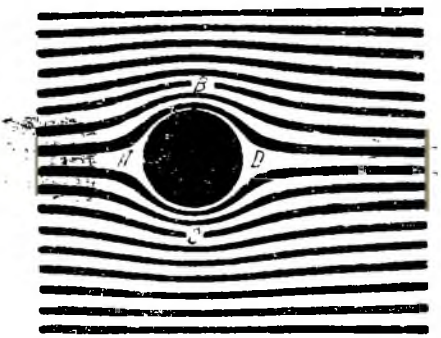
Фиг. 116. Възникване на вихри по разделната повърхнина между двата потока



Фиг. 117. Неустойчивостта на разделната повърхнина – образуване на вихри



Фиг. 118. Образуване на разделни повърхнини и вихри при обтичане на тела с остри ръбове



Фиг. 119. Обтичане на цилиндър от идеален флуид (по Р. В. Гоа)

токовите линии и съгласно уравнението на Бернули понижава налягането откъм изпъкналата страна и го повишава откъм вдлъбнатата (фиг. 117). Посоките, по които действува налягането, са означени със стрелки. Това води до по-нататъшно увеличаване на огъването и до възникване на вихри. Няколко последователни момента от развитието на вихрите са представени схематично на същата фигура отдолу.

Устойчивостта на разделната повърхнина при определена скорост на течение се нарушава толкова по-лесно, колкото е по-малък вискозитетът на течността, а при определена течност — колкото е по-голяма скоростта. Това е причината, поради която, когато числото на Рейнолдс надмине някоя определена стойност, ламинарното течение преминава в турбулентно.

Разделни повърхнини, а при достатъчно големи скорости и вихри възникват неизбежно, когато се обтичат тела с остри форми (фиг. 118). На същата причина се дължи лекото огъване на знамената при слаб вятър и плющенето им при силен, образуването на морски вълни и т. н.

§ 95. Обтичане на тела от реални флуиди. Вихрово съпротивление

Когато сфера или цилиндър се обтичат от идеален флуид, разпределението на токовите линии пред и зад тялото е напълно еднакво (фиг. 119). В точките A и D, където скоростта на течението е нула, налягането е най-голямо, в точките B и C — най-малко. Поради симетрията на обтичането равнодействуващата на всички сили на налягане е нула и цилиндърът не изпитва никакво увличане от страна на потока. Положението няма да се промени, ако флуидът остане неподвижен, а цилиндърът се движи спрямо него със същата скорост, но в обратна посока. Следователно *идеалните флуиди не оказват никакво съпротивление на телата, които се движат равномерно спрямо тях.*

Обратно, при всяко движение на тяло в реален флуид възниква съпротивление, което зависи от размерите и формата на тялото и от скоростта на обтичане. За да се изясни произходът на това съпротивление, нека се разгледа следният случай. В спокойна вода се намира тяло, прикрепено с еластична нишка или пружина, по чието разтягане може да се съди за силите, които действуват върху него. Привежда се водата в движение, като се увеличава постепенно скоростта ѝ. Отначало при малки скорости течението около тялото има ламинарен характер, обтичането е пълно и картината на токовите линии наподобява тази при идеален флуид. Но поради това, че водата е вискозна, между хлъзгащите се един спрямо друг пластове възникват сили на вътрешно триене, които се предават и на тялото и го увличат по посока на течението.

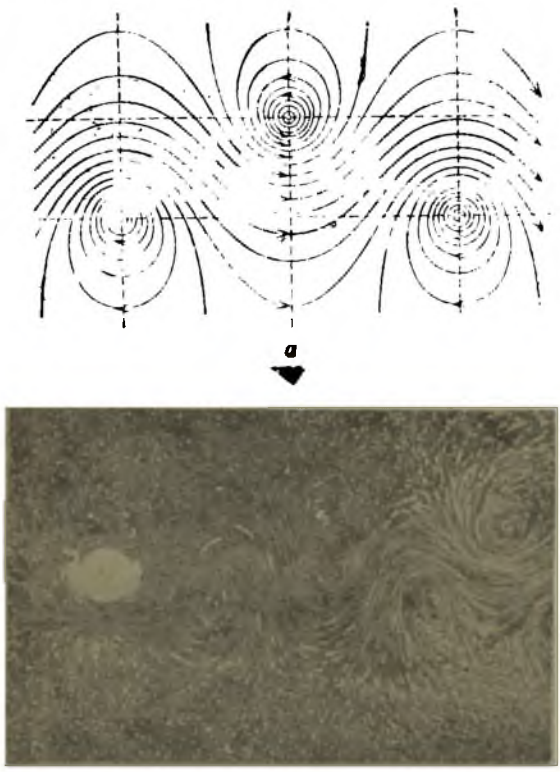
Съпротивлението, което изпитва тялото в разглеждания случай, се нарича *вискозно*. То е пропорционално на коефициента на вътрешното триене на флуида, на скоростта на обтичането и на линейните размери на тялото (не на повърхността му):

$$F = C\eta l v. \tag{1}$$

Стойността на коефициента C зависи от формата на тялото. За сфера, както се видя, $C = 6\pi$.

Когато скоростта се увеличава, течението отначало запазва ламинарния си характер и съпротивлението нараства бавно. Но в някой момент, когато скоростта надмине определена критична стойност, частиците на течността поради своята инертност не могат да следват закривяването на

тялото и се откъсват от неговата повърхност. Зад точките на откъсването се образуват разделни повърхнини, които се разпадат поради своята неустойчивост на отделни вихри. Течението отнася образуваните вихри, но на тяхно място възникват непрекъснато нови, получава се поредица от вихри, наречена *вихрова улица*. (фиг. 120).



а

б

Фиг. 120. Образуване на поредица от вихри при обтичане на цилиндър
а — теоретично; *б* — експериментално (по Прандтл и Титйенс)

Вихрите от двете страни на тялото не се откъсват едновременно, а последователно. При всяко откъсване тялото получава тласък, поради което започва да трепти. На това се дължи свистенето при бързо движение на пръчка във въздуха, бръмченето на телеграфните жици при вятър, вибрирането на самолета и др.

За образуването на вихрите се изразходва енергия, равна на кинетичната енергия на завихрената част от флуида. При неподвижно закрепено тяло тази енергия се взема от енергията на постъпателното движение на самия флуид. Поради това в момента на възникването на вихрите скоростта на потока рязко намалява, съпротивлението, което оказва тялото на течението, нараства. Това явление се наблюдава удобно при протичането на течност през тръби. Когато ламинарното течение преминава в турбулентно, скоростта на струята намалява, а при обратния преход — се увеличава.

Ако флуидът остава неподвижен, а се движи самото тяло (автомобил, параход), енергията на вихрите се получава за сметка на извършената от движещата сила допълнителна работа. Поради това, за да се поддържа определена постоянна скорост при наличие на вихри, трябва по-голяма сила, отколкото при ламинарно обтичане.

Противодействието, което възниква вследствие на образуването на вихри, се нарича *вихрово съпротивление*. То е пропорционално на напречното сечение на тялото σ, на плътността на флуида ρ и на квадрата на скоростта на движението v^2:

$$F = C\sigma\rho v^2. \qquad (2)$$

Стойността на коефициента C зависи от формата на тялото. Той е най-малък при така наречената *аеродинамична* или *обтекаема форма* (фиг. 121). Такива форма имат бързоплаващите риби, самолетите, моторните коли за надбягване и т. н. Характерно за нея е, че задната част на тялото е силно изтеглена, а предната — заоблена. Това изглежда на пръв поглед странно, но като се държи сметка за причината, поради която се образуват вихрите, става напълно понятно.



Фиг. 121. Аеродинамична форма

Използуването на аеродинамичната форма, великолепни образци за която ни дава самата природа, има грамадно значение за съвременния транспорт. В това ни убеждава следният факт: тяло с диаметър 15 *см* и дължина 50 *см* изпитва при аеродинамична форма по-малко съпротивление от една монета от 5 стотинки при същите условия.

ТЕРМОДИНАМИКА И МОЛЕКУЛНА ФИЗИКА

XIV. ТЕМПЕРАТУРА

§ 96. Определение

Известно е, че когато някое тяло се нагрява или охлажда, се променят всички негови свойства: дължина, обем, налягане, агрегатно състояние, електропроводност, показател на пречупване и т. н. Променя се и ходът на всички явления. При нагряване се повишава скоростта на повечето химични реакции, биологични процеси и изпарението, нарастват бързо термоелектронната емисия и лъчеизпускането, променя се разпределението на енергията в спектъра и др. За да се систематизират и характеризират количествено всички тези явления, се използува особена физична величина, наречена *температура.*

Непосредствени указания за температурата дава осезанието. Когато се пипат различни тела, получават се усещания за студено (ниска температура), топло или горещо (висока температура). Както всички субективни възприятия, тия указания са обаче много неточни и относителни. Те зависят не само от състоянието и свойствата на тялото, чиято температура се преценява, но и от състоянието на възприемащия орган. В това отношение е показателен следният опит: в чаша вода със стайна температура се потапят два пръста от една и съща ръка — единият, предварително охладен със сняг, а другият, загрят в топла вода. Първият пръст усеща водата в чашата топла, вторият — студена.

§ 97. Температурно равновесие. Температурна разлика

Наблюденията показват, че ако две или повече тела се изолират топлинно от околната среда, например, като се поставят в затворен термос, онези от тях, които са по-топли, започват постепенно да изстиват, а студените да се нагряват и след достатъчно дълго време свойствата им престават да се менят — между тях се установява *температурно равновесие.* За такива тела, които се намират в температурно равновесие помежду си, се казва, че имат *еднакви температури.* Ако

телата са от едно и също вещество, например две чаши вода, тогава и другите им свойства, като плътност, електропроводност и др., са напълно еднакви.

Основно положение при температурното равновесие, потвърдено от многобройни опити и наблюдения, е следното: *ако някое тяло A се намира в температурно равновесие поотделно с телата B, C, D, то и последните са в температурно равновесие помежду си*, т. е. имат еднакви температури. Това дава възможност да се сравняват температурите на телата посредством подходящо подбрано стандартно тяло — *термометър*, без да трябва да се създава топлинен контакт помежду тях.

*Температурата на някое тяло е постоянна, ако свойствата на всички еднородни тела, които се намират в температурно равновесие с него и не са подложени на никакви променливи външни действия, остават постоянни**. За постоянството на температурата може да се съди най-удобно по стойностите на онези величини, свойствени на телата, които се поддават на точно измерване. Такива са например обемът, налягането, електричното съпротивление и др.

Както показват наблюденията, при определено налягане температурата на топене и на кипене на всички чисти вещества, особено тези на водата, са постоянни. Действително една и съща маса от живак или друго вещество, потопено в чист топящ се лед, след като се установи температурното равновесие, винаги заема един и същ обем и има едно и също специфично електрично съпротивление.

Ако две тела не са в температурно равновесие, т. е. ако при установяване на топлинен контакт свойствата им започват да се менят, между тях съществува *температурна разлика.* Последната е мярка за отклонението на телата от състоянието на топлинно равновесие.

За да може да се измерват температурните разлики, трябва да се направи следното:

1. Да се припише на някоя избрана, постоянна и лесновъзпроизводима температурна разлика определена стойност — *основна температурна разлика* или *основен температурен интервал*, след което другите разлики да се срявняват с нея.

Като основен интервал е приета разликата между *температурата на кипене на чиста вода и температурата на топене на чист лед* при нормално налягане. На тази разлика се приписва стойност 100°. В скалата на А. Целзиус температурата на топене на леда се приема за 0° С (международно означение 0° С), температурата на кипене на водата — 100° С, в скалата на Келвин двете температури са съответно 273,16 и 373,16° К.

2. Да се изберат подходящо *термометрично вещество* и подходяща *термометрична величина*, по промените на която да се съди за изме-

* Ако някое от телата е разнородно, например смес от захар и вода, свойствата му ще се менят вследствие разтваряне, дифузия или други явления, които се дължат на взаимодействието на различните му съставни части.

нението на температурата. Като термометрична може да бъде избрана всяка величина, например обем, налягане, съпротивление и т. н., която се изменя с температурата непрекъснато и когато тялото се върне при началната температура, приема отново началната си стойност. Избраната величина трябва освен това да може да се измерва удобно и точно.

8. Да се избере някаква функция — *термометрична функция*, която да определя зависимостта между стойността на температурната разлика Δt и промяната на термометричната величина Δb. Най-удобно е, но не е задължително, зависимостта да бъде линейна. В такъв случай

$$\Delta t = a\Delta b.$$

Величината $a = \frac{\Delta t}{\Delta b}$ се определя от условието, разликата между температурата на кипене на водата и температурата на топене на леда да бъде 100°. Ако се означат с t_{100} и t_0 тези температури, с b_{100} и b_0 съответните стойности на b, получава се

$$a = \frac{t_{100} - t_0}{b_{100} - b_0}$$

и следователно

$$t = t_0 + \frac{b_t - b_0}{b_{100} - b_0}\ (t_{100} - t_0).$$

Тук t и b_t означават *измерваната температура и стойността на термометричната величина* при тази температура.

Ако $t_0 = 0$, $t_{100} = 100$ (целзиева скала),

$$t = \frac{b_t - b_0}{b_{100} - b_0}\ 100^\circ\ \text{C}. \qquad (1)$$

Не бива да се забравя, че *когато се измерва коя да е температурна разлика, в същност се определя отношението на промяната на термометричната величина при тази разлика* $(b_t - b_0)$ *към промяната ѝ при основния температурен интервал* $(b_{100} - b_0)$. Това отношение зависи от естеството на термометричното вещество и на термометричната величина. Няма две вещества, при които определена величина, например обемът да се изменя по един и същ начин, няма и вещество, при което две величини, например обемът и налягането, да се изменят еднакво. Затова *между температурните скали, дефинирани чрез различни вещества или величини, няма никаква друга връзка освен основните точки* (температурата на топене на леда и на кипене на водата). *Няма връзка и между отделните интервали на една и съща скала.* Не може да се твърди например, че десетият и петнадесетият градус са равни — те са несравними помежду си.

Тази зависимост от свойствата на веществото и величината, чрез която са дефинирани, е основен недостатък на всички емпирични температурни скали. Този недостатък е преодолян само при *термодинамичната скала*, която се определя въз основа на принципите на термодинамиката. Нейното

разглеждане обаче излиза вън от рамките на един общ курс по физика.

За да се уеднаквят показанията на термометрите, в които се използуват различни термометрични вещества или величини — живачни, спиртни, газови, платинови и др. термометри, бе решено (1927 г.) те да бъдат сравнявани пряко или косвено с набор от образцови платинови съпротивителни термометри, чиито показания са съгласувани чрез сложни и прецизни измервания с термодинамичната скала.

§ 98. Термометри с течност

В зависимост от вида на величината, по чиято стойност се съди за температурата, термометрите биват:

1. *Термометри с течност* (живачни, спиртни др.). 2. *Газови термометри.* 3. *Електрични съпротивителни термометри.* 4. *Термоелектричи термометри.* 5. *Оптични термометри* и др.

Тук ще припомним накратко устройството и свойствата на термометрите с течност. Другите видове термометри ще бъдат разгледани на съответните места по-нататък.

Като термометрично вещество при термометри с течност най-често се използува живак. Съображенията за това са:

1. *Живакът е непрозрачен,* поради което се вижда добре и в много тесни капиляри. 2. *Не мокри стъклото,* което позволява да се постигне голяма точност на отчитане (до няколко хилядни от градуса). 3. *Остава течен в сравнително широк температурен интервал* — топи се при $-39°$, кипи при $357°$ C.

За измерване на температури под $-39°$ C се използуват понякога термометри със спирт — до $-90°$, или пентан — до $-200°$ C. Тяхната точност обаче е много по-малка от тази на живачните.

За да не кипи живакът, капилярките на термометрите, предназначени за измерване на високи температури, се напълват с неактивен газ под високо налягане. По този начин, като се употребят подходящи мъчнотопими стъкла, може да се достигне до $700°$ C, а при топен кварц и галий вместо живак даже до $1200°$ C. Такива термометри трябва да се пазят от прегряване, тъй като има винаги опасност да експлодират.

Чувствителността на термометрите с течност зависи от отношението на обема на резервоара им към обема на единица дължина от капилярката. Възможностите да се увеличава чувствителността чрез изменение на това отношение са обаче ограничени. Твърде тясната капилярка затруднява движението на течността, а големият резервоар увеличава топлоемността и термичната инертност на термометъра, което е нежелателно.

§ 99. Топлинно разширение на идеален газ

При постоянно налягане обемът на определена маса газ зависи само от температурата. При $0°$ C той има някаква стойност V_0, при $t°$ — V. При промяна на температурата с $\Delta t = t°$ C обемът се променя $\Delta V = V - V_0$,

като ΔV е пропорционално на началния обем и на промяната на температурата:

$$\Delta V = \beta_V V_0 t. \tag{1}$$

Величината $\beta_V = \frac{\Delta V}{V_0 t}$ е *топлинният коефициент на обема*. Той има измерение градус $^{-1}$ и показва с колко се променя всяка единица начален обем при изменение на температурата с 1°.

От (1), като се замести ΔV с $V - V_0$, се получава

$$V = V_0 (1 + \beta_V t) \tag{2}$$

— закон на Ж. Л. Гей-Люсак.

Ако газът се загрява в неразширяващ се съд, така че обемът му да остава постоянен, с изменение на температурата се мени по аналогичен начин налягането

$$p = p_0 (1 + \beta_p t), \tag{3}$$

— закон на Ж. А. Ц. Шарл,

където β_p е *топлинният коефициент на налягането.*

Както показаха изследванията на Гей-Люсак, А. В. Реньо, Д. И. Менделеев и др., *за всички силно разредени газове топлинните коефициенти на обема и налягането имат една и съща стойност,* равна на $\frac{1}{273{,}16}$ *град*$^{-1}$. При нормални условия и особено при високо налягане и ниска температура β_V и β_p, напротив, не са еднакви даже за един и същ газ.

Газове, за които са строго валидни законите на Гей-Люсак, на Шарл и на Бойл—Мариот, се наричат идеални. При обикновени условия най-близки до идеалните газове са хелият и водородът.

§ 100. Уравнение на Клапейрон

Като използува законите на Бойл—Мариот и Гей-Люсак, Б. П. Е. Клапейрон показа, че между обема, налягането и температурата на определена маса идеален газ съществува зависимостта

$$pV = p_0 V_0 \left(1 + \frac{1}{273{,}16} t\right) \tag{1}$$

или като се означи $\frac{p_0 V_0}{273{,}16}$, която е постоянна величина, с C,

$$pV = C(273{,}16 + t) \tag{2}$$

— уравнение на Клапейрон или *уравнение за състоянието на идеалния газ.*

Когато се понижава температурата, pV също намалява и при $t = -273{,}16°$C (ако уравнението на Клапейрон би важело и за такива ниски температури) би станало нула. По-нататъшното понижение на температурата би довело до отрицателно произведение, което от физична

гледна точка е абсурдно. Оттук е направен изводът, потвърден и от многобройни други изследвания, че — 273,16° С е най-ниската възможна (но недостижима) температура в природата. Тази най-ниска температура се нарича *абсолютна нула.*

В. Томсон (Келвин), като запази големината на целзиевите градуси, премести нулевото деление на температурната скала с 273,16° надолу, така че да съвпадне с абсолютната нула. Така получената нова температурна скала се нарича *абсолютна* или *томсонова (келвинова) скала,* а температурите, отчетени по нея — *абсолютни* или *келвинови температури* (° абс. или °К (Келвин)).

Абсолютната температура T е с 273,16° по-висока от целзиевата t:

$$T = 273{,}16 + t,$$

и е *винаги положителна.* С нейното въвеждане много закони добиват по-прост вид.

Като се замести в уравнението на Клапейрон $273{,}16 + t$ с T, получава се

$$pV = CT.$$

Константата $C = \frac{p_0 V_0}{273{,}16}$ зависи от естеството и масата на взетия газ. За практиката са от значение два случая:

1. Масата на газа е M, обемът му е $V = Mv$, където v е специфичният обем (обемът на единица маса). Тогава

$$pv = BT \tag{3}$$

$B = \frac{C}{M}$ се нарича *специфична газова константа.* За различните газове тя е различна, за водорода например е 14 пъти по-голяма, отколкото за въздуха.

2. Масата на газа е 1 мол, т. е. толкова грама, колкото е молекулното му тегло. Съгласно закона на А. Авогадро (1811 г.) такова количество от какъвто и да е газ заема при определена температура и налягане един и същ обем, така че величината $\frac{p_0 V_0}{273{,}16}$ има за всички газове еднаква стойност. Тази обща величина, която не зависи от естеството на газа, се нарича *универсална газова константа* и се бележи с R. За 1 мол от кой и да е газ уравнението на Клапейрон добива следователно вида

$$pV = RT, \tag{4}$$

а за n мола

$$pV = nRT \tag{5}$$

За да се пресметне R, използува се известният от химията факт, че при 0° С и 1 *атм* налягане ($1{,}013 \cdot 10^6$ *дн см*$^{-2}$) 1 *мол* газ заема 22 400 *см*^{3}. Като се заместят тези стойности в израза за R, получава се

$$R = 8{,}31 \cdot 10^{7}\ \text{ерг мол}^{-1}\ \text{град}^{-1} \approx 2\ \text{кал мол}^{-1}\ \text{грд}^{-1}.$$

Уравнението на Клапейрон дава възможност да се пресмята стойността на една от величините налягане, обем или температура, ако се знаят останалите две.

XV. ТЕРМОДИНАМИКА

§ 101. Предмет и метод на термодинамиката

Термодинамиката (от гръцката дума θέρμη — топлина, и δύναμις — сила) възникна през първата половина на XIX век като наука за превръщане на топлината в механична работа, но скоро излезе вън от границите на тази сравнително тясна област и обхвана широк кръг от проблеми, като дифузия, топене, изпарение, кристализация, химични реакции, излъчване и поглъщане на светлината и т. н. Основатели на термодинамиката са С. Карно, Р. Ю. Клаузис и В. Томсон (Келвин). По-нататъшното ѝ развитие се дължи на трудовете на Дж. К. Максвел, Л. Болцман, Дж. Х. Джинс, М. К. Е. Л. Планк, Афанасева-Еренфест и редица други видни учени.

Термодинамиката се отличава от другите науки по своя метод. Вместо да изучава отделните явления и въз основа на получените данни да търси общи закономерности, тя тръгва по обратния път: *приема като основни няколко сигурно установени истини — основни принципи, и от тях по чисто логичен път предвижда хода на различните явления.* Това прави нейните изводи достоверни и независими от възгледите за строежа на веществото.

Този метод не дава обаче възможност да се вникне в структурата на веществото и в механизма на топлинното движение — въпроси, с които се занимава молекулната физика.

§ 102. Термодинамично тяло. Термодинамични параметри

Когато се говори за тяло в термодинамичния смисъл на тази дума, се има пред вид определено количество вещество, най-удобно 1 мол, и се държи сметка за неговия обем, плътност, температура, налягане, твърдост, диелектрична поляризация и др., въобще за величините, които определят неговото вътрешно състояние. Формата на тялото и движението му като цяло нямат значение.

Физичните величини обем, налягане, температура и т. н., които определят свойствата на отделно тяло или на система от тела, се наричат *термодинамични параметри.* На всяка съвкупност от стойности на различните термодинамични параметри отговаря определено състояние на тялото или системата. При всяка промяна на някои от параметрите се променя и състоянието.

Различават се два вида *термодинамични състояния: равновесни и неравновесни.* Състоянието е равновесно, ако параметрите запазват своите

стойности, без да е потребно за това някое външно въздействие върху тялото или телата, и неравновесно — в обратния случай. При равновесните състояния налягането и температурата са еднакви във всички точки на тялото или системата от тела.

Състоянието на някаква маса газ или течност е напълно определено, ако се знаят налягането, обемът и температурата ѝ. От трите параметъра два са независими, а третият е функция от тях. Наистина на определени стойности на налягането и температурата отговаря точно определена стойност на обема.

Зависимостта между налягането, обема и температурата може да се напише в общия вид

$$f(pVT) = 0.$$

За различните вещества тази зависимост не е еднаква и се нарича *уравнение за състоянието на съответното вещество.* Така например уравнението за състоянието на идеалните газове е $pV = RT$. При твърдите тела обемът, налягането и температурата са основните, но не са единствените параметри. Състоянието на твърдото тяло във всеки момент зависи от неговата предистория — от режима на обработването и от състоянията, в които се е намирало преди това. Да вземем например стотици парчета стомана и да ги поставим при еднакви условия. Между тях няма да се намерят две, които да имат напълно еднакви свойства: твърдост, еластичност, електрично съпротивление и т. н.

Намирането на уравненията за състояние на различните вещества е една от основните задачи на физиката и термодинамиката. Въпреки многобройните изследвания и огромния фактически материал, натрупан в продължение на повече от едно столетие, тя е решена само за идеалните газове (уравнението на Клапейрон). За реалните газове са предложени няколко десетки уравнения, но никое от тях не се съгласува напълно точно с опитните данни.

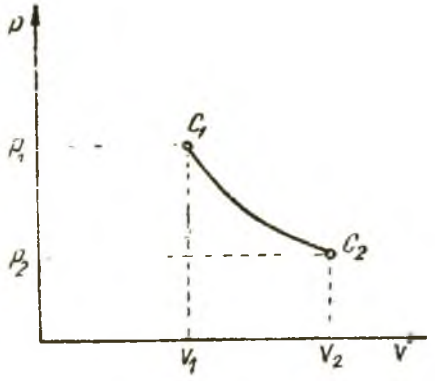
§ 103. Графично представяне на състоянието. Термодинамичен процес

За да се представи графично състоянието на термодинамичното тяло, например на 1 мол газ, нанасят се по две взаимноперпендикулярни оси съответните стойности на двата независими параметъра. Според това, кои параметри са избрани за независими, p и V, p и T или V и T — получават се различни видове диаграми. Тук ще се използуват най-често *pV-диаграмите* (фиг. 122).

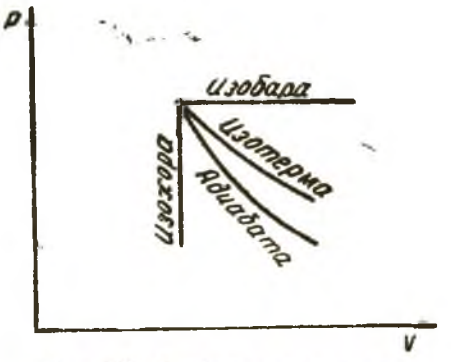
На всяка двойка стойности на независимите параметри отговаря определена точка в квадранта pV и обратно — на всяка точка от този квадрант — определено състояние на тялото.

Ако състоянието на тялото не се мени с течение на времето, точката е неподвижна, ако се мени — тялото участвува в някакъв процес — тя се движи и описва крива — графикът на този процес.

Термодинамичните процеси биват *равновесни и неравновесни.* Процесът е равновесен, ако протича толкова бавно, че в кой и да е момент състоянието на тялото да се отличава само безкрайно малко от равновесното му състояние, и неравновесен — ако това условие не е изпълнено. При равновесните процеси налягането и температурата имат във всеки момент еднакви стойности за всички точки от системата.



Фиг. 122. Графично представяне на състоянието на тялото в равнината pV и графика на термодинамичен процес



Фиг. 123. Графики на изопроцеси

В термодинамиката имат особено значение равновесни процеси, при които един от параметрите остава постоянен. Те се наричат *изотермодинамични процеси (изопроцеси).* В зависимост от това, кой параметър не се мени, процесът се нарича *изотермичен* (T = пост.), *изобарен* (p = = пост.), *изохорен* (V = пост.). Графиките на тези процеси се наричат съответно *изотерми, изобари* и *изохори* (фиг. 123).

Голямо значение имат и процесите, които протичат при пълна термична изолация на тялото, т. е. без приток или отдаване на топлина. Тези процеси се наричат *адиабатни,* а съответните криви — *адиабати.*

§ 104. Работа при термодинамичните процеси

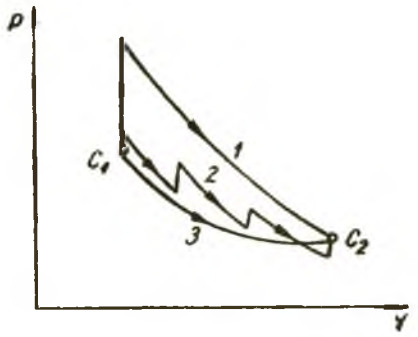
Нека се разгледа някакво тяло, например един мол газ, затворен в цилиндър. Нека при това се допусне, че между стените на цилиндъра и буталото, което затваря газа, няма никакво триене и че последното може да бъде задържано чрез подходящ механизъм във всяко положение. Силата $F = p\sigma$ (σ е площта на буталото), с която газът действува върху буталото, нека се уравновесява от теглото на купчинка ситен пясък (фиг. 124). Когато се отнемат или прибавят песъчинка по песъчинка, може да се менят налягането и обемът на газа. Този процес е толкова по-близък до равновесен, колкото песъчинките са по-дребни.

Състоянието на газа може да се измени по два начина:

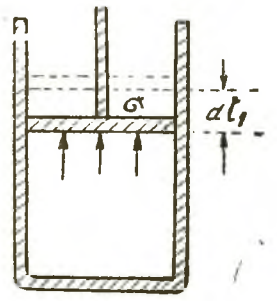
1. Като се нагрява или охлажда при неподвижно бутало — *термично въздействие.*

2. Като се изменя обемът му посредством буталото — *механично въздействие.*

В първия случай точката, която представя състоянието на газа, ще се движи по изохора, а във втория — по адиабата (фиг. 123).



Фиг. 124. Някои от възможните преходи от състояние C_1 в състояние C_2



Фиг. 125. Към пресмятане на работата при термодинамичните процеси

Чрез последователно или едновременно използуване на двата вида въздействия тялото може да бъде преведено по безкрайно много начини от някое начално състояние C_1 в кое да е друго състояние C_2. Няколко от тях са показани на фиг. 124.

При всяко изменение на обема газът преодолява външното налягане (издига буталото и пясъка) и извършва работа. Елементарната работа, извършена от газа, когато буталото се премести на разстояние dl (фиг. 125), е $dA = Fdl = p\sigma dl$.

Но $\sigma dl = dV$ е изменението на обема на газа и следователно

$$dA = pdV \tag{1}$$

Общата работа, която извършва газът при изменение на обема му от V_1 до V_2, е

$$A = \int_{V_1}^{V_2} pdV. \tag{2}$$

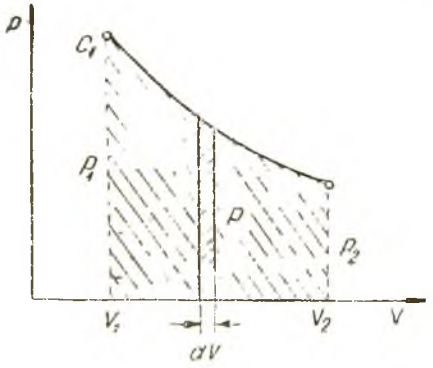
Зависимостта (2), получена за частния случай на разширение на газ в цилиндър, е общовалидна.

Ако $p = \text{пост.}$ (изобарен процес),

$$A = p(V_2 - V_1).$$

Когато обемът расте — $V_2 - V_1 > 0$, работата е *положителна*, а когато намалява — *отрицателна.*

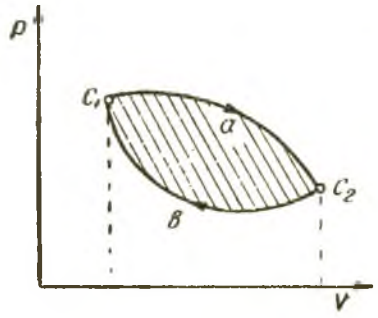
Работата се представя графично чрез лицето на криволинейния трапец, образуван от началната и крайната ордината на кривата, която изразява термодинамичния процес, и оста V (фиг. 126).

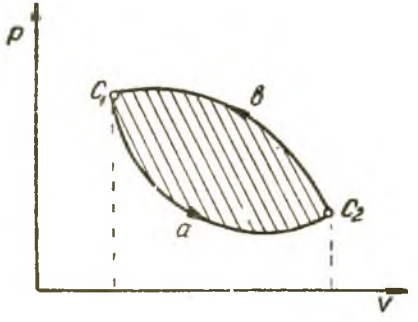


Фиг. 126. Графично представяне на работата при термодинамичните процеси

Ако тялото след редица промени се върне отново в началното си състояние, то извършва *кръгов процес* или *цикъл* (фиг. 127, 128).

Всеки кръгов процес може да се раздели на две части: през едната от тях обемът на тялото расте, през другата намалява. През време на разширението тялото извършва *положителна работа*, през време на свиването — *отрицателна*. Общата работа, която е алгебричен сбор от двете работи, се представя очевидно чрез лицето, заградено от кривите $C_1 a C_2$ и $C_2 b C_1$. Ако кривата на разширение лежи над кривата на свиването (фиг. 127), общата работа е положителна, ако лежи под нея (фиг. 128) — отрицателна. В първия случай точката, която представя състоянието на тялото, се движи по посоката на въртене на часовниковата стрелка—





Фиг. 127 Фиг. 128

Работа при прав и при обратен кръгов процес

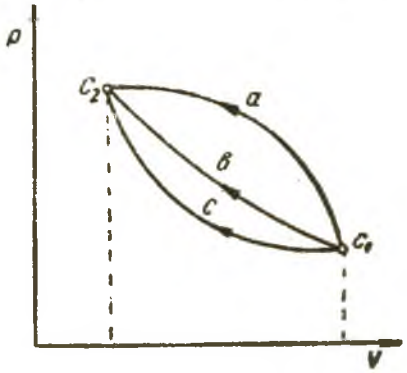
прав цикъл, във втория — в противоположна посока — *обратен цикъл*. Прави са циклите, които извършва работното тяло — пара или газ, в топлинните двигатели, а обратни — в хладилните машини.

§ 105. Еквивалентност на работата и топлината. Вътрешна енергия

Чрез редица механични и термични въздействия тялото се заставя да извърши някакъв кръгов процес, като се измерват работата и топлината, които се получават от него или които му се предават при тези въздействия. Многобройни опити показват следното:

1. При всички прави процеси *тялото получава топлина, а отдава работа*, а при всички обратни *получава работа, а отдава топлина.*

2. *Между количеството топлина, която получава тялото, и работата, която извършва, съществува строго определено и постоянно съотношение.* Каквито и да са естеството на тялото и характерът на протичащите процеси, на 1 *дж (втсек)* работа отговарят винаги 0,239 *кал* топлина или, което е същото, на 1 *кал* топлина — 4,187 *дж (втсек)* работа. Това показва, че *работата може да преминава в топлина и топлината в работа или че те са еквивалентни една на друга.**



Фиг. 129. Извършената работа и погълнатата топлина зависят от пътя, по който минава тялото от състояние C_1 в състояние C_2

Нека се разгледат две състояния C_1 и C_2 на някое термодинамично тяло (фиг. 129). То може да премине от едното състояние в другото по безбройно много начини. Няколко от тях — кривите *a*, *b* и *c*, са показани на горната фигура. За да се приведе тялото от състояние C_1 в състояние C_2, трябва да се извърши някаква работа $A'_{1,2}$, равна по големина и обратна по знак на работата $A_{1,2}$, която извършва самото тяло, и да се изразходва някакво количество топлина $Q_{1,2}$. Общото количество енергия, което се предава на тялото при прехода $C_1 \longrightarrow C_2$, е

$$\Delta E_{1,2} = Q_{1,2} + A'_{1,2} = Q_{1,2} - A_{1,2}.$$

Аналогично равенство се получава и за прехода $C_2 \longrightarrow C_1$:

$$\Delta E_{2,1} = Q_{2,1} + A'_{2,1} = Q_{2,1} - A_{2,1}.$$

Извършената работа може да бъде отчетена по съответните pV-диаграми, погълнатата топлина се определя въз основа на точни калориметрични измервания. Работата зависи от пътя, по който се осъществява преходът, и може да бъде положителна, нула или отрицателна: Същото се отнася и за топлината.

Напротив, $\Delta E_{1,2}$ и $\Delta E_{2,1}$ зависят единствено от началното и крайното състояние на тялото и са винаги равни по големина и обратни по знак

$$\Delta E_{2,1} = -\Delta E_{1,2}$$

или

$$\Delta E_{1,2} + \Delta E_{2,1} = 0. \qquad (1)$$

Равенството (1) изразява *закона за запазване на енергията при термодинамичните процеси.* То показва, че енергията, която се дава на

* Еквивалентността на топлината и работата е доказана от Дж. Джаул (1843 г.) чрез точни калориметрични измервания.

тялото, не изчезва Тя се натрупва в него под формата на вътрешна енергия U и когато тялото се върне в началното си състояние, се излъчва отново навън.

Вътрешната енергия е сборна величина. В нея влизат:

а) *Кинетичната енергия на хаотичното топлинно движение на молекулите.* Тя зависи единствено от температурата на тялото.

б) *Междумолекулчата потенциална енергия*, която се определя от взаимното разположение на молекулите и от характера на силите на взаимодействието между тях.

в) *Кинетичната и потенциалната енергия на атомите вътре в молекулите.*

г) *Енергията на електронните обвивки на атомите.*

д) *Ядрената енергия.*

При термодинамичните процеси, които ще се разглеждат по-нататък, последните три съставни части не се променят. Изменението на вътрешната енергия се дължи на промяната на скоростта на топлинното движение и на взаимното разположение на молекулите.

§ 106. Първи основен закон на термодинамиката

Като първи основен закон в термодинамиката се приема законът за запазване на енергията, който може да бъде формулиран в случая по следния начин:

изменението ΔE на пълната енергия на една система от тела при прехода ѝ от едно състояние в друго е равно на сбора от работата A, която извършват приложените върху системата външни сили, и топлината Q, която ѝ се предава:

$$\Delta E = Q + A'. \tag{1}$$

При термодинамичните процеси се мени само вътрешната енергия и следователно

$$\Delta E = \Delta U.$$

Ако освен това работата A', извършена от външните сили, се замести с работата $A = -A'$, извършена от самата система, зависимостта (1) преминава в

$$Q = \Delta U + A. \tag{2}$$

Оттук се получава следната нагледна формулировка на първия основен закон: *една част от топлината Q, която се дава на системата увеличава нейната вътрешна енергия, а останалата се изразходва за извършване на външна работа.*

Ако тялото или системата след редица промени се върне отново в началното си състояние (кръгов процес), $\Delta U = 0$ и

$$Q = A. \tag{3}$$

При кръговия процес топлината Q, която получава тялото, се превръща изцяло в механична работа.

Съгласно (3), ако $Q=0$, то и $A=0$, което значи, че ***не може да се построи вечен двигател (перпетуум мобиле) от първи род, т. е. такава периодично действуваща машина, която да върши работа*** $(A>0)$, ***без да получава топлина*** $(Q=0)$.

При безкрайно малко изменение на състоянието на системата уравнението (2) приема вида

$$\delta Q=dU+\delta A \tag{4}$$

или като се замести δA с $p\mathrm{d}V$,

$$\delta Q=dU+pdV. \tag{5}$$

Използуването на нееднакви символи за означаването на промените на U, Q и A се определя от различния характер на тези промени. Така dU е пълен диференциал на функцията на състоянието U, δQ и δA, напротив, не са пълни диференциали. Те зависят от пътя, по който се извършва преходът между двете безкрайно близки състояния на системата, и въпреки че $\mathrm{d}U$ е безкрайно малко, те може да имат и крайни стойности.

Вътрешната енергия като сбор от кинетичната и потенциалната енергия на частиците, от които се състои тялото, зависи от температурата и обема на последното:

$$U=f(T,V),$$

и следователно

$$dU=\frac{\partial U}{\partial T}dT+\frac{\partial U}{\partial V}dV$$

или като се замести в (5):

$$\delta Q=\frac{\partial U}{\partial T}dT+\frac{\partial U}{\partial V}dV+pdV. \tag{6}$$

Енергията, която се дава на системата под формата на топлина, се разпределя следователно на три части: едната от тях, $\frac{\partial U}{\partial T}dT$, увеличава кинетичната енергия на частиците (повишава температурата на тялото), другата, $\frac{\partial U}{\partial T}dV$, изменя тяхното взаимно разположение (извършва работа срещу междумолекулните сили) и третата, pdV, извършва работа срещу външното налягане.

При идеалните газове поради липсата на междумолекулни сили $\frac{\partial U}{\partial V}=0$ вътрешната им енергия зависи само от температурата на газа. Това важно положение е доказано опитно от Джаул. То не бива да се тълкува обаче в смисъл, че идеалните газове не притежават вътрешна потенциална енергия. Напротив, определено количество вещество, например 1 *мол* вода, притежава най-голяма вътрешна потенциална енергия, когато се намира в състояние на идеален газ, и най-малка, когато е в състоя-

ние на твърдо тяло. Но докато при твърдите тела и течностите всяка промяна на обема увеличава или намалява вътрешната потенциална енергия, при идеалните газове тя остава постоянна.

От казаното дотук следва, че за идеален газ уравнението (6) добива вида

$$\delta Q = \frac{dU}{dT}\,\mathrm{d}T + p\,dV. \tag{7}$$

Част от топлината, която се дава на идеалния газ, увеличава кинетичната енергия на топлинното движение на неговите молекули (повишава температурата), а останалата част се изразходва за извършване на външна работа.

§ 107. Специфични топлини

Топлината, която поглъща или изпуска тяло с маса m при промяна на температурата му с $\mathrm{d}T°$, е

$$\delta Q = cm\,dT \text{ кал}. \tag{1}$$

Величината

$$c = \frac{\delta Q}{m\,dT} \text{ кал } г^{-1}\ град^{-1}, \tag{2}$$

която показва какво количество топлина поглъща или изпуска всеки грам от веществото, от което е направено тялото, при промяна на температурата му с 1°, се нарича *специфична топлина* на това вещество.

Ако вместо в $г$ масата се изрази в *мол*, получава се така наречената *моларна специфична топлина* C:

$$C = Mc, \tag{3}$$

където M означава молекулното тегло на веществото.

Когато масата на тялото е *1 мол*, уравнението (1) добива вида

$$\delta Q = C\,dT. \tag{4}$$

Като се замести тази стойност в (6, 106) и се раздели на dT, получава се

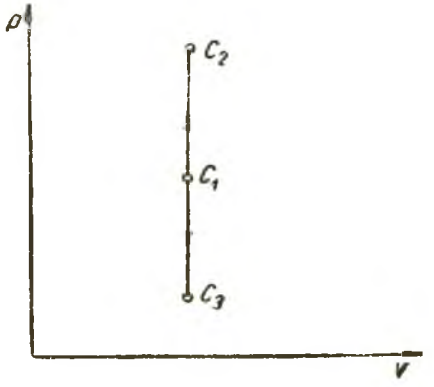
$$C = \frac{\partial U}{\partial T} + \left(p + \frac{\partial U}{\partial V}\right)\frac{dV}{dT}. \tag{5}$$

Първият член на този израз зависи от вида на веществото, вторият — от характера на термодинамичния процес, т. е. условията на нагряване. При едно и също вещество за различни процеси специфичната топлина има следователно различни стойности, включително нула и безкрайност (адиабатен и изотермичен процес).

Във физиката и термодинамиката имат особено значение два начина на нагряване: *нагряване при постоянен обем* и *нагряване при постоянно налягане*. Съответно на това се използуват обикновено и две специфични топлини: *специфична моларна топлина при постоянен обем* (C_V) и *специфична моларна топлина при постоянно налягане* (C_p).

§ 108. Изохорен процес. Специфична топлина при постоянен обем

Изохорен се нарича такъв процес, при който телата се нагряват или охлаждат при постоянен обем. Поради незначителното топлинно разширение на течностите и на твърдите тела голяма част от процесите, които протичат в тях, са близки до изохорни. За да осъществим такъв процес с газ, трябва да го затворим в здрав, неразширяващ се съд. Когато температурата се повишава, налягането на газа расте, а когато се понижава — намалява. Графикът на процеса в pV-диаграма е представен на фиг. 130.



Фиг. 130. Изохорен процес

От условието за изохорност ($V = \text{пост.}$ $dV = 0$) и от първия закон на термодинамиката се получава

$$\delta Q_{(V=\text{пост})} = \frac{\partial U}{\partial T} dT.$$

Топлината, която поглъща тялото при изохорния процес, отива изцяло да увеличи неговата вътрешна енергия.

По определение

$$C_V = \frac{\delta Q}{dT_{(V=\text{пост.})}} = \frac{\partial U}{\partial T}.$$

За идеалните газове U зависи само от T,

$$\frac{\partial U}{\partial T} = \frac{dU}{dT},$$

и следователно

$$C_V = \frac{dU}{dT}, \quad dU = C_V dT$$

или тъй като за тях $C_V = \text{пост.}$,

$$U = U_0 + C_V(T - T_0), \tag{1}$$

където U_0 означава вътрешната енергия при T^0.

Вътрешната енергия на идеалния газ зависи само от температурата му и расте линейно с последната.

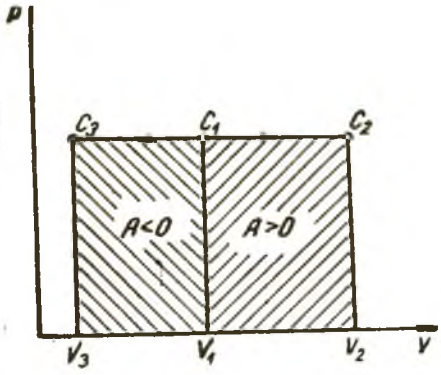
За едноатомните газове (He, Ne,...) $C_V = 3$ *кал мол*$^{-1}$ *град*$^{-1}$, за двуатомните (H_2, O_2, N_2,...) — 5 *кал мол*$^{-1}$ *град*$^{-1}$, за повечето прости твърди вещества при достатъчно висока температура — около 6 *кал мол*$^{-1}$ *град*$^{-1}$.

Като се раздели C_V на молекулното тегло на веществото, получава се специфичната топлина за грам-маса $c_V = \frac{C_V}{M}$. Така например за желязото $c_V = \frac{6}{56} = 0{,}11$ *кал г*$^{-1}$ *град*$^{-1}$, за въздуха — $\frac{5}{29} = 0{,}172$ *кал г*$^{-1}$ *град*$^{-1}$.

§ 109. Изобарен процес. Специфична топлина при постоянно налягане

При изобарните процеси налягането остава потоянно, менят се само обемът и температурата.

Изобарни са почти всички процеси, които протичат на открито или в отворени съдове, тъй като атмосферното налягане се мени твърде бавно с течение на времето. За да се осъществи такъв процес със затворен газ, последният трябва да се постави в цилиндър, снабден с леко, подвижно бутало. Графикът на процеса е представен на фиг. 131.



Фиг. 131. Изобарен процес

Работата, която извършва тялото при изменение на обема му от V_1 до V_2, е

$$A = \int_{V_1}^{V_2} p\,dV = p\,(V_2 - V_1). \qquad (1)$$

Нека C_p означава моларната специфична топлина на тялото при постоянно налягане. Тогава съгласно (5, 123)

$$C_p = C_V + \left(p + \frac{\partial U}{\partial V}\right)\frac{dV}{dT}. \qquad (2)$$

За твърдите тела и течностите $\frac{dV}{dT}$ — изменението на обема на 1 *мол* от веществото при промяна на температурата с 1° C, е незначително:

$$C_p \doteq C_V;\ \frac{C_p}{C_V} \doteq 1^*$$

При газовете поради големия моларен обем разликата между двете специфични топлини е значителна. За идеален газ $\frac{\partial U}{\partial V} = 0$ (енергията на идеалния газ не зависи от обема му). Освен това

$$pV = RT;\ p\frac{dV}{dT} = R\ (p = \text{пост.})$$

или като се замести в (2),

$$C_p - C_V = R \approx 2\ \textit{кал мол}^{-1}\ \textit{град}^{-1}. \qquad (3)$$

При много явления играе важна роля отношението на двете специфични топлини

$$\varkappa = \frac{C_p}{C_V}.$$

* Например за желязото при нормално налягане $\frac{dV}{dT} = 25 \cdot 10^{-5}$ *см*^{3} *мол*$^{-1}$ *град*$^{-1}$ за газовете — 82 *см*^{3} *мол*$^{-1}$ *град*$^{-1}$.

Съгласно приведените по-горе данни за C_V за едноатомните газове това отношение е 1,67, за двуатомните — 1,40 и т. н.

Опитно се определя обикновено специфичната топлина при постоянно налягане и от получената стойност, като се знае γ, се пресмята C_V.

§ 110. Изотермични процеси

Изотермични процеси са онези, които протичат при постоянна температура. Такива са топенето, кипенето и кристализацията на чисти вещества при определено налягане, кондензацията на парата в кондензатора на парната турбина и т. н. Тук ще се разгледат само изотермичните процеси при идеалните газове.

От условието за изотермичност ($T = \text{пост.}$ $dT = 0$) и уравнението (7, 122) се получава

$$\delta Q = \delta A = p dV, \tag{1}$$

$$Q = A = \int_{V_1}^{V_2} p dV$$

или като се замести p с $\frac{RT}{V}$ и се интегрира,

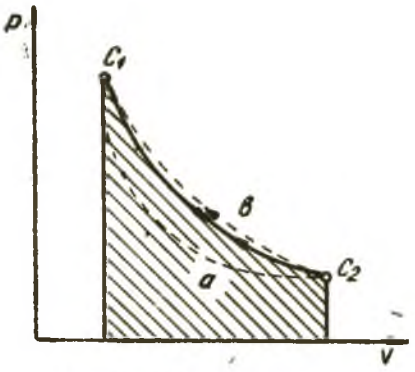
$$Q = A = RT \ln \frac{V_2}{V_1} \tag{2}$$

При изотермичните процеси вътрешната енергия на идеалния газ остава постоянна. Ако $V_2 > V_1$ (изотермично разширение), $Q > 0$ — газът поглъща топлина и я превръща изцяло в механична работа; ако $V_2 < V_1$ (изотермично свиване), $Q < 0$ — той поглъща механична енергия (извършва отрицателна работа) и я превръща в топлина, която отдава на околната среда. Поради това, за да се осъществи изотермичен процес, трябва тялото да се постави в среда с постоянна температура (термостат) и налягането и обемът му да се менят толкова бавно, че между тялото и термостата да съществува непрекъснато температурно равновесие. Следователно *изотермичните процеси са равновесни.*

На фиг. 132 са представени изотермично разширение ($C_1 \rightarrow C_2$) и изотермично свиване ($C_2 \rightarrow C_1$) на идеалния газ. Кривата C_1C_2 е част от равностранна хипербола с уравнение $pV = RT = \text{пост.}$ Лицето на фигурата дава едновременно извършената от газа работа и погълнатата топлина.

Точката, която представя състоянието на газа, ще следва изотермата C_1C_2 и той ще извърши представената чрез защрихованата площ работа само ако процесът протича безкрайно бавно. Когато обемът се увеличава или намалява с крайна скорост, температурата и налягането на газа се понижават, съответно повишават, и той минава от едното състояние в другото по

криви, разположени под, съответно над изотермата (фиг. 132, криви *a* и *b*) От фигурата се вижда, че при определено начално и крайно състояние най-много работа ще се получи при изотермично разширение, а ще се извърши най-малко при изотермично свиване. Всяко отклонение на процеса от строга изотермичност намалява получената или увеличава извършената работа.



Фиг. 132. Изотермичен процес

При кръгов изотермичен процес точката минава по една и съща изотерма в двете посоки, $C_1 \rightarrow C_2$ и $C_2 \rightarrow C_1$, $A = Q = 0$. Това значи, че каквото количество топлина получи тялото от термостата при разширението, същото ще му върне при свиването, така че след като завърши процесът, не само то, но и термостатът ще се върне в своето начално състояние. *Затвореният изотермичен процес не оставя следователно никаква следа в природата.*

Обратно, ако целият процес или малка част от него не е строго изотермична, $A = Q < 0$, термостатът получава повече топлина, отколкото отдава и при завършване на процеса не се връща в своето начално състояние.

§ 111. Адиабатни процеси

Адиабатни процеси са онези, които протичат при пълна топлинна изолация, така че тялото нито да получава, нито да отдава топлина на околната среда. Условието за адиабатност е следователно $\delta Q = 0$.

Когато процесът протича бавно, това условие не може да бъде изпълнено. Дори при най-съвършената топлинна изолация, каквато има в термосите, топлите тела, макар и бавно, изстиват, а студените се загряват. Поради това равновесните процеси са по начало неадиабатни. Обратно, при всички процеси, които протичат толкова бързо, че през тяхното времетраене обменът на топлина с околната среда да бъде незначителен, се доближават до адиабатните. Такива са например звуковите и ултразвуковите процеси, някои от процесите в топлинните двигатели и т. н.

Въпреки това, за да приложим законите на термодинамиката, ще предположим, че адиабатният процес протича безкрайно бавно. В противен случай налягането и температурата в различни точки на системата ще бъдат нееднакви и зависимостите, които ще се напишат, няма да имат смисъл.

От условието $\delta Q = 0$ и първия закон на термодинамиката следва

$$\delta A = p dV = -dU$$

или за идеален газ

$$\delta A = p dV = -C_V dT \qquad (1)$$

Ако $dV>0$, dU и dT са отрицателни — когато тялото се разширява, то върши работа за сметка на своята вътрешна енергия и се охлажда. Ако $dV<0$, dU и dT са положителни — работата, която извършват външните сили, когато свиват тялото, увеличава неговата вътрешна енергия и то се нагрява

За идеалните газове $p=\frac{RT}{V}$. Като се замести тази стойност в (1) и се раздели на T, получава се

$$C_V\frac{dT}{T}+R\frac{dV}{V}=0$$

или като се интегрира,

$$\ln(TC_V.V^R)=\ln K_1\ (\text{пост.}).$$

Оттук, като се антилогаритмува и се повдигне на степен $\frac{1}{C_V}$, се получава

$$TV^{\frac{R}{C_V}}=\text{пост.}$$

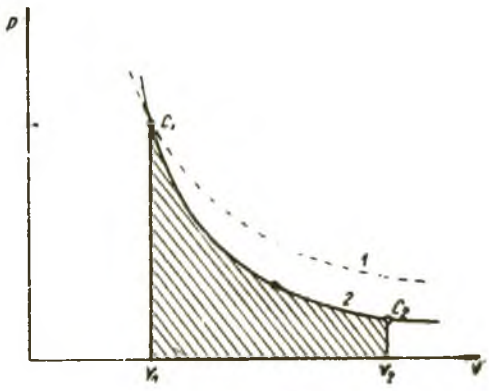
Но $R=C_p-C_V$, $\frac{C_p}{C_V}=\varkappa$ и следователно

$$TV^{\varkappa-1}=\text{пост.} \qquad (2)$$

От (2) и уравнението на Клапейрон се получава *уравнението на С. Д. Поасон*:

$$pV^{\varkappa}=\text{пост.} \qquad (3)$$

Кривите, които изразяват зависимостта (3), се наричат *адиабати*. Те са значително по-стръмни от изотермите $pV=$ пост., и то толкова повече, колкото е по-голям коефициентът $\varkappa$ за съответния газ. Причината за това е следната: когато при изотермичния процес обемът се удвои, налягането намалява два пъти, а при адиабатния — $2^{\varkappa}$ пъти (за едноатомните газове — 3,2 пъти, за двуатомните — 2,65 пъти). На фиг. 133 са изобразени за сравнение изотерма (прекъснатата крива) и адиабата (непрекъснатата крива) на едноатомен газ.



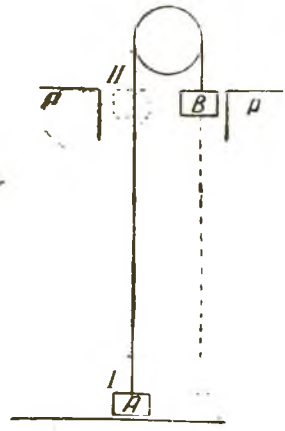
Фиг. 133. Адиабатен процес, адиабата (крива 2) и изотерма (крива 1)

Адиабатното разширение и свиване с извършване на работа е най-ефикасният способ за бързо понижаване или повишаване на темпе-

ратурата на газовете. Съгласно (2) при десеткратно изменение на обема абсолютната температура на двуатомните газове се променя приблизително 2,5 пъти, на едноатомните — 3,2 пъти. Това се използува при дизеловите двигатели и при втечняването на газовете.

§ 112. Обратими и необратими процеси

Съществуват два вида процеси: *обратими и необратими*. Процесът $C_1 \rightarrow C_2$ е обратим, ако е възможно да се осъществят такива условия, че системата да се върне по същия път в обратна посока. В такъв случай, когато тя дойде в своето начално състояние, всички тела, с които е взаимодействувала през време на процеса, ще се върнат също в началните си състояния. *Обратимият процес, след като протече в права и обратна посока, не оставя никаква следа в природата.* Ако това условие не може да бъде изпълнено, процесът е необратим.



Фиг. 134. Обратимост и необратимост на механичните процеси

За да се изясни по-добре разликата между обратимите и необратимите процеси, ще се разгледат няколко примера, като се започне с механичните явления, които са по-добре познати.

1. На тънък конец без тегло, прехвърлен през лекоподвижен скрипец, са завързани две тела A и B с еднакви маси (фиг. 134 В началното състояние (I) тялото A се намира долу, тялото B — горе, в крайното (II) — обратно.

Нека се допусне, че няма никакво триене. За да се доведе системата от състояние (I) в състояние (II), нека от платформата P върху тялото B се пусне една пращинка. При липса на триене това не е свързано с никакъв разход на енергия. Равновесието се нарушава, B започва да пада и след достатъчно дълго време достига долното ниво, A се издига горе.

За да се върне системата в началното състояние, сваля се пращинката от B и се поставя друга върху A. Сега A пада надолу, а B се издига нагоре.

Какъв е процесът, обратим или не? Строго погледнато — не, от него остава следа: две пращинки, които бяха горе, се намират сега долу, *кинетичната енергия, която получи системата под действие на тяхното тегло, се превръща при удара в долчата подложка в топлина и се разсея.*

Когато масата на пращинките се намалява, тази следа може да бъде направена произволно малка. Едновременно с това обаче намалява и скоростта на процеса. В граничния случай, когато масата на пращинките, а заедно с нея и скоростта станат безкрайно малки, процесът се превръща в *обратим.*

Нека сега се допусне, че има значително триене. За да се доведе системата от състояние *I* в състояние *II*, върху *B* трябва да се постави тяло с тегло, най-малко равно на силата на триенето. За да се върне системата обратно, трябва това тяло да се свали и да се постави друго върху *A*.

Процесът оставя следа: двете тела, които бяха горе, се намират сега долу, работата, която извършиха те при падането, се превърна в топлина и се разсея в околната среда. Той е следователно *необратим*.

Механичните процеси са обратими, ако протичат без триене и съпротивление, така че да не се превръща механична енергия в топлина (вътрешна енергия). Всички процеси, при които поради наличието на триене, съпротивление или нееластичен удар става такова превръщане, са необратими.

Обратимите процеси са равновесни, те протичат безкрайно бавно.

2. Изотермично изпарение и втечняване. В цилиндър, поставен в термостат с подходяща температура, се намира някаква течност. Буталото, което затваря цилиндъра, се движи без триене. Налягането се създава от купчинка ситен пясък и е подбрано така, че да бъде равно на налягането на насищащите пари. Системата е в равновесие.

Сваля се една песъчинка от буталото. Поради това налягането намалява, буталото започва да се издига бавно нагоре и течността се изпарява. Изпарението предизвиква леко понижение на температурата и от термостата започва да навлиза топлина. При достатъчна височина на цилиндъра процесът би продължил, докато се изпари всичката течност.

За да се върне системата течност — пара в началното състояние, върху буталото се поставят две песъчинки. То слиза бавно надолу, парата се втечнява. Отделената при втечняването топлина заедно с топлината, получена от извършената от теглото работа, се предава на термостата. Това продължава, докато се втечни всичката пара.

Така системата течност — пара се връща в своето начално състояние, но процесът предизвиква промени в околната среда: две песъчинки слизат от горното положение на буталото до долното, работата, която те извършват при падането си, се превръща в топлина и се предава на термостата.

Когато теглото на песъчинките намалява, тези промени може да бъдат направени произволно малки и процесът да се превърне в строго обратим. Едновременно с това намалява и неговата скорост. Обратимото изпарение и втечняване протичат безкрайно бавно, те са равновесни процеси. Обратими са и всички други равновесни процеси: изотермични, адиабатни и др.

Типично необратими процеси са предаването на топлината от по-топло към по-студено тяло при крайна температурна разлика между тях, превръщането на механичната и електричната енергия в топлина вследствие на триене, удар или съпротивление, бързото изпарение и втечняване, изтичането на газовете във вакуум, смесването на два газа и т. н., въобще всички термодинамични процеси, които протичат с крайна скорост.

Строго обратими процеси в природата не съществуват, както не съществуват идеално твърди тела. Те са идеализация, гранична форма, към която се доближават действителните процеси, когато тяхната скорост непрекъснато намалява.

Обратимите процеси протичат еднакво лесно в двете противоположни посоки: $C_1 \rightarrow C_2$ и $C_2 \rightarrow C_1$. Като пример може да се посочи топенето на леда. При 0° С и нормално налягане системата лед — вода е в равновесие. Повиши ли се налягането безкрайно малко, ледът започва да се топи, понижи ли се — водата започва да замръзва.

При необратимите процеси, напротив, двете посоки не са равностойни. Всеки необратим процес протича от само себе си, без никакво външно въздействие, в определена посока. Тази посока се нарича *естествена посока*, а самият процес — *естествен процес*. Обратният процес, който не може да протече никога сам, се нарича *неестествен*.

Естествени процеси са преминаването на топлина от по-топло към по-студено тяло, превръщането на работата, която се извършва, за да се преодолява триене или съпротивление, в топлина, свободното разширение на газ във вакуум, смесването на два газа и др.

Неестествени процеси са преминаването на топлина от по-студено към по-топло тяло, превръщането на топлина в работа, свиването на газа, разделянето на газовата смес на нейните компоненти и т. н.

От гледна точка на закона за запазване на енергията двата вида процеси, естествени и неестествени, са еднакво възможни. Фактът, че едните протичат спонтанно, а другите може да бъдат осъществени само чрез външни въздействия, показва, че съществува и друг природен закон, който определя кои от явленията, съвместими със закона за запазване на енергията, са възможни и кои не. Това е *вторият основен закон на термодинамиката.*

§ 113. Втори основен закон на термодинамиката. Цикъл на Карно

Вторият основен закон е свързан непосредствено със съществуването на естествени и неестествени процеси. Тази връзка е изразена особено ясно във формулировката, която му дава Р. Ю. Клаузиус: *топлината не може да преминава от само себе си от по-студено към по-топло тяло* или, изказано по-пълно, *не може да се осъществи такъв процес, единственият резултат от който да бъде преминаване на топлина от по-студено към по-топло тяло.* Това значи, че за да бъде направено възможно такова преминаване, което е неестесвен процес, то трябва да се придружава или да се компенсира от други естествени процеси, например от превръщане на работа в топлина. Такъв е случаят при всички хладилни машини.

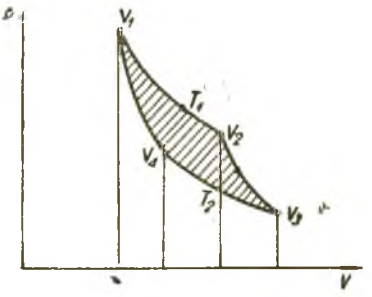
За да се даде на втория закон подходящ математичен израз, може да се използува *цикълът на Карно*. Това е обратим кръгов процес, който се състои от четири части (фиг. 135): *изотермично разширение при температура* T_1, *адиабатно разширение, изотермично свиване* при температура T_2 и *адиабатно свиване.*

Може да се мисли, че процесът се осъществява по следния начин:

1. В цилиндър с лекоподвижно бутало се намира 1 *мол* идеален газ (работно тяло). Поставя се цилиндърът в термостат с температура T_1^0, например в кипяща вода, и се оставя газът да се разшири изотермично от обем V_1 до обем V_2. При разширението той поглъща от термостата топлина

$$Q_1 = A_1 = RT_1 \ln \frac{V_2}{V_1}, \qquad (1)$$

която превръща изцяло в механична работа.



Фиг. 135. Цикъл на Карно

2. Изважда се цилиндърът от термостата, изолира се топлинно и се оставя газът да се разширява адиабатно, докато обемът му стане V_3. При това той върши работа за сметка на своята вътрешна енергия и температурата му се понижава от T_1 до T_2.

3. Маха се топлинната изолация, поставя се цилиндърът в друг термостат с температура T_2, например в топящ се лед, и газът се свива изотермично, докато се достигне до адиабатата, която минава през началната точка. Обемът на газа намалява от V_3 до V_4 и той извършва отрицателна работа

$$A_2 = RT_2 \ln \frac{V_4}{V_3} = -RT_2 \ln \frac{V_3}{V_4},$$

равна по големина, но обратна по знак на положителната работа, която се извършва от нас. Тази работа се превръща изцяло в топлина и се предава на термостата. Предадената топлина Q_2 е също отрицателна и следователно

$$Q_2 = -RT_2 \ln \frac{V_3}{V_4}. \qquad (2)$$

4. Изважда се цилиндърът от термостата, изолира се топлинно и газът се свива адиабатно. Обемът му намалява, температурата му се повишава и той се връща отново в изходното състояние. Кръговият процес е завършен и може да бъде повторен по същия начин произволен брой пъти.

При изотермичното разширение работещото тяло получава от първия термостат (нагревател) Q_1 единици топлина. Една част от тях, Q_2 единици, то предава на втория термостат (охладител), а останалата, $Q_1 + Q_2$, превръща в механична работа. Отношението

$$\eta_i^t = \frac{Q_1 + Q_2}{Q_1} = 1 + \frac{Q_2}{Q_1}, \qquad (3)$$

което показва каква част от получената топлина се превръща в механична работа, се нарича *коефициент на полезно действие* (к. п. д.) на термичната машина.

Като се заместят Q_1 и Q_2 с техните равни от (1) и (2), се получава

$$\eta = 1 - \frac{T_2}{T_1}\cdot\frac{\ln\frac{V_2}{V_1}}{\ln\frac{V_3}{V_4}}$$

Но съгласно (2, III)

$$T_1 V_2^{\varkappa-1} = T_2 V_3^{\varkappa-1},$$
$$T_1 V_1^{\varkappa-1} = T_2 V_4^{\varkappa-1}$$

или като се раздели почленно и се коренува,

$$\frac{V_2}{V_1} = \frac{V_3}{V_4}$$

и следователно

$$\eta = 1 - \frac{T_2}{T_1}. \qquad (4)$$

Коефициентът на полезно действие (к. п. д.) на топлинна машина, която работи по обратимия цикъл на Карно, зависи единствено от температурите на нагревателя (T_1) и на охладителя (T_2).

Ако процесът не протича строго обратимо, работата A_1, която извършва газът при разширението, намалява, работата A_2, която се извършва от нас при свиването му, нараства и к. п. д. се понижава. Следователно

$$\eta \leqq 1 - \frac{T_2}{T_1}$$

Знакът равно важи само за случая на строго обратим процес, знакът по-малко — за всички други случаи.

Обратимият цикъл на Карно може да протича еднакво лесно както в права, така и в обратна посока. Когато протича в права посока, работещото тяло получава от нагревателя например 100 единици топлина, от тях отдава навън под формата на механична работа 20 единици, а остатъкът от 80 единици предава на охладителя. При протичане в обратна посока всички величини променят своя знак: работещото тяло засмуква от охладителя 80 единици топлина, получава отвън 20 единици механична работа, която превръща в топлина, и предава на нагревателя 100 единици. В първия случай установката действува като *топлинен двигател* — превръща топлина в механична работа, във втория — като *хладилна машина* — пренася топлина от по-студено тяло, което охлажда, към друго по-топло.

Голямото значение на цикъла на Карно се дължи на две важни положения, които може да се докажат лесно въз основа на втория основен закон на термодинамиката.

1. *Коефициентът на полезно действие на машината, която работи по обратимия цикъл на Карно, не зависи от естеството на рабо-*

тещото тяло. За всички машини независимо от това, какво работещо тяло използуват те — идеален газ, реален газ, пара или течност:

$$\eta = 1 - \frac{T_2}{T_1}.$$

2. От всички топлинни машини, които работят между едни и същи крайни температури T_1 и T_2, най-голям к. п. д. ще има онази, която работи по обратимия цикъл на Карно. Следователно за една каква да е машина

$$\eta \leqq 1 - \frac{T_2}{T_1}. \tag{5}$$

Знакът равно се отнася за обратимия цикъл на Карно, знакът по-малко — за всички други обратими и необратими цикли.

За съвременните топлинни машини, които работят по различни необратими цикли (на Н. А. Ото, на Р. Дизел и др.), коефициентът на полезно действие е приблизително два пъти по-малък от този на цикъла на Карно.

От (5) следва:

1. $\eta < 1$, т. е. *не може да се построи периодично действуваща машина, която да превръща топлината изцяло в механична работа.* (При отделен процес, например изотермично разширение, това е възможно.) Коефициентът на полезно действие ще бъде толкова по-близък до единица, колкото е по-висока температурата на нагревателя и по-ниска тази на охладителя.

2. Ако $T_2 = T_1$, $\eta = 0$.

Това значи, че *не може да се построи такава периодично действуваща машина, която да работи без охладител, т. е. да черпи топлина от някое тяло и да я превръща изцяло или отчасти в механична работа.*

За да се превръща топлината в механична работа, е потребно наличието на *температурна разлика.* Това наподобява твърде много, но само формално потребността от разлика в нивата, за да може да се използува водната енергия.

§ 114. Приведена топлина. Ентропия

При цикъла на Карно работещото тяло получава от нагревателя Q_1 единица топлина и отдава на охладителя Q_2 единици. Съгласно (3) и (4) от § 113, ако процесът протича строго обратимо,

$$\frac{Q_2}{Q_1} = -\frac{T_2}{T_1}; \quad \frac{Q_1}{T_1} + \frac{Q_2}{T_2} = 0,$$

ако протича необратимо,

$$\frac{Q_2}{Q_1} < -\frac{T_2}{T_1}; \quad \frac{Q_1}{T_1} + \frac{Q_2}{T_2} < 0.$$

Отношението на количеството топлина, което получава или отдава тялото при всеки изотермичен процес, към абсолютната температура, при която протича процесът, се нарича приведена топлина. Съгласно това определение за обратимия цикъл на Карно сборът от приведените топлини е равен на нула, а за всички необратими цикли — по-малък от нула.

В термодинамиката се доказва, че всеки обратим кръгов процес може да се представи като съвкупност от безкрайно много безкрайно малки изотермични и адиабатни процеси (фиг. 136). Нека δQ е количеството топлина, което получава или отдава тялото при някой от тези елементарни изотермични процеси, а T е температурата, при която той протича. Тогава $\frac{\delta Q}{T}$ ще представлява приведената топлина за отделния елементарен процес, а $\oint \frac{\delta Q}{T}$ — за целия цикъл (знакът $\oint$ означава, че интегрирането трябва да се разпростре по цялата затворена крива).

Ако процесът протича строго обратимо,

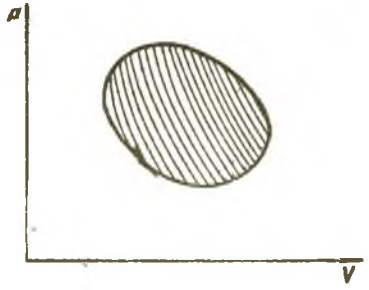
$$\oint \frac{\delta Q}{T} = 0,$$

ако протича необратимо,

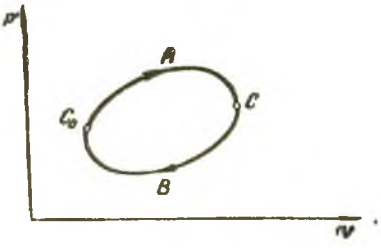
$$\oint \frac{\delta Q}{T} < 0$$

или, изразено общо,

$$\oint \frac{\delta Q}{T} \leqq 0. \qquad (1)$$



Фиг. 136. Разлагане на един произволен кръгов процес на елементарни изотермични и адиабатни процеси



Фиг. 137

За всеки кръгов процес сборът от приведените топлини е по-малък или равен на нула. Знакът равно важи само за строго обратимите процеси, знакът по-малко — за всички други.

Нека се разгледа произволният обратим кръгов процес C_0ACBC_0 (фиг. 137). Точките C_0 и C разделят процеса на две части: C_0AC и CBC_0. Съгласно (1)

$$\int \frac{\partial Q}{T} = \int_{C_0(C_0AC)}^{C} \frac{\partial Q}{T} + \int_{C(CBC_0)}^{C_0} \frac{\partial Q}{T} = 0$$

(означенията в скобите показват за коя част от кривата се отнася съответният интеграл).

Ако границите на втория интеграл се разменят, горното равенство добива вида

$$\int_{C_0(C_0AC)}^{C} \frac{\partial Q}{T} - \int_{C_0(C_0BC)}^{C} \frac{\partial Q}{T} = 0$$

или

$$\int_{C_0(C_0AC)}^{C} \frac{\partial Q}{T} = \int_{C_0(C_0BC)}^{C} \frac{\partial Q}{T}. \qquad (2)$$

Тук $\int_{C_0}^{C} \frac{\partial Q}{T}$ е сборът от приведените топлини, които тялото или системата получава, когато преминава от състояние C_0 в състояние C. Равенството (2) показва, че при обратимите процеси този сбор не зависи от пътя, по който се извършва преходът.

Състоянието на системата се определя от два независими параметъра, например от обема и температурата. Нека стойностите на тези параметри за състоянието C_0 са V_0 и T_0, за състоянието C — V и T. Състоянието C_0 нека остава неизменно, а да се мени C. Заедно с него се мени и $\int_{C_0}^{C} \frac{\partial Q}{T}$. Понеже долната граница за интеграла остава постоянна, стойността му ще зависи само от горната, т. е. ще бъде функция на параметрите V и T. Нека тази функция е $S(V, T)$. Тогава

$$\int_{C_0}^{C} \frac{\partial Q}{T} = S(V, T) - S(V_0, T_0) \qquad (3)$$

или като се диференцират двете страни и се вземе под внимание фактът, че $S(V_0, T_0) = \text{пост.}$,

$$dS = \frac{\partial Q}{T}. \qquad (4)$$

Следователно *съществува такава функция на състоянието на системата $S(V, T)$, чиято промяна е равна на сбора от приведените топлини, които получава системата, когато преминава по обратим*

път от едно състояние в друго. Тази функция се нарича ентропия (Клаузиус, 1865 г.).

Подобно на вътрешната енергия U ентропията S може да бъде определена до една константа. Съгласно (3)

$$S = S_0 + \int_{C_0}^{C} \frac{\delta Q}{T}. \tag{5}$$

където S означава ентропията в състоянието C, S_0 — в началното състояние C_0.

Но $$\delta Q = dU + pdV$$

и следователно

$$S = S_0 + \int_{C_0}^{C} \frac{dU + pdV}{T}.$$

Когато се пресмята ентропията, не бива да се забравя, че процесът $C_0 \rightarrow C$ *трябва да бъде обратим.* Като пример ще се разгледа как се намира ентропията на 1 *мол* идеален газ.

За идеалния газ $dU = C_V dT$, $p = \frac{RT}{V}$ и следователно

$$S = S_0 + \int \left(C_V \frac{dT}{T} + R \frac{dV}{V} \right),$$

$$S = S_0 + C_V \ln T + R \ln V. \tag{6}$$

Приблизително по същия начин се изменя ентропията и на реалните газове.

Изразът (6) може да се напише във вида

$$S = S_0 + \ln (T V^{\varkappa - 1})^{C_V}. \tag{7}$$

За обратимите адиабатни процеси съгласно (2, 111)

$$T V^{\varkappa - 1} = \text{пост.}$$

и следователно

$$S = S_0 = \text{пост.}$$

При обратимите адиабатни процеси ентропията на системата остава постоянна. Това свойство на адиабатните процеси е общо за всички вещества. То следва непосредствено от условието за адиабатност.

§ 115. Нарастване на ентропията при необратимите процеси

Нека се предположи, че системата, оставена сама на себе си, минава от състояние C_0 в състояние C по пътя C_0AC (фиг. 138). Процесът е естествен, следователно необратим. Може да се потърси друг обратим процес CBC_0, чрез който системата да се върне в началното й състояние.

Двата процеса, взети заедно, образуват необратимия цикъл C_0ACBC_0, за който съгласно (1, 114)

$$\oint \frac{\partial Q}{T} < 0$$

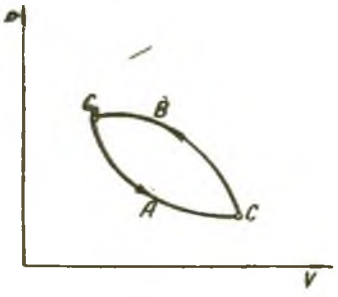
или като се представи този интеграл като сбор от два интеграла

$$\int_{C_0}^{C} \frac{\partial Q}{T} + \int_{C}^{C_0} \frac{\partial Q}{T} < 0,$$

(по необратим път) (по обратим път)

Но $$\int_{C_0}^{C} \frac{\partial Q}{T} = S - S_0$$

(по обратим път)



Фиг. 138. Към доказателството за нарастването на ентропията при необратимите процеси

и следователно

$$\int_{C_0}^{C} \frac{\partial Q}{T} + S_0 - S < 0$$

или

$$S - S_0 > \int_{C_0}^{C} \frac{\partial Q}{T}, \tag{1}$$

$$dS > \frac{\partial Q}{T}. \tag{2}$$

Ако системата е напълно изолирана, $\partial Q = 0$ и следователно

$$S - S_0 > 0, \tag{3}$$

т. е. *ентропията нараства.*

От (2) следва: *във всяка затворена система могат да протичат само такива процеси, при които ентропията или остава постоянна (обратими процеси), или нараства (необратими процеси). Процеси, при които ентропията на системата намалява, са по начало невъзможни — закон за нарастване на ентропията.*

Законът за нарастването на ентропията е една от най-удобните и често използувани формулировки на втория основен закон на термодинамиката. Условието системата да бъде затворена не намалява значението на тази формулировка, тъй като всяка отворена система може да бъде превърната в затворена, като се включат в нея и онези тела, с които тя взаимодействува.

Поведението на всяка изолирана термодинамична система се определя от две функции на състоянието: вътрешната енергия U и ентропията S. С вътрешната енергия е свързан първият основен закон на термодинамиката, с ентропията — вторият.

Първият закон има по-широк обхват. С него са съвместими всички процеси, които не променят вътрешната енергия на системата. Вторият закон разделя тези процеси на две групи: към едната група принадлежат процесите, при които ентропията нараства. Това са естествените процеси. Те протичат сами, без никаква външна намеса, и то толкова по-буйно, колкото ентропията нараства по-бързо. Към втората група принадлежат процесите, при които ентропията намалява Това са неестествените процеси, те не могат да протичат сами. За да се осъществи неестествен процес, който намалява ентропията с ΔS, едновременно с него в същата или в друга част на системата трябва да протече и друг естествен процес, който да увеличава ентропията с $|\Delta S_2| > |\Delta S_1|$. В това се състои така наречената *компенсация*.

На границата между двете групи стоят *обратимите процеси*. При тях ентропията или въобще не се мени, какъвто е например случаят при обратимите адиабатни процеси, или ако в една част от системата нарасне с някаква стойност, в друга намалява със същата стойност ($|\Delta S_2| = |\Delta S_1|$), така че ентропията на цялата система остава постоянна. Такъв е случаят при изотермичните процеси. При изотермичното разширение ентропията на газа расте, на термостата намалява, при изотермичното свиване — обратно.

Строго обратими процеси в природата не съществуват. *Всички действителни процеси са по-малко или повече необратими и следователно водят до увеличение на ентропията. В затворена система, която се намира в състояние, за което ентропията е максимум, не са възможни следователно никакви процеси — системата е в термодинамично равновесие.*

Клаузиус, който въведе в термодинамиката понятието ентропия, изразява горното положение по следния начин: *енергията на Вселената остава постоянна, а ентропията се стреми към максимум.* Тази формулировка е лишена обаче от физично съдържание. Един закон, установен за отделна изолирана система, не може да бъде прилаган за Вселената, която е безкрайна.

Необоснованото екстраполиране на закона за нарастването на ентропията върху цялата Вселена доведе някои философи и физици-идеалисти до извода за *топлинната смърт на света,* която ще настъпи, когато ентропията достигне своята максимална стойности температурата навсякъде стане еднаква.

В такава система не ще са възможни никакви други явления освен хаотично топлинно движение.

Философската несъстоятелност на теорията за топлинната смърт на Вселената беше разкрита от Фр. Енгелс. В своето съчинение *„Диалектика на природата“* той посочва, че *„неунищожимостта на дви-*

*жението трябва да се разбира не само в количествен, но и в качествен смисъл** Теорията на Клаузиус беше разкритикувана също и от Л. Болцман, а по-късно от М. Смолуховски и други физици материалисти, които показаха, че в една безкрайна система, каквато е Вселената, възникват неизбежно флуктуации на температурата, които могат да обхванат произволно големи обеми и които не позволяват да се установи топлинно равновесие.

§ 116. Свободна и свързана енергия

За всички процеси, обратими и необратими, важи

$$\delta Q = dU + \delta A.$$

Но съгласно (4, 114) и (2, 115)

$$\delta Q \leqq T\,dS$$

или

$$dU + \delta A \leqq T\,dS,$$

$$\delta A \leqq -(dU - T\,dS). \tag{1}$$

Знакът равно важи за обратими процеси, знакът по-малко — за необратими.

Ако процесът е изотермичен, $dT = 0$ и следователно

$$T\,dS = d(ST),$$

$$\delta A \leqq -d(U - TS).$$

Тук U и S са функции на състоянието на системата. Такава функция е и величината $U - TS$. По причина, която ще стане ясна по-долу, тази функция се нарича *свободна енергия на системата.*

Нека F означава свободната енергия. Тогава

$$F = U - TS, \tag{2}$$

$$\delta A \leqq -dF. \tag{3}$$

При изотермичните процеси извършената работа е по-малка или най-много равна на намалението на свободната енергия на системата. Работата ще бъде равна на $-dF$, ако процесът протича строго обратимо, и по-малка във всички други случаи. Следователно *свободната енергия е*

* Ф. Энгельс — „Диалектика природы", Госполитиздат, 1948, стр. 18.

мярка за максималното количество работа, която може да извърши системата при изотермично разширение.

От (2) следва, че

$$U = F + TS, \tag{4}$$

т. е. вътрешната енергия се състои от две части: *свободната енергия F и величината TS.* При обратимите изотермични процеси механична енергия се получава само за сметка на свободната енергия, на което тя дължи и името си. Частта *TS*, която не може да бъде използувана за получаване на механична енергия, се нарича *свързана енергия.* Това е, така да се каже, обезценената част от вътрешната енергия на системата.

XVI. МОЛЕКУЛНО-КИНЕТИЧНА ТЕОРИЯ НА ВЕЩЕСТВОТО

§ 117. Молекулен строеж на веществото

Идеята за прекъснатия строеж на телата е възникнала много рано (Демокрит, V в. до н. е.). През XVII и XVIII в., когато започва бързото развитие на физиката и другите природни науки, тя се превърна от гениална догадка, каквато е била в древността, в плодотворна научна хипотеза, а по-късно в стройна теория, подкрепена от многобройни опитни данни.

Някои положения на молекулно-кинетичната теория са били изказани, още от П. Гасенди, Д. Бернули и особено от М. В. Ломоносов. В съвременния ѝ вид развита през втората половина на XIX в. от Р. Ю. Клаузиус, Дж. Максвел, Л. Болцман, Я. Д. Ван дер Ваалс и др.

Молекулно-кинетичната теория излиза от две основни положения: 1. *Веществото има прекъснат* (дискретен) *строеж* — телата се състоят от отделни частици, молекули и атоми. 2. *Молекулите на всички тела* — твърди, течни и газообразни — *се намират в непрекъснато движение.*

В съществуването и движението на молекулите не може да има вече никакво съмнение. Съвременната физика дава редица методи, които позволяват да се фотографират отделни молекули, да се проследява тяхното движение и да се определя броят им.

Размерите на молекулите са извънредно малки — от порядъка на 10^{-8} *см*, а броят им даже в най-малката прашинка е грамаден. В 1 *мол* от кое да е вещество се съдържат $6{,}025 \cdot 10^{23}$ молекули — *число на Авогадро.* Това число се написва твърде леко и човек не добива представа за това, колко невъобразимо голямо е то. Ако можеше да се съберат $6{,}025 \cdot 10^{23}$ пшенични зърна, колкото молекули има само в една супена лъжица (18 *г*) вода, с тях би се покрила цяла България с пласт пшеница, дебел 300 *км*. В най-малката капчица вода, която може да се види с оптичен микроскоп ($a = 2 \cdot 10^{-5}$ *см*), се съдържат все още стотици милиони водни молекули. Всяка от тези молекули се състои от своя страна от три атома, всеки атом от електронна обвивка и ядро, всяко ядро от протони и неутрони.

Строежът на веществото е удивително фин, но още по-удивителна е мощта на човешкия ум, който успя да проникне в сравнително късо време така дълбоко в неговата структура.

Молекулите и атомите се разглеждат в класичната физика като абсолютно еластични материални точки и към тях се прилагат законите на механиката, изведени от наблюдения върху поведението на макроскопични тела. По този начин бяха получени редица общи закони, които се съгласуват много добре с опитните данни. По нататъшното уточняване и задълбочаване на изследванията показа обаче, че тази представа е твърде опростена и не може да обясни всички тънкости на молекулните явления. Оказа се, че микрочастиците се подчиняват на други по-общи закони, които образуват съдържанието на квантовата механика. Въпреки това тук навсякъде ще се използуват класичните представи, които са много по-прости и нагледни, и само в отделни случаи ще се съпоставят получените въз основа на тях резултати с по-строгите изводи на квантовата механика.

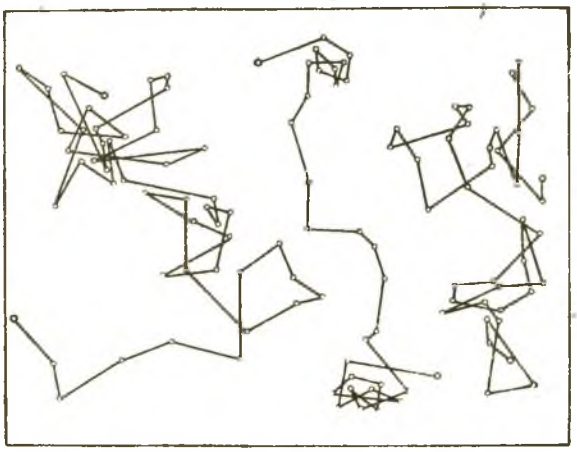
§118. Характер на топлинното движение на молекулите. Броуново движение

При преминаване на някое вещество от едно агрегатно състояние в друго молекулите, от които се състои то, не се изменят. Променя се само разстоянието между тях, което води до съответни изменения и на силите на взаимодействие. При топене обемът, а следователно и междумолекулните разстояния на повечето вещества се увеличават незначително, с не повече от няколко процента, а силите на сцепление намаляват многократно. Това показва, че тези сили намаляват много бързо, когато молекулите се отдалечават една от друга, и на разстояния, значително по-големи от междумолекулните разстояния в твърдите вещества, стават неизмеримо малки. Такъв е случаят при газовете. При нормални условия тяхната плътност е хиляди пъти по-малка от плътността на съответните твърди или течни вещества. На хиляда пъти по-малка плътност отговарят 10 пъти по-големи междумолекулни разстояния.

При такива разстояния между молекулите на газа не действуват почти никакви сили, той представлява съвкупност от несвързани частици. Всяка молекула се движи независимо от другите праволинейно и равномерно, докато се удари в стените на съда или в друга молекула. Между скоростите на отделните молекули няма никаква връзка, движението на газа е напълно хаотично. Непосредствени доказателства за това са дифузията и броуновото движение.

Броуново движение извършват всички микроскопични частици, които се намират в газова или течна среда. За да се наблюдава това движение, е потребен микроскоп с увеличение няколко стотици пъти. Върху предметното стъкло на микроскопа се поставя капка вода, в която плават неразтворени частици с диаметър десетки *мкм* (например китайски туш, гуми арабик и др.). Наблюдава се някоя от тези частици.

Тя не остава нито за миг в покой, а подскача и се върти най-безразборно ту в една, ту в друга посока. Малко явления правят таково силно впечатление на наблюдателя като броуновото движение. Човек остава поразен от две неща: безспирността на движението (частици, попаднали във вътрешни кухини на кристали преди милиони години, продължават да трептят и до днес) и липсата на каквато и да е следа от порядък.



Фиг. 139. Броуново движение. Положения на три частици в зрителното поле на микроскопа през всеки 30 секунди (по Перен)

На фиг. 139 е представена една от рисунките, получени от Ж. Перен при неговите класични изследвания на броуновото движение (1906 г.). Точките означават положенията на три частици през всеки 30 *сек*, така както се виждат в микроскопа. Истинската картина е около 100 пъти по-малка и се събира в правоъгълник със страни 0,8 и 0,6 *мм*. Действителното движение е много по-сложно и по-хаотично, отколкото може да бъде представено. Частиците изминават разстоянията между отделните точки не по прави линии, както е означено на фигурата, а по сложни начупени пътища, всеки от които се състои от милиарди отделни участъци. Между последователните премествания няма никаква връзка. Те са независими едно от друго и към тях, когато са достатъчно много, са приложими теорията на вероятностите и законите на статистиката.

В продължение на $\frac{3}{4}$ столетие броуновото движение беше истинска загадка за физиката. Изследванията на А. Айнщайн, М. Смолуховски и Ж. Перен показаха, че то се дължи на невидимото движение на самите молекули.

Всяка частица, която се намира в газова или течна среда, получава непрекъснато удари от околните молекули. Поради хаотичния характер на топлинното движение тези удари не са разпределени равномерно и никога не се уравновесяват напълно — частицата изпитва случайни тласъци ту в една, ту в друга посока. Скоростта, която получава те под действието на тези тласъци, зависи от масата ѝ. Големите частици се поклащат едва забележимо и тъпчат дълго време на едно и също място, докато малките подскачат пъргаво по всички възможни посоки. Това, което се наблюдава при броуновите частици, става и със самите моле-

кули, но техните маси са милиони пъти по-малки, а скоростите им — хиляди пъти по-големи.

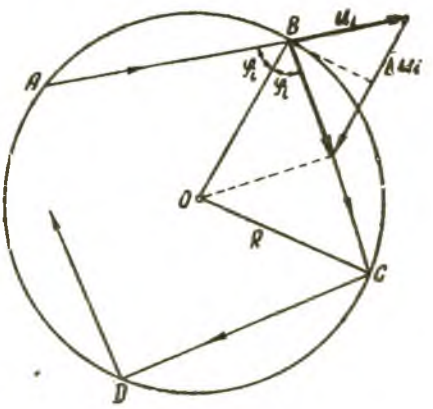
Когато температурата се понижава, броуновото движение постепенно затихва и при температури, близки до абсолютната нула, почти спира. Същото става и с топлинното движение на молекулите.

§ 119. Основно уравнение на кинетичната теория на идеалния газ

Основното уравнение свързва обема, налягането и температурата на газа с кинетичната енергия на постъпателното движение на неговите молекули.

Нека се допусне, че газът е затворен в съд с постоянен обем и че между него и съда съществува температурно равновесие. При тези условия общата кинетична енергия на газовите молекули остава постоянна, така че ако някои от тях при ударите си върху стените предадат някакво количество енергия на съда, което непременно става, то други молекули ще получат от последния същото количество енергия. Това дава право ударите да се разглеждат „усреднено“ като абсолютно еластични, т. е. да се приеме, че молекулите се отразяват от стените под същия ъгъл и със същата скорост, с които падат.

Поради хаотичния характер на движението всяка молекула се удря милиони пъти в други молекули, преди да достигне до стените на съда. При обикновени условия тези удари са също абсолютно еластични, енергията и количеството на движение, които губи едната от удрящите се молекули, се предават на другата. При това не е важно коя от тях ще достигне до стените на съда — при еднороден газ те са напълно еднакви. Единствените неща, по които се отличават молекулите, са именно енергията и количеството на движението им. Това дава основание да не се вземат под внимание взаимните удари на молекулите и да се смята, че всяка от тях се движи праволинейно и равномерно, докато се удари в стените на съда. При всеки удар стената получава тласък (импулс), равен по големина и обратен по посока на изменението на количеството на движение на молекулата. В резултат от тези импулси възниква налягането. То е толкова по-високо, колкото по-голям е броят на ударите върху единица площ и колкото те са по-силни.



Фиг. 140. Към извода на основното уравнение на кинетичната теория на газовете

За да се пресметне по-лесно налягането, може да се предположи, че газът е затворен в сферичен съд с гладка повърхност и радиус R (фиг. 140).

Нека N означава броя на молекулите, които се намират в съда. Всички те имат еднакви маси m (еднороден газ) и различни скорости $\mathbf{u}_1, \mathbf{u}_2, \ldots, \mathbf{u}_N$. Нека се разгледа движението на i-та молекула със скорост $\mathbf{u}_i$. Тя се удря в сферата едно след друго в точките B, C, D, като изминава от удар до удар равни пътища:

$$BC = CD = \cdots = 2R\cos\varphi_i,$$

където φ_i означава ъгъла на падане, както и равния нему ъгъл на отражение на молекулата. Нека Z_i означава броя на ударите за 1 *сек*. Тогава

$$Z_i 2R\cos\varphi_i = u_i,$$

или

$$Z_i = \frac{u_i}{2R\cos\varphi_i}.$$

При всеки удар скоростта на молекулата се променя с

$$\Delta u_i = 2u_i\cos\varphi_i,$$

а количеството на движението — с

$$\Delta(mu_i) = 2m\,u_i\cos\varphi_i.$$

Сборът от измененията на количеството на движението на молекулата за 1 *сек* е

$$Z_i\Delta(mu_i) = \frac{mu_i^2}{R}.$$

Характерно е, че този сбор не зависи от ъгъла на падението и е равен на центробежната сила, с която молекулата би се притискала върху повърхността на сферата, ако се търкаля равномерно по нея.

Подобни изменения на количеството на движението получават и другите молекули. Съгласно втория основен закон на динамиката общото изменение на количеството на движение, което получават всички молекули за 1 *сек*, е равно на силата F, с която стените на съда действуват върху газа:

$$F = \frac{m}{R}(u_1^2 + u_2^2 + \cdots + u_N^2).$$

Със същата сила, но в обратна посока натиска и газът върху сферата. Като се умножи и раздели лявата страна на горното уравнение на N, се получава

$$F = \frac{Nm}{R}c^2,$$

където $c^2 = \dfrac{u_1^2 + u_2^2 + \cdots + u_N^2}{N}$ е квадратът на средната аритметична от квадратите на скоростите на отделните молекули, а $c = \sqrt{\dfrac{u_1^2 + u_2^2 + \cdots + u_N^2}{N}}$

се нарича *средна квадратична скорост.* Тя е по-голяма от средната аритметична скорост $u = \frac{u_1 + u_2 + \cdots + u_N}{N}$.

За да се получи налягането, силата F трябва да се раздели на повърхнината на сферата $4\pi R^2$:

$$p = \frac{Nmc^2}{4\pi R^3} = \frac{2\frac{Nmc^2}{2}}{3\frac{4}{3}\pi R^3}.$$

Но $\frac{4}{3}\pi R^3$ е обемът V на съда и следователно

$$pV = \frac{2}{3}\frac{Nmc^2}{2} = \frac{2}{3}E_k, \qquad (1)$$

т. е. *произведението от обема и налягането на газа е равно на* $\frac{2}{3}$ *от общата кинетична енергия на постъпателното движение на неговите молекули.* Тази зависимост се нарича *основно уравнение на кинетичната теория на идеалния газ.*

При постоянна температура енергията на идеалния газ е също постоянна (§ 124) и следователно

$$pV = \text{пост.}^{\text{ни}} — \textit{ закон на Бойл и Мариот.}$$

Ако количеството на газа е 1 *мол,* съгласно *уравнението на Ь. Клапейрон*

$$pV = RT$$

или като се замести в (1), се получава

$$\frac{mc^2}{2} = \frac{3}{2}\frac{R}{N}T.$$

Отношението $\frac{R}{N}$ обикновено се означава с k — *константа на Болцман.* Тогава

$$\frac{mc^2}{2} = \frac{3}{2}kT. \qquad (2)$$

Като отношение на универсалните константи R и N k е също *универсална константа,* еднаква за всички вещества:

$$k = \frac{R}{N} = 1{,}38 \cdot 10^{-16}\ \textit{ерг мол}^{-1}\textit{град}^{-1}.$$

Произведението $\frac{mc^2}{2}$ изразява средната кинетична енергия на постъпателното движение на молекулите. Тя може да бъде определена или като средна аритметична от кинетичните енергии на грамаден брой молекули, взети в някой момент, или като средна аритметична от кинетичните енергии, които приема едно след друго една и съща молекула за

време τ, много по-голямо от времето, което протича между два последователни удара. Поради хаотичния характер на движението, което води до непрекъснат обмен на енергия между отделните молекули, средните стойности, определени по двата начина, съвпадат напълно.

Формулата (2) изразява една от основните и най-важни зависимости във физиката: *средната кинетична енергия на постъпателното движение зависи единствено от абсолютната температура.* Какъв е видът на молекулите, дали са едноатомни или многоатомни, каква е тяхната маса, няма никакво значение. *При една и съща температура молекулите на всички вещества във всички агрегатни състояния имат една и съща средна кинетична енергия на постъпателно движение.**

Зависимостта (2) е в сила не само за молекулите, но и за всички прашинки, капчици и други малки тела, които се намират в температурно равновесие с околната газова или течна среда. Средната кинетична енергия на хаотичното движение на тези частици (броуновото движение) е също равна на $\frac{3}{2}kT$. От (2) следва, че колкото е по-голяма масата на една частица (молекула или прашинка), толкова по-малка е нейната средна квадратична скорост.

Разглежданата зависимост $\frac{mc^2}{2} = \frac{3}{2}kT$ дава особено нагледна представа и за абсолютната температура. Тя е пропорционална на средната кинетична енергия на постъпателното движение на молекулите. Да се нагрее или охлади някое тяло, това значи да се увеличи или намали енергията на неговото молекулно движение.

Ако $\frac{mc^2}{2} = 0$, то и $T = 0$. Съгласно (2) абсолютната нула е онази температура, при която молекулното движение спира. Някои явления, които ще се разгледат по-късно, показват обаче, че това не е така. За температури, близки до абсолютната нула, зависимостта (2) не е в сила. Молекулите притежават енергия и при абсолютната нула — *нулева енергия*.

§ 120. Изразяване на налягането чрез броя на частиците в единица обем

Основното уравнение на кинетичната теория на идеалните газове

$$pV = \frac{2}{3}N\frac{mc^2}{2}$$

може да се напише в следния вид:

$$p = \frac{2}{3}\frac{N}{V}\frac{mc^2}{2},$$

* При температурно равновесие между газ и твърдо тяло или между газ и течност средните кинетични енергии на техните молекули са равни. В противен случай газовите молекули при ударите върху повърхността на твърдото тяло или течността биха отдавали средно повече енергия, отколкото получават (или обратно) и равновесието би се нарушило. Разликата е само в характера на движението. Молекулите на газа се движат свободно, независимо една от друга, а молекулите на твърдото тяло трептят около определени равновесни положения.

но

$$\frac{N}{V} = n$$

е броят на частиците в единица обем, а

$$\frac{mc^2}{2} = \frac{3}{2} kT$$

и следователно

$$p = nkT \tag{1}$$

При определена температура налягането на газа зависи единствено от броя на частиците в единица обем. Какъв е видът на тези частици, няма никакво значение. От казаното следва, че ако се увеличава или намалява броят на частиците, без да се промени количеството на самия газ, например като част от молекулите се дисоциират на атоми или обратно, налягането също ще се увеличи или намали.

Примери:

$$2O_3 \rightarrow 3O_2,$$

озонът преминава в кислород, броят на частиците нараства, налягането се увеличава:

$$2H \rightarrow H_2,$$

атомният водород, който се получава при електролизата, преминава в молекулен, броят на частиците намалява, понижава се и налягането. Подобни явления настъпват и при различните химични реакции между газове, например

$$2H_2 + O_2 = 2H_2O.$$

От три молекули водород и кислород се получават две молекули водна пара, така че при същата температура налягането намалява с $\frac{1}{3}$.

От (1) следва непосредствено *законът на Дж. Далтон.* Наистина нека се разгледа смес от няколко газа, които не си взаимодействуват, за която n_1, n_2,... означават броя на молекулите на отделните газове в единица обем, p_1, p_2,... — техните частични налягания, а n и p — общия брой молекули и общото налягане. В такъв случай

$$n = n_1 + n_2 + \cdots,$$

$$p = nkT = (n_1 + n_2 + \cdots)\, kT$$

или

$$p = p_1 + p_2 + \cdots = \sum p_i; \tag{2}$$

следователно *в газова смес общото налягане е равно на сбора от частичните (парциалните) налягания на отделните газове.*

Такава смес е и атмосферният въздух. Атмосферното налягане е сбор от наляганията на азота, кислорода, аргона и т. н., включително и водните пари.

Зависимостта между броя на частиците и налягането дава възможност да се обобщи барометричната формула. Нека се означи с p_0 налягането на височина h_0, а с p — налягането на височина h. Тогава съгласно (2, 79)

$$p = p_0 \, e^{-\frac{\rho_0 g}{p_0}(h-h_0)}.$$

Но $p = nkT$, $p_0 = n_0 kT$, $\rho_0 = n_0 m$.

Като се заместят тези стойности в горната формула и се извършат съответните съкращения, получава се

$$n = n_0 \, e^{-\frac{mg(h-h_0)}{kT}},$$

но $mg\,(h-h_0) = mgh - mgh_0$ е разликата ΔE между потенциалните енергии на две частици: едната на височина h, другата на височина h_0, и следователно

$$n = n_0 \, e^{-\frac{\Delta E}{kT}} \qquad (3)$$

Формулата (3), получена въз основа на разпределението на молекулите в атмосферата, е общовалидна и играе важна роля в различни области на физиката: изпарение, термоелектронна и термойонна емисия, полупроводници и др. Тя е в сила във всички случаи, при които някакъв вид частици (молекули, атоми, електрони) могат да преминават от едно състояние с енергия E_0 в друго състояние с енергия $E_0 + \Delta E$.

§ 121. Средна квадратична скорост. Опит на О. Щерн

От основното уравнение (1, 119) се получава

$$p = \frac{1}{3}\frac{Nm}{V}c^2,$$

но Nm е масата, а $\frac{Nm}{V}$ — плътността ρ на газа. Следователно

$$p = \frac{1}{3}\rho c^2$$

или

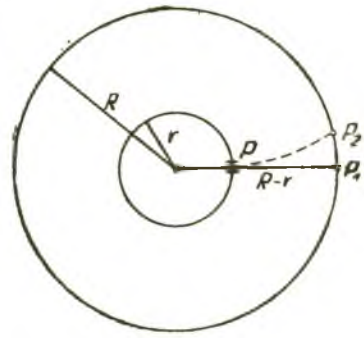
$$c = \sqrt{\frac{3p}{\rho}}. \qquad (1)$$

При 0°C и нормално налягане ($1{,}013 \cdot 10^6$ *дн см*$^{-2}$) плътността на кислорода е 0,001429 *г см*$^{-3}$, на водорода — 0,00008987 *г см*$^{-3}$. Като се заместят тези стойности в (1), за средната квадратична скорост се

получава съответно 461 *м сек*$^{-1}$ и 1838 *м сек*$^{-1}$*. При четири пъти по-висока абсолютна температура средните квадратични скорости са два пъти по-големи.

Този резултат е на пръв поглед невероятен. Молекулите на кислорода се движат със скоростта на куршуми, а тези на водорода надминават и най-бързите снаряди. Но той се потвърждава напълно от опитно получените стойности.

Първите измервания на скоростта на молекулното движение са извършени от О. Щерн (1920 г.) по метод, твърде близък до метода за определяне на скоростта на куршуми.



Фиг. 141. Опит на Щерн (схематично)

Методът на Щерн е показан схематично на фиг. 141. Посребрена платинова жица, която може да се нагрява с електричен ток, е опъната по оста на вътрешния цилиндър, по една от чиито образуващи има тесен процеп. Двата цилиндъра са евакуирани много добре. При достатъчно висока температура среброто започва да се изпарява, при което отделените от него атоми се пръскат радиално по всички посоки. Част от тях минават през процепа P и попадат върху външния цилиндър, където кондензират. Получава се рязко очертана, равномерно посребрена ивица P_1 — увеличен образ на процепа P.

Системата се привежда в равномерно въртене с ъглова скорост ω. Докато атомите сребро изминат разстоянието $R - r$ от процепа до външния цилиндър, последният се завърта на ъгъл $\Delta\varphi$. На мястото на образуващата, която е била срещу процепа в момента на преминаването през него на атомите сребро, идва друга образуваща и те попадат върху нея. Получава се нов образ P_2, отместен спрямо първия на ъгъл $\Delta\varphi$ назад.

Нека u означава скоростта на атомите на среброто. Тогава

$$\Delta\varphi = \frac{R-r}{u}\omega,$$

$$u = (R-r)\frac{\omega}{\Delta\varphi}$$

По тази формула, като се измерят R, r и ω и относителното ъглово преместване на образа $\Delta\varphi$, може да се намери u. Така получените

* Както вече се спомена, c не бива да се смесва със средната аритметична скорост u, дефинирана с отношението

$$u = \frac{u_1 + u_2 + \cdots + u_n}{N}.$$

За кислорода средната скорост е $u = 425$ *мсек*$^{-1}$, за водорода — 1694 *мсек*$^{-1}$.

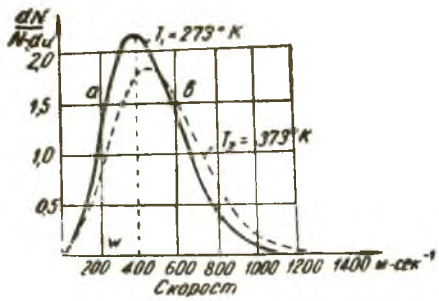
стойности съвпадат добре със стойностите, пресметнати въз основа на кинетичната теория, което е още едно доказателство за верността на последната.

Образът P_2 се получава винаги значително разширен и размит — най-плътен е в средата и постепенно изтънява към краищата. Причината за това е нееднаквата скорост на молекулите. По-голямата дебелина в средата показва, че там попадат повече частици. Скоростите не са разпределени следователно равномерно, а се групират около някаква средна стойност.

§ 122. Разпределение на скоростите. Закон на Дж. К. Максвел

Нека ΔN означава броя на молекулите, които в някой момент имат скорости от u до $u+\Delta u$. Очевидно ΔN е пропорционално на общия брой на молекулите N и на Δu. То зависи освен това и от u:

$$\Delta N = f(u)\, N \Delta u.$$



Фиг. 142. Разпределение на скоростите на молекулите по Максвел. Числените стойности на скоростите се отнасят за азот

Функцията

$$f(u) = \frac{\Delta N}{N \Delta u} \qquad (1)$$

показва каква част от молекулите имат скорости от u до $u+1$ и се нарича *функция на разпределението*. Тя е намерена от Дж. К. Максвел (1860 г.) с помощта на теорията на вероятностите при предположение, че газът е еднороден и че върху молекулите му не действуват никакви сили (безтегловно пространство).

Горната функция $f(u)$ е представена графично на фиг. 142. Тя започва от нула, достига определена максимална стойност, след това намалява и за $u=\infty$ става отново нула. Това значи, че няма молекули със скорости нула или безкрайност.

Скоростта, за която $f(u)$ е максимум, се нарича *най-вероятна скорост* и се бележи с w. Според Максвел

$$w = \sqrt{\frac{2kT}{m}} = 0{,}82\, c.$$

Като се знае $f(u)$, може да се намери каква част от молекулите имат скорости в интервала Δu:

$$\frac{\Delta N}{N} = f(u)\, \Delta u. \qquad (2)$$

Отношението $\frac{\Delta N}{N}$ числено е равна на площта на ивица с основа Δu и височина $f(u)$, а N — на цялата площ, заградена от кривата. Когато u се отдалечава от w, площта на защрихованата ивица бързо намалява. Това

значи, че относителният брой на молекулите, чиито скорости са значително по-големи или по-малки от най-вероятната скорост, е твърде малък. Скоростите се групират предимно около w.

Когато температурата се увеличава, w расте, максимумът се премества надясно. Едновременно с това кривата става по-плоска и по-широка, засилва се хаотичността на движението (фиг. 142).

Преместването на кривата към високите скорости има решаващо значение при всички процеси, в които могат да участвуват само онези частици, чиито скорости надминават определена стойност u_1 (изпарение, термоелектронна емисия и др.). При температура T_1 техният брой е незначителен, процесът протича бавно, при температура T_2 той е десетки пъти по-голям и скоростта на процеса е също по-висока.

Законът на Максвел за разпределение на скоростите има следния вид:

$$\frac{dN}{N} = \frac{4}{\sqrt{\pi}} \cdot e^{-\left(\frac{u}{w}\right)^2} \cdot \left(\frac{u}{w}\right)^2 d\left(\frac{u}{w}\right). \tag{3}$$

Въз основа на този закон може да се пресметне и средната скорост на молекулите:

$$u = \sqrt{\frac{8\,kT}{\pi m}}. \tag{4}$$

Съществуват следователно три скорости, които характеризират движението на газовите молекули:

средна квадратична скорост $c = \sqrt{\frac{3\,kT}{m}}$;

средна аритметична скорост $u = \sqrt{\frac{8\,kT}{\pi m}}$; (5)

най-вероятна скорост $w = \sqrt{\frac{2\,kT}{m}}$.

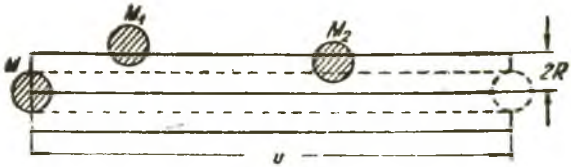
За кислорода при 0°C трите скорости са съответно 461 *м сек*$^{-1}$, 425 *м сек*$^{-1}$ и 370 *м сек*$^{-1}$. Между стойностите на c, u и w за всички газове съществува постоянно съотношение $c : u : w = 100 : 92 : 81{,}5$.

§ 123. Среден свободен път и среден брой на ударите

При своето движение молекулите на газа се удрят непрекъснато една в друга. Разстоянието λ, което изминава от удар до удар коя да е от тях, се нарича *свободен път*. Отделните свободни пътища, както и отделните скорости са най-различни. Те зависят от случайното разпределение на молекулите във всеки момент и не може да бъдат пресметнати. Затова се въвежда величината *среден свободен път* (λ).

Тя е средната аритметична от грамаден брой отделни свободни пътища λ, изминати последователно от една и съща молекула или едновременно от различни молекули. За всеки газ при определени условия средният свободен път е строго определен.

Средният свободен път зависи от броя на молекулите в единица обем и от големината и формата на отделната молекула. Тук ще бъде приета най-простата форма — молекулите ще се разглеждат като малки сфери с радиус R (около 10^{-8} *см*). До тази форма се доближават най-много едноатомните молекули (благородни газове и метални пари). Дву-



Фиг. 143. Към пресмятането на средния свободен път. Молекулата M ще удари при своето движение всички молекули, чиито центрове се намират вътре в цилиндъра с радиус $2R$

атомните молекули имат очевидно удължена форма. Въпреки това поради бързото им хаотично въртене те също притежават усреднена сферична симетрия.

За да пресметнем средния свободен път, ще допуснем, че всички молекули с изключение на разглежданата са в покой. Нека v означава средната относителна скорост, с която се движи тази молекула спрямо останалите. За една секунда центърът на молекулата ще опише сложна начупена линия с дължина v. Нека тази линия се изправи и около нея се опише цилиндър с радиус $2R$ (фиг. 143). Всички молекули, чиито центрове попадат вътре в този цилиндър с обем

$$V = 4\pi R^2 v,$$

ще бъдат ударени. Техният брой е

$$Z = 4\pi R^2 v\, n,$$

където n означава броя на молекулите в единица обем.

Ако се държи сметка за движението на другите молекули и ако техните скорости са разпределени по закона на Максвел, средната относителна скорост е $v = u\sqrt{2}$. Като се замести тази стойност в горния израз, се получава

$$Z = 4\sqrt{2}\,\pi R^2 u; \qquad (1)$$

като се раздели пътят u, който изминава молекулата за една секунда, с броя на ударите, полученото отношение дава средния свободен път на молекулата

$$\lambda = \frac{1}{4\sqrt{2}\,\pi R^2 n}. \qquad (2)$$

При нормални условия $n = 2{,}7 \cdot 10^{19}$. Горната граница на R може да се определи от специфичния моларен обем на веществото в течно или в твърдо състояние и числото на Авогадро. За въздуха ($\rho = 0{,}8$ *г см*$^{-3}$)

$$R \doteq 2{,}4 \cdot 10^{-8}\ \text{см}, \quad \lambda \doteq 5 \cdot 10^{-6}\ \text{см}.$$

Средният свободен път играе важна роля при дифузията, вътрешното триене и топлопроводността на газовете и може да бъде определен значително по-точно въз основа на тези явления.

В табл. 5 са приведени стойностите на средния свободен път на молекулите на въздуха и водорода за 0° С при различни налягания.

Таблица 5

Среден свободен път в *см*

Газ	Налягане в *тор*				
	760	1	10^{-3}	10^{-6}	10^{-10}
Въздух	$6{,}5 \cdot 10^{-6}$	$5{,}0 \cdot 10^{-3}$	5,0	$5{,}0 \cdot 10^{3}$	$5{,}0 \cdot 10^{7}$
Водород	$11{,}2 \cdot 10^{-6}$	$8{,}5 \cdot 10^{-3}$	8,5	$8{,}5 \cdot 10^{3}$	$8{,}5 \cdot 10^{7}$

Когато налягането намалява, средният свободен път расте и при свръхвисок вакуум достига стотици и хиляди километри.

При извеждане на зависимостта (2) молекулите бяха разглеждани като частици с определени размери и се намери, че средният свободен път не зависи от температурата. В действителност това не е така. Измерванията показват, че когато температурата се увеличава, λ расте бавно.

Понеже нагряването не намалява броя на частиците на газа, причината, поради която λ нараства, може да бъде само намалението на R. То показва, че при удар молекулите не се държат като топчета с неизменен радиус. Те не се допират непосредствено една до друга, а си взаимодействуват чрез своите силови полета. При ниски температури скоростта и кинетичната енергия на молекулите са малки, времетраенето на взаимодействието при среща е голямо и те се отклоняват от своите първоначални посоки на движение от значително разстояние (голям радиус). Обратно, при високи температури скоростта и кинетичната енергия са големи, времетраенето на взаимодействието е малко и молекулите могат да проникнат въпреки значителните сили на отблъскване близо една до друга (малък радиус).

Радиусът R на молекулата, така както се проявява при взаимодействията ѝ с други частици, *не е постоянна величина.* Той зависи от енергията на молекулата и от характера на силите на взаимодействие. При малки енергии и силни взаимодействия той е сравнително голям, от порядъка на 10^{-8} *см*, при твърде големи енергии и слабо взаимодействие — извънредно малък.

§ 124. Разпределение на кинетичната енергия по степен на свобода. Специфична топлина на газове

Съгласно (2,119) средната кинетична енергия на молекулите е

$$\frac{mc^2}{2} = \frac{3}{2} kT.$$

От друга страна,

$$c^2 = c_x^2 + c_y^2 + c_z^2.$$

Поради хаотичния характер на движението

$$c_x^2 = c_y^2 = c_z^2 = \frac{1}{3}\,c^2$$

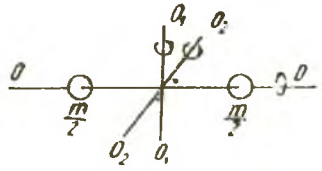
и следователно

$$\frac{mc_x^2}{2} = \frac{mc_y^2}{2} = \frac{mc_z^2}{2} = \frac{1}{2}\,kT. \qquad (1)$$

Молекулата има три степени на свобода на постъпателно движение по направление на трите координатни оси X, Y и Z. *Средните кинетични енергии* $\frac{mc_x^2}{2}$, $\frac{mc_y^2}{2}$, $\frac{mc_z^2}{2}$, *които се падат на всяка от тези степени на свобода, са еднакви помежду си, равни на* $\frac{1}{2}\,kT$.

Поради постоянните удари на молекулите една в друга те получават и ротационно движение, което е също хаотично. Нагледна представа за това дава непрекъснатото въртене на броуновите частици. Средната периферна скорост на въртеливото движение ωR е свързана с c и е от същия порядък:

$$\omega R \approx c; \quad \omega \approx \frac{c}{R}.$$



Фиг. 144. Главни инерционни оси на двуатомна молекула

Нека I означава инерционния момент на молекулата. Тогава средната кинетична енергия на въртене е

$$\frac{1}{2}\,\omega^2 I \approx \frac{1}{2}\,c^2\,\frac{I}{R^2}$$

При едноатомните молекули почти цялата им маса е съсредоточена в ядрото, чийто радиус r е десетки хиляди пъти по-малък от радиуса R на молекулата. Инерционният момент на ядрото е от порядък mr^2.

Като се замести тази стойност в горната формула, се получава

$$\frac{1}{2}\,\omega^2 I \approx \frac{1}{2}\,mc^2\left(\frac{r}{R}\right)^2,$$

т. е. *средната кинетична енергия на въртене на едноатомната молекула е извънредно малка спрямо средната кинетична енергия на постъпателното ѝ движение.* При едноатомните газове цялата кинетична енергия е фактически енергия на постъпателното движение.

На фиг. 144 е представена схематично една двуатомна молекула — две материални точки (ядрата на атомите) с маси $\frac{m}{2}$, които се намират една от друга на разстояние $d = 2R$. Молекулата има три степени на свобода на въртене, които отговарят на трите главни оси OO, O_1O_1, O_2O_2. Инерционният момент спрямо първата ос е извънредно малък и кинетичната енергия, която се пада на съответната степен на свобода, е практически нула. Инерционните моменти спрямо двете други оси са $I_1 = I_2 = mR^2$, а съответните енергии са

$$\frac{1}{2}\,\omega_1^2 I_1 = \frac{1}{2}\,mR^2\omega_1^2;$$

$$\frac{1}{2}\,\omega_2^2 I_2 = \frac{1}{2}\,mR^2\omega_2^2$$

Поради хаотичния характер на движението

$$\omega_1^2 = \omega_2^2 = \frac{1}{3}\frac{c^2}{R^2}$$

и следователно

$$\frac{1}{2}\omega_1^2 I_1 = \frac{1}{2}kT;$$

$$\frac{1}{2}\omega_2^2 I_2 = \frac{1}{2}kT,$$

т. е. *на всяка степен на свобода на въртене, за която инерционният момент не е извънредно малък, се пада същата кинетична енергия* $\left(\frac{1}{2}kT\right)$, *каквато се пада и на всяка степен на свобода на постъпателното движение.*

Този извод, до който се достигна с нагледни представи и приблизителни пресмятания, може да бъде доказан и по-строго. Той е известен под името *закон за равномерното разпределение на енергията по степените на свобода* и гласи: *кинетичната енергия на топлинното движение на молекулите се разпределя равномерно между всички ефективни степени на свобода, като на всяка от тях се пада енергия* $\frac{1}{2}kT$. (Ефективни се наричат онези степени на свобода, за които при крайна скорост на движение енергията не е извънредно малка.)

Нека i е броят на ефективните степен на свобода на молекулите на някой газ. Тогава средната кинетична енергия ε, която се пада на една газова молекула от него, е

$$\varepsilon = \frac{i}{2}kT, \tag{2}$$

а енергията на 1 *мол* газ е

$$E = N\varepsilon = \frac{i}{2}NkT = \frac{i}{2}RT, \tag{3}$$

където $R = Nk$ е универсалната газова константа, равна на 1,986, или приблизително 2 *кал мол*$^{-1}$*град*$^{-1}$.

Нека температурата на газа се повиши с $dT°$, като се загрява при постоянен обем. Количеството енергия, което ще се изразходва при нагряването, е

$$dQ = C_v\,dT = \frac{i}{2}R\,dT$$

или

$$C_v = \frac{i}{2}R. \tag{4}$$

За едноатомните газове $i = 3$, $C_V = 2{,}98 \doteq 3$ *кал мол*$^{-1}$ *град*$^{-1}$
За двуатомните $i = 5$, $C_V = 4{,}97 \doteq 5$ *кал мол*$^{-1}$ *град*$^{-1}$
За триатомните $i = 6$, $C_V = 5{,}96 \doteq 6$ *кал мол*$^{-1}$ *град*$^{-1}$

Доколко добре съвпадат тези стойности с опитно определените, се вижда от табл. 6. При обикновени температури за всички посочени газове с изключение на хлора съвпадението между измерените и пресметнатите специфични топлини е много добро. Това показва, че енергията се разпределя действително равномерно между различните степени на свобода на молекулите.

Понижението на специфичната топлина с температурата противоречи на класичната физика. То се обяснява с квантовата механика и изигра важна роля за нейното развитие.

Значително по-високата стойност за хлора, която съответствува на стойността за триатомен газ (5,96 *кал мол*$^{-1}$ *град*$^{-1}$), напомня за 6 степени на свобода. Действително при двуатомните молекули, каквато е тази на хлора, могат да възникнат трептения на двата атома спрямо общия център на тежестта, което отговаря на появата на още една степен на свобода на движение. Подобни явления се наблюдават и при други двуатомни и многоатомни молекули.

Таблица 6

Пресметнати и измерени стойности на специфичната топлина при постоянен обем за някои газове

Газ	t°C	C_v *кал мол*$^{-1}$ *град*$^{-1}$	
		измерена	пресметната
Хелий	18	3,00	2,98
	—180	2,95	2,98
Аргон	20	3,07	2,98
	—180	2,86	2,98
Живак	277	2,97	2,98
Азот	20	4,98	4,97
	—180	4,73	4,97
Кислород	20	4,98	4,97
	—180	4,91	4,97
Водород	15	4,88	4,97
	—180	3,34	4,97
Хлор	18	5,90	4,97

XVII. РЕАЛНИ ГАЗОВЕ

§ 125. Междумолекулни сили

Способността на твърдите вещества да оказват противодействие както при разтягане, така и при свиване показва, че между молекулите действуват едновременно сили на привличане и сили на отблъскване, като в зависимост от разстоянието преобладават едните или другите. Само благодарение на едновременното съществуване на тези противоположни сили, на вечната борба между тях е възможно непрекъснатото развитие на веществото. В противен случай, при наличието само на единия вид сили, молекулите биха се пръснали по всички посоки в безграничното световно пространство или биха прилепнали завинаги една към друга.

Взаимодействието между молекулите има сложно естество. То е резултат на наслагането на различни сили: електрични, магнитни, кван-

тови. Всяка от тях се променя обратно пропорционално на някоя степен на разстоянието l и може да бъде представена във вида

$$F = \frac{k}{l^n};$$

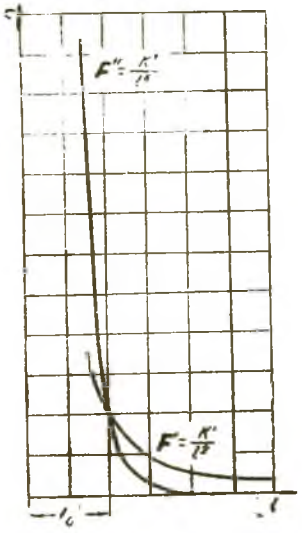
тук k е постоянна величина, която зависи от естеството на молекулите, от техните електрични товари, диполни и квадруполни моменти и т. н.

Колкото е по-голямо n за определен вид сили, толкова по-бързо те намаляват с разстоянието. На фиг. 145 е представено изменението на силата на взаимодействие за два случая: $n=2$ и $n=6$. Константите k' и k'' са подбрани така, че за $l=l_0$ двете сили

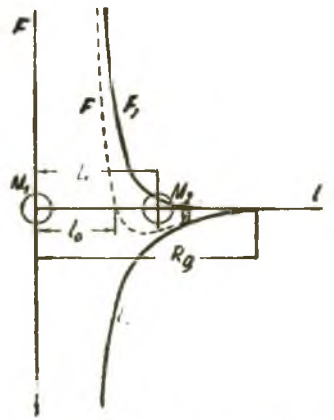
$$F' = \frac{k'}{l_0^2} \text{ и } F'' = \frac{k''}{l_0^6}$$

да бъдат равни. Както се вижда от фигурата, на разстояния, значително по-големи от l_0, силата F'' е много по-малка от F' и може да бъде пренебрегната, а на разстояния, значително по-малки от l_0 — обратно.

Точният закон, по който действуват междумолекулните сили, още не е известен. Редица явления показват, че силите на привличане намаляват много бързо с отдалечаване на молекулите една от друга и на разстояния, по-големи от 10^{-7} *см*, стават неизмеримо малки. Още по-бързо намаляват силите на отблъскване.



Фиг. 145



Фиг. 146. Междумолекулни сили

Силата F, с която си действуват две молекули, е резултат от силата на привличане F_1 и силата на отблъскване F_2:

$$F = F_1 + F_2.$$

На фиг. 146 е показано схематично изменението на $\mathbf{F}$, $\mathbf{F}_1$ и $\mathbf{F}_2$ с разстоянието l. Понеже $\mathbf{F}_2$ е положителна (отблъскване), тя е нанесена нагоре, а $\mathbf{F}_1$ — надолу.

При $l > l_0$ преобладава силата на привличане, при $l < l_0$ — на отблъскване. За $l = l_0$ двете сили се уравновесяват, равнодействуващата е нула. Това е разстоянието, на което биха се намирали молекулите една от друга, ако не съществуваше топлинното движение.

Бързото намаляване на междумолекулните сили с разстоянието дава възможност да се въведат понятията *радиус на действие* (R_g) и *сфера на действие* на молекулите, с която се опростява значително разглеждането на много явления.

Радиусът на действие R_g е онова разстояние, при което силата $\mathbf{F}$ става неизмеримо малка и може да се пренебрегне. Сферата на действие на една молекула M е кълбо, чийто център лежи в центъра на молекулата и има радиус R_g. Всички молекули, които са вътре в сферата на действие, взаимодействуват с M, ония, които са отвън, не взаимодействуват. Радиусът на действие е толкова по-добре дефиниран, колкото по-бързо намалява силата с разстоянието. За междумолекулните сили на привличане той е около 10^{-7} *см* — няколко пъти по-голям от диаметрите на самите молекули.

Нека се намери взаимната потенциална енергия на две молекули M_1 и M_2, които са на разстояние l_1 една от друга. По определение тя е равна на работата, която ще извърши силата $\mathbf{F}$, когато една от молекулите се отдалечава от l_1 до безкрайност:

$$E_p = A_{l_1 \infty} = \int_{l_1}^{\infty} F dl.$$

Но Fdl е лицето на защрихованата ивичка с основа dl и височина F (фиг. 146), а $\int_{l}^{\infty} Fdl$ — лицето, ограничено от прекъснатата крива, оста l и ординатата, която отговаря на онова разстояние, за което се търси E_p.

От фигурата се вижда, че за $l > R_g$ потенциалната енергия е нула. Когато молекулите се доближават една до друга, тя намалява (става отрицателна) и за $l = l_0$ достига своята минимална стойност. При по-нататъшното намаляване на l силата променя своята посока, потенциалната енергия бързо расте, минава през нулата и става положителна (фиг. 147).

Нека се предположи, че една от молекулите е неподвижна, а другата се доближава към нея, и се проследи как ще се променят скоростта и кинетичната ѝ енергия в зависимост от разстоянието. Силите, с които си взаимодействуват двете молекули, са вътрешни и не могат да променят общата енергия E на системата. Следователно

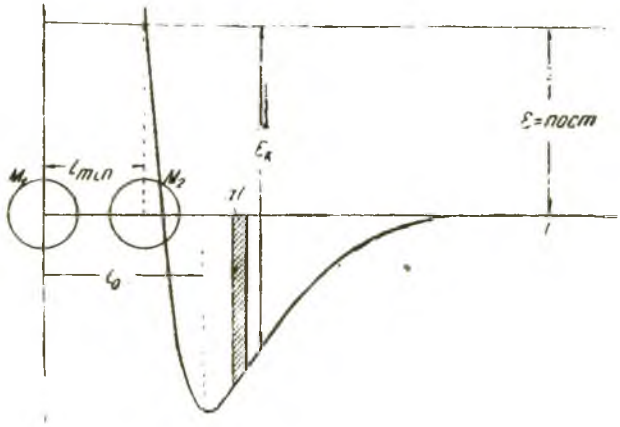
$$E = E_k + E_p = \text{пост.}$$

$$dE_k = -dE_p.$$

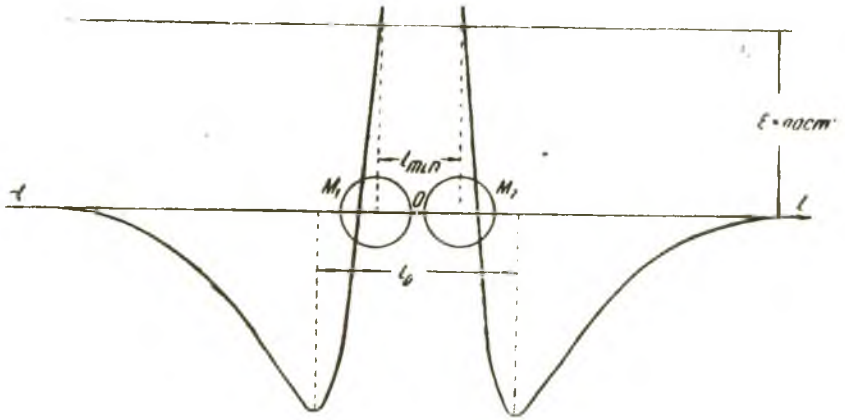
От началото, докато $l > R_g$,

$$E_p = 0, \quad E_k = E = \text{пост.}$$

и молекулата се движи равномерно. След това потенциалната енергия започва да намалява (става отрицателна), кинетичната енергия расте



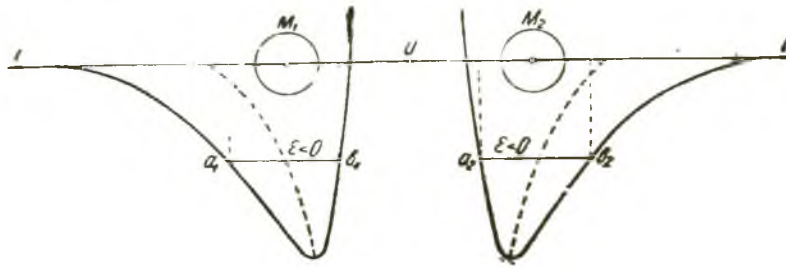
Фиг. 147. Взаимна потенциална енергия на две молекули



Фиг. 148. Удар на молекули, ефективен радиус

така, като че ли молекулата пада по вдлъбната повърхнина, която има формата на потенциалната крива — *потенциална яма*, и при $l = l_0$ достига своята максимална стойност. При по-нататъшното доближаване потенциалната енергия бързо расте, кинетичната намалява, изразходва се да се преодолява силата на отблъскване (изкачване по стръмния склон на потенциалната яма). За $l = l_{min}$ $E_p = E = \text{пост.}$, $E_k = 0$ молекулата спира за момент и след това се връща назад, като минава отново през същите енергетични състояния.

Разгледаното явление представлява *удар на две молекули*. Тук бе допуснато, че едната от тях е неподвижна. В действителност се движат и двете, като се приближават или отдалечават едновременно от техния общ център на тежестта O (фиг. 148). Най-малкото раз-



Фиг. 149. Трептене на молекулите в потенциалните ями

стояние, на което се доближава центърът на една от молекулите до точката O, е *ефективният радиус* R_e на последната. Ако двете молекули са еднакви, $R_e = \frac{l_{\min}}{2}$

Както се вижда от фигурата, ефективният радиус не е строго определен. Когато енергията на молекулите нараства, той намалява, като започва от $\frac{l_0}{2}$ — стойността, която би имал в твърдите вещества при температура, близка до абсолютната нула. Поради стръмния ход на потенциалните криви намалението обаче е сравнително малко — ефективните радиуси на газовите молекули, определени при различни, но не много високи температури, почти съвпадат.

След удара молекулите на едноатомните газове се отдалечават една от друга със същата скорост, с която са се доближили. За да могат да се свържат, те трябва да загубят част от своята енергия така, че

$$E = E_k + E_p \text{ да стане по-малко от нула}$$

(правата, която представя нивото на енергията, да бъде разположена под оста l, фиг. 149).

Това може да стане по два начина:

1. *Като отдадат част от своята енергия, докато са близо една до друга, на трета молекула.* При разредени газове и високи температури вероятността за такъв *троен удар* е извънредно малка, свързването на молекулите (кондензацията) е невъзможно. Когато плътността на газа се увеличава и температурата се понижава, случаите на тройни удари стават все по-чести. Ролята на плътността, която се определя от броя на молекулите в единица обем, е очевидна. Ролята на температурата е следната. При ниски температури поради малката скорост на постъпателното движение времетраенето на удара е много по-голямо,

отколкото при високи. При по-продължителен удар вероятността да попадне трета молекула в областта на удара е също по-голяма.

2. *Като изразходват част от енергията си за вътрешни промени,* например за изменения на електронните нива на атомите. Такива удари, при които част от взаимната енергия на удрящите се молекули се превръща в други видове енергии, се наричат *нееластични удари* или *удари от втори род.*

При двуатомните и многоатомните молекули кинетичната енергия на постъпателното движение може да се намали при нецентрален удар и поради това, че преминава в енергия на въртене. Възможни са, разбира се, и обратните случаи — енергията на постъпателното движение да бъде увеличена за сметка на тази на въртенето.

Щом енергията $E=E_k+E_p<0$ (енергетичното ниво е разположено под оста l (фиг. 149), молекулите не могат да се отдалечат една от друга. Те *трептят вътре в потенциалните ями* около определени равновесни положения, като се доближават и отдалечават едновременно от общия център на тежестта O. Изразът *трептят вътре в потенциалните ями* трябва да се разбира фигуративно. Молекулите трептят в действителност по оста l, но амплитудите на трептенията им са равни на широчината a_1b_1, съответно a_2b_2 на потенциалните ями за съответното енергетично ниво и скоростите им се менят така, както биха се изменяли, ако молекулите биха се плъзгали без триене по потенциалните криви между точките a_1 и b_1, съответно a_2 и b_2.

Според класичната физика при абсолютната нула кинетичната енергия на молекулите е също нула, те се намират, картинно казано, *на дъната на потенциалните ями* (минимум потенциална енергия) на разстояние l_0 една от друга. Когато температурата се повишава, кинетичната енергия расте, амплитудата на трептене се увеличава. Едновременно с това поради несиметричния вид на потенциалните криви расте и средното разстояние между молекулите (фиг. 149, прекъснатите криви). На това се дължи температурното разширение на течните и твърдите вещества.

За да се откъснат молекулите една от друга, едната от тях трябва да получи отвън такова количество енергия ΔE, *което да я издигне до ръба на потенциалната яма* — общата енергия $E+\Delta E$ да стане най-малко равна на нула:

$$E+\Delta E=0;\quad \Delta E=-E. \tag{1}$$

Тук ΔE се нарича *отделителна* или *активационна енергия.* Активационната енергия може да бъде получена при ударите на молекулата с други молекули. Енергията, която се предава при тези удари, е от порядъка на енергията на топлинното движение kT. Поради това, ако температурата е толкова ниска, че

$$kT\ll\Delta E,$$

молекулата не може да се откъсне. Когато температурата се повишава, kT расте, заедно с него се увеличава и вероятността за откъсване.

§ 126. Уравнение на ван дер Ваалс

При извода на основното уравнение на молекулно-кинетичната теория на газовете бе допуснато, че между молекулите не действуват никакви сили и че размерите им са толкова малки спрямо междумолекулните разстояния, че може да се пренебрегнат. Това е действително така само за силно разредени газове и за тях полученото уравнение е строго валидно.

За реалните газове и особено за течностите подобно опростяване на задачата е недопустимо. Ако се търси уравнение, което да важи и за тях, трябва да се държи сметка за наличието на междумолекулните сили и за крайните размери на молекулите

От предложените няколко десетки уравнения за състоянието на реалните газове най-просто и прегледно, но не и най-точно е уравнението на Я. Д. ван дер Ваалс (1873 г.):

$$\left(p+\frac{a}{V^2}\right)(V-b)=RT. \tag{1}$$

Ван дер Ваалс изхожда от уравнението на Б. Клапейрон, в което въвежда две поправки: $\frac{a}{V^2}$ *за налягането* и b *— за обема.* Чрез първата от тях той държи сметка за наличието на междумолекулните сили на привличане — *ван дер ваалсови сили,* които създават допълнително молекулно налягане $\frac{a}{V^2}$, а чрез втората — за обема, зает от самите молекули. Според ван дер Ваалс, който разглежда молекулите като твърди топчета с неизменен радиус, поправката b е равна на учетворения обем, зает от самите молекули.

В уравнението на ван дер Ваалс влизат три постоянни величини: R, a и b. Тук R е универсална константа, еднаква за всички вещества, а константите a и b зависят от естеството на газа. Те са най-малки за хелия и водорода и значително по-големи за азота, кислорода и особено за лесновтечняемите газове въглероден двуокис, амоняк и т. н. Колкото по-малки са a и b за някой газ, толкова по-добре се подчинява той при определени условия на законите на Бойл — Мариот и на Гей-Люсак.

При висока температура и голям обем $\frac{a}{V^2} \ll p$, $b \ll V$, така че двете поправки може да се пренебрегнат и уравнението на ван дер Ваалс преминава в уравнението на Клапейрон.

Големият обем е достатъчно условие да се пренебрегне втората константа, но не и първата. Ако температурата е ниска, налягането може да бъде толкова малко, че $\frac{a}{V^2}$ въпреки малката си стойност да бъде сравнимо с p и да не може да се пренебрегне. Обратно, при много висока температура даже и при значително налягане обемът V ще бъде голям и двете поправки може да бъдат пренебрегнати. Температурата има сле-

дователно по-голямо значение за състоянието на веществото, отколкото обемът или налягането.

При постоянна температура уравнението на ван дер Ваалс дава зависимостта между обема и налягането:

$$\left(p+\frac{a}{V^2}\right)(V-b)=RT=\text{пост.} \qquad (2)$$

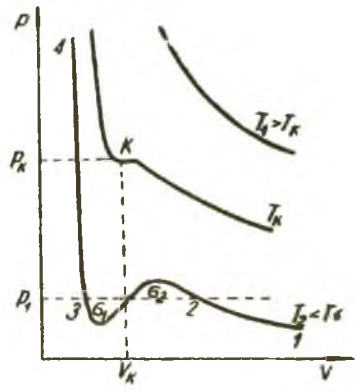
Тя е от трета степен спрямо V и според стойността на налягането p и на константата RT може да има един или три реални корена.

Кривите, които представляват зависимостта между p и V, се наричат *изотерми на ван дер Ваалс*. На фиг. 150 са възпроизведени три такива изотерми, които отговарят на три различни стойности на T.

При достатъчно високи температури само един от корените V е действителен и изотермите наподобяват равностранни хиперболи. Те характеризират състояния на веществото, близки до състоянието на идеалния газ.

Когато температурата се понижава, влиянието на двете поправки расте и изотермата променя все повече своя вид. При някоя температура T_k и налягане p_k трите корена V стават реални и равни помежду си — появява се *инфлексната точка* K с координати V_k и p_k. Тук T_k се нарича *критична температура*, V_k и p_k — *критичен обем и критично налягане*. Критичните параметри са характерни за веществото и имат голямо значение за хода на много явления.

При още по-ниски температури трите корена V стават реални и различни — всяка изобара пресича изотермата в три точки. Изобарата p_1, прекарана така, че да отрязва равни площи σ_1 и σ_2 от изотермата на ван дер Ваалс, разделя последната на три части. Частта *1—2* отговаря на газообразното състояние на веществото, частта *3—4* на течното, частта *2—3* на прехода от газообразно в течно (втечняване) или от течно в газообразно (изпарение).



Фиг. 150. Изотерми на реален газ според уравнението на ван дер Ваалс

Уравнението на ван дер Ваалс не изразява точната зависимост между обема, налягането и температурата на реалните газове и може да бъде използувано само за приблизителни пресмятания. За по-точни пресмятания се използуват други много по-сложни емпирично получени уравнения, каквото е например това на Г. Камерлинг-Онес. Колко голяма е точността на съвременните изследвания на газовете, показва фактът, че това уравнение съдържа 25 константи.

§ 127. Вътрешна енергия на реалните газове. Ефект на Джаул и Томсон

Вътрешната енергия на газовете е сбор от кинетичната и потенциалната енергия на техните молекули:

$$U=U_к+U_p,\quad dU=dU_к+dU_p. \tag{1}$$

Кинетичната енергия $U_к$ зависи единствено от температурата и от броя на степените на свобода, а дали газът е идеален или реален, няма значение. Потенциалната енергия, напротив, зависи от взаимното разположение на молекулите и от характера на силите на взаимодействие. За идеалните газове поради големите междумолекулни разстояния ($l > R_e$)

$$E_p=0 \text{ и следователно } U_к=U,$$

или съгласно § 108

$$dU_к = C_V dT$$

Като се замести тази стойност в (1), получава се

$$dU=C_V dT+dU_p. \tag{2}$$

За реалните газове поради по-малките междумолекулни разстояния вътрешната потенциална енергия е отрицателна и, което е особено важно, зависи от обема. Когато газът се разширява, тя расте и клони постепенно към нула.

Сега нека се предположи, че газът се разширява адиабатно, без да извършва външна работа. Такова разширение може да се осъществи, когато изтича във вакуум, и то било внезапно, като се отвори някакъв шибър (фиг. 151), било постепенно — през пореста преграда.

Ако шибърът се изтегли перпендикулярно на посоката на изтичане на газа, последният няма да извърши никаква работа, вътрешната му енергия ще остане постоянна:

$$dU=C_V dT+dU_p=0$$

и следователно $\mathrm{d}T=-\dfrac{dU_p}{C_V}$. (3)

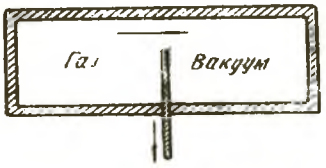
Ако газът е идеален, $dU_p=0$, $T=$ пост.

При адиабатно разширение, без да се извършва външна работа, идеалните газове не променят температурата си.

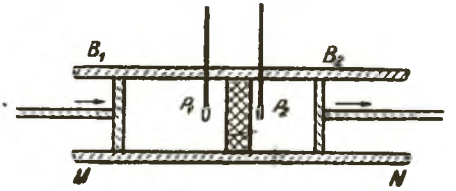
Ако газът е реален, когато обемът му се увеличава, потенциалната енергия нараства, $\mathrm{d}U_p$ е положително, $\mathrm{d}T$ отрицателно — *газът се охлажда.*

Изменението на температурата на реалните газове при разширението им през пореста преграда е изследвано от Р. Джаул и В. Томсон (1853 г.) и е известно под името *ефект на Джаул и Томсон.* Опитната постановка, която са използували те, е показана схематично на фиг. 152.

В топлинно изолираната тръба MN се намира порестата преграда. С буталото B_1 определено количество газ се заставя да мине през преградата и да изтика буталото B_2. Нека p_1 и V_1 означават обема и наля-



Фиг. 151. При изтичане във вакуум газът не извършва работа и ако е идеален, не се охлажда



Фиг. 152. Схема на опитната постановка на Джаул и Томсон

гането на газа, преди да мине през преградата, а p_2 и V_2 — след като мине. Скоростта на движението на буталото се подбира така, че p_1 и p_2 да бъдат постоянни. Ясно е освен това, че $p_1 > p_2$, $V_1 < V_2$.

Процесът е адиабатен и съгласно (2, 106)

$$\Delta U + A = 0.$$

Но

$$\Delta U = C_V dT + \Delta U_p,$$

$$A = p_2 V_2 - p_1 V_1 = \Delta (pV)$$

($p_1 V_1$ е извършената външна работа, $p_2 V_2$ — работата, извършена от газа, когато премества второто бутало).

Като се заместят тези стойности в горния израз, се получава

$$\Delta T = -\frac{\Delta U_p}{C_V} + \frac{\Delta (pV)}{C_V}. \qquad (4)$$

За идеалните газове $U_p = 0$, $pV = \text{пост.}$ и следователно

$$\Delta T = 0.$$

За реалните газове, както се видя, ΔU_p е положително, а $\Delta (pV)$ в зависимост от естеството и състоянието на газа може да бъде положително или отрицателно (§ 75). В първия случай ΔT е отрицателно, температурата се понижава, във втория в зависимост от това, кой от двата ефекта преобладава, може да се повиши, да остане същата или да се понижи.

При достатъчно високи температури разширението води винаги до загряване на газа, при ниски — до охлаждане. Междинната температура, за която ефектът е нула, се нарича *температура на инверсията*. За водород и хелий инверсионната температура е по-ниска от стайната, а за всички други газове — по-висока (за въздуха 248° С). Това значи, че при обикновена температура водородът и хелият ще се нагряват при разширяване, а всички други газове ще се охлаждат. Изменението на

температурата е сравнително малко — при промяна на налягането с една атмосфера, обикновено няколко десети от градуса, но намира въпреки това важни практически приложения.

XVIII. МОЛЕКУЛЕН СТРОЕЖ НА ТЕЧНОСТИТЕ

§ 128. Време на релаксация

По някои свойства течностите приличат на газовете, по други на твърдите вещества. Така например подобно на газовете те нямат своя форма и предават налягането; подобно на твърдите вещества са мъчно свиваеми и имат собствен обем. Тази двойственост се обяснява с особеностите на техния молекулен строеж.

Молекулите на течностите са разположени близо една до друга. Междумолекулните им разстояния са от порядък на 10^{-8} *см* и са само с няколко процента по-големи от тези в съответните твърди вещества. Това малко увеличение на разстоянията има обаче решаващо значение. То води до рязко намаление на силите на сцепление и до значително нарастване на взаимната потенциална енергия. Общата енергия

$$E = E_k + E_p,$$

която се пада на една молекула, е все още отрицателна и молекулите трептят, както при твърдите вещества, около определени равновесни положения (§ 125 и фиг. 149). Но енергетичните нива са разположени значително по-високо и *енергията на активация* ΔE е близка до енергията на топлинното движение κT. Поради това равновесните положения не остават неизменни. От време на време някоя молекула излиза от потенциалната яма, в която трепти, и попада в друга съседна яма. Отместванията са малки, от порядък на 10^{-8} *см*, но предизвикват непрекъснато разместване на молекулите.

Времето τ, което протича между две последователни премествания на една и съща молекула, не се поддава на определяне. То зависи от случайното разпределение на околните молекули и на техните скорости и се мени в широки граници. Средната аритметична τ_0 за голям брой прескачания има, напротив, при определени условия точно дефинирана стойност, която се нарича *време на релаксация*.

Времето на релаксация зависи от вида на течността и от температурата ѝ. Когато се нагрява течност, средната кинетична енергия на трептеливото движение на нейните молекули

$$\frac{mc^2}{2} = \frac{3}{2}\kappa T$$

расте. Те се *издигат* все по-високо в потенциалните ями, прескачанията стават по-чести, времето на релаксация τ_0 намалява. Заедно с него намалява и вискозитетът на течността, тя става по-лекоподвижна.

При отсъствие на външна сила отделните молекули се преместват в най-различни посоки, но течността, взета като цяло, остава в покой. При наличие на външна сила и при условие, че времето Δt, през което тя действува, е много по-голямо от τ_0, средният брой на преместванията по посока на силата става по-голям от преместванията в обратна посока и течността започва да тече. Но ако силата е краткотрайна или променлива и ако периодът ѝ $T \ll \tau_0$, не възниква никакво течение. По отношение на такава бързо променяща се сила течността се държи като твърдо тяло.

Понятията твърдо и течно са следователно относителни. В зависимост от характера на силите едно и също вещество може да проявява свойства ту на твърдо тяло, ту на течност. Добре познати примери за подобно държане дават асфалтът и бялата халва. При обикновена температура под влиянието на продължително действуващи сили те текат, а при рязък удар се чупят на дребни късчета с неправилен лом. Показателен е в това отношение и следният опит. Под асфалтова плочка, дебела няколко сантиметъра, се поставят коркови тапи, а отгоре върху нея — оловни топчета. След няколко месеца или години в зависимост от температурата на помещението корковите тапи се оказват отгоре, те са изплавали на повърхността на асфалта, а оловните топчета — на дъното.

§ 129. Междумолекулни сили. Повърхностно налягане. Повърхностно напрежение

Незначителното противодействие, което оказват течностите при разбиването им на отделни капчици, създава впечатлението, че междумолекулните сили при тях са съвсем малки. В действителност това не е така. Лесното разкъсване на течностите, когато се подлагат на опън, се дължи на разтворения в тях въздух. В областта на опъването налягането намалява и част от въздуха се отделя под форма на малки мехурчета. Щом налягането спадне до налягането на насищащите пари, мехурчетата започват бързо да нарастват и разделят течния стълб на две.

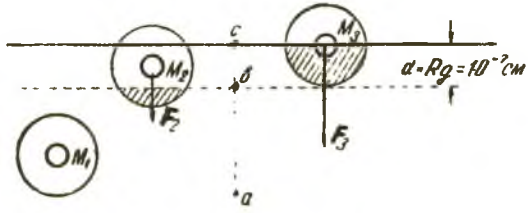
Опити с добре обезгазени течности показват, че те притежават значителна якост на разкъсване, която се доближава до якостта на някои метали, като олово, калай и др. Като се вземе пред вид, че междумолекулните разстояния в течностите са близки до тези в твърдите тяла, този резултат се явява естествен.

Наличието на сравнително големи междумолекулни сили при течностите е причина за редица явления, които се наблюдават на граничната повърхност течност — газ, течност — твърдо тяло или течност — течност и носят общото име *повърхностни явления*. Една от величините, която характеризира тези явления, е *повърхностното напрежение*, което ще се разгледа тук.

Нека се отдели мислено на повърхността на течността пласт с дебелина, равна на радиуса на действие на молекулите R_g, който е около

10^{-7} *см*, и да се разгледат силите, които действуват върху три молекули M_1, M_2 и M_3 (фиг. 153). Първата от тях се намира на дълбочина $d > R_g$, втората — на дълбочина $d < R_g$, а третата — на самата повърхност.

Около центъра на всяка от трите молекули нека се опише сфера с радиус R_g — *сфера на действие*. Сферата на действие на първата молекула лежи изцяло в течността и обгръща стотици други молекули*. Всяка от тях привлича M_1 с някаква сила f_i, насочена по съответния радиус навън. Поради хаотичното и непрекъснато изменящо се разпределение на молекулите вътре в сферата на действие средната стойност на равнодействуващата $\mathbf{F}_1 = \Sigma \mathbf{f}_i$ за време $\Delta t \gg \tau_0$ ще бъде нула.



Фиг. 153. Повърхностен пласт и повърхностни сили

За молекулата M_2 и особено за M_3, чиито сфери на действие отчасти излизат над повърхността на течността, такова уравновесяване не може да настъпи. Резултантните $\mathbf{F}_2$ и $\mathbf{F}_3$, които действуват върху тях, са насочени перпендикулярно на граничната повърхност. Големините на $\mathbf{F}_2$ и $\mathbf{F}_3$ зависят от положението на съответните молекули, а също и от вида и плътността на течността и на средата, с която граничи тя.

Върху всяка молекула, която се намира в повърхностния пласт с дебелина $d \doteq R_g$ 10^{-7} *см*, действува следователно някаква сила, насочена навътре към течността. Съвкупността от всички тези сили създава така нареченото *молекулно* или *кохезионно налягане*. То не може да бъде измерено пряко, тъй като не действува върху потопените в течността тела, но може да се пресметне въз основа на уравнението на Ван дер Ваалс, което важи в първо приближение и за течностите.

Молекулното налягане зависи от вида на течността и от температурата и е обикновено много високо, хиляди и даже десетки хиляди *атм* (за водата при 0° С то е 17 000 *атм*). На това се дължи малката свиваемост на течностите.

Нека една молекула от вътрешността на течността се изтегли мислено до свободната повърхност, като се следва например линията *abc* (фиг. 153). При безкрайно бавно движение от точка *a* до точка *b* няма да се извърши никаква работа (работите, извършени в отделните микроучастъци от този път, имат различни знаци и се компенсират), средната потенциална енергия на молекулата вътре в течността ще бъде навсякъде еднаква. От *b* до *c*, когато се пресича повърхностният пласт, напротив, се преодоляват молекулните повърхностни сили и се извършва положителна работа. Същата работа биха извършили тези сили,

* В сфера с радиус 10^{-7} *см* се съдържат средно 140 водни молекули, но само 0,11 въздушни.

когато молекулата се връща назад. Молекулите от повърхностния пласт притежават следователно по-голяма потенциална енергия от тези във вътрешността на течността. Тази допълнителна енергия на молекулите от повърхностния пласт се нарича *повърхностна енергия*.

Повърхностната енергия е пропорционална на площта σ на повърхностния пласт:

$$E = \alpha \sigma. \tag{1}$$

Отношението

$$\alpha = \frac{E}{\sigma}, \tag{2}$$

което показва каква енергия се пада на единица площ от повърхностния пласт, се нарича *специфична повърхностна енергия* или *повърхностно напрежение* на течността. Повърхностното напрежение зависи от естеството и плътността както на течността, така и на средата, с която тя граничи. Когато се повишава температурата, то намалява и при критичната температура става нула.

При всяко изотермично изменение на големината на повърхностния пласт с $d\sigma$ силите, които предизвикват това изменение, извършват работа, която увеличава повърхностната енергия:

$$dA = dE = \alpha\, d\sigma, \tag{3}$$

откъдето се получава

$$\alpha = \frac{dA}{d\sigma}, \tag{4}$$

т. е. *повърхностното напрежение е равно на работата, която трябва да се извърши, за да се увеличи изотермично свободната повърхност на течността с единица.*

Като отношение на работа към повърхнина повърхностното напрежение има измерение (MT^{-2}) и се изразява обикновено в единиците *ерг см*$^{-2}$. Стойностите на повърхностното напрежение за някои течности са поместени в табл. 7.

Таблица 7

Повърхностно напрежение на някои течности

Течност	Гранична среда	Температура в °C	α в *дн см*
Вода	Въздух	20	72,7
		100	58,8
Вода	Етилов етер	20	12,2
Живак	Въздух	20	465
Етилов спирт	Спиртни пари	20	22,7
Глицерин	Въздух	20	63,4

§ 130. Равновесни форми на течността. Свойства на повърхностния пласт

За да бъде течността в устойчиво равновесие, потенциалната ѝ енергия трябва да бъде минимум. Потенциалната енергия на течност, върху която не действуват други сили освен междумолекулните сили и теглото, се състои от три части:

1. *Гравитационна потенциална енергия* $E_{p_0} + mgh$, където h означава височината, на която се намира центърът на тежестта, мерена от определено ниво, например от дъното на съда.

2. *Вътрешна потенциална енергия*, която зависи само от обема V на течността.

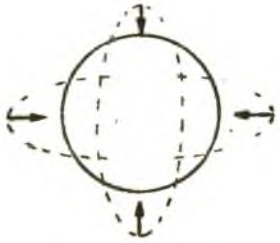
3. *Повърхностна енергия* — $\alpha\sigma$.

При определена температура обемът V и повърхностното напрежение α са постоянни величини, потенциалната енергия зависи само от h и σ.

Тук ще се разгледат следните случаи:

1. $mgh \ll \alpha\sigma$. Потенциалната енергия зависи само от σ и е минимум, когато течността приеме такава форма, че при даден обем (V=пост.) да има най-малка повърхност. На това условие отговаря, както е известно, сферата. При малко тегло повърхностният пласт свива следователно течността и ѝ придава формата на сфера. Такава форма имат капките, които плават във въздуха или стоят върху повърхност, която не мокрят (например живак върху стъкло).

Ако капката се деформира и се остави свободна, тя започва да трепти (фиг. 154). Подобни трептения извършват водните капки, след



Фиг. 154. Пулсиране на свободно падаща капка



Фиг. 155. В безтегловно състояние течността приема формата на сфера

като се откъснат от съда, от който изтичат. По периода на трептенията, който зависи от m и α, може да се определи повърхностното напрежение (динамичен метод).

За $g=0$ условието $mgh \ll \alpha\sigma$ е в сила за всяка стойност на m. В безтегловно пространство течността приема формата на сфера неза-

висимо от това, какво е нейното количество. В такова състояние се намират течностите в изкуствените спътници и в космичните ракети.

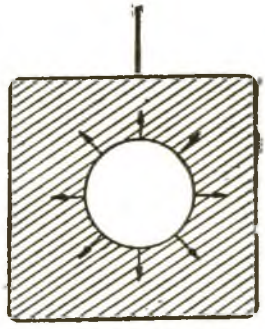
Подобно *безтегловно състояние* се създава и при известния опит на Ж. А. Ф. Плато — растително масло, поставено в смес от спирт и вода с подходяща концентрация, образува големи сферични капки (фиг. 155).



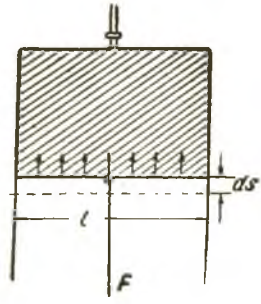
Фиг. 156. Форми на различно големи капки живак

2. Когато масата се увеличава постепенно, mgh расте, капката се сплесква все по-силно, но така, че сборът $mgh+\alpha\sigma$ остава винаги минимум (фиг. 156). Най-после, когато mgh стане много по-голямо от $\alpha\sigma$, теглото надделява, течността се разлива и запълва най-ниските части на съда.

Разгледаните случаи показват, че повърхностният пласт действува подобно на еластична ципа, която стяга течността от всички страни и намалява нейната повърхност. Свойството на повърхностния пласт да се съкращава проличава особено ясно при следния опит. Върху сапунена ципа, получена на рамка от тел, се пуска бримка от тънък конец. След това ципата вътре в бримката се пробива. Външният пласт се съкращава и опъва конеца по всички посоки, поради което последният приема формата на окръжност (фиг. 157).



Фиг. 157. Повърхностният пласт създава опъване по всички посоки



Фиг. 158. Увеличаване на повърхностната енергия при изотермично разтягане на повърхностния пласт

За да се намери зависимостта между силата на опъването и повърхностното напрежение, едната страна на рамката се прави подвижна (фиг. 158). Премества се безкрайно бавно подвижната страна на разстояние ds, при което се извършва работа

$$dA=F\,ds.$$

Площта на двата повърхностни пласта — предния и задния, се увеличава с $d\sigma=2l\,ds$, а повърхностната енергия на ципата с $dE=a\,d\sigma=2\alpha l\,ds$.

При изотермичен процес $dA = dE$ и следователно

$$\alpha = \frac{F}{2l} \qquad (1)$$

Тук $2l$ е общата дължина, по която действуват двата повърхностни пласта, $\alpha = \frac{F}{2l}$ — силата, която се пада на единица дължина.

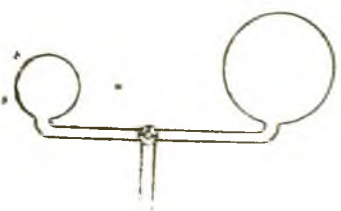
Следователно повърхностното напрежение е равно на силата на опъване, която създава повърхностния пласт на единица дължина.

Съгласно това определение повърхностното напрежение може да се изразява вместо в *ерг см*$^{-2}$ в *дн см*$^{-1}$. Между двата начина на изразяване няма никакво противоречие. Наистина, като се умножат числителят и знаменателят на отношението *дн см*$^{-1}$ по *см*, се получава

$$дина\ см\ см^{-2} = ерг\ см^{-2}$$

§ 131. Повърхностно налягане. Формула на Лаплас

Ако повърхността на течността не е плоска, повърхностният пласт стремейки се да се съкрати, създава налягане, което се нарича *повърхностно*. То е насочено винаги към центъра на кривината на повърхностния пласт, който го създава. Повърхностното налягане зависи от радиуса на кривината на повърхността. Това може да се покаже с две сапунени балончета, издути на краищата на една стъклена тръба (фиг. 159). Когато се отвори междинният кран, малкото балонче се свива (по-високо налягане) и раздува голямото.



Фиг. 159. Повърхностно налягане

За да се пресметне повърхностното налягане, излиза се от следните съображения. Налягането вътре в балончето се създава от двата повърхностни пласта, вътрешния и външния, които имат еднакви радиуси. Ако се означи с p налягането, което създава всеки от тях, общото налягане в балончето е с $2p$ по-голямо от външното.

Раздува се безкрайно бавно балончето и радиусът му се увеличава с dR. Площта на двата повърхностни пласта, която е $\sigma = 8\pi R^2$, нараства с $d\sigma = 16\pi R\,dR$, повърхностната енергия се увеличава с $dE = \alpha\, d\sigma = 16\pi\alpha R\,dR$.

Когато балончето се раздува, преодолява се налягането $2p$ и се извършва работа

$$dA = 2p\,4\pi R^2\,dR = 8\pi p R^2\,dR.$$

При изометрично разширение изменението на повърхностната енергия е равно на извършената работа: $dE = dA$ и следователно

$$p = \frac{2\alpha}{R} \qquad (1)$$

— формула на П. С. Лаплас.

В общия случай при несферични повърхнини формулата на Лаплас има вида

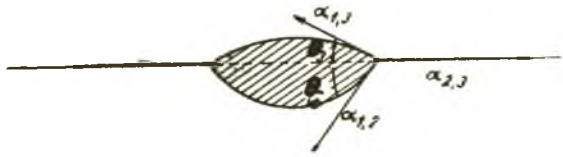
$$p = \alpha\left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2}\right), \qquad (2)$$

където R_1 и R_2 са двата главни радиуса на кривината за разглежданата точка от повърхнината. За радиуси, по-големи от 1 *см*, повърхностното налягане е незначително, няколко десетки или стотици *дн см*$^{-2}$, и няма почти никакво значение. При твърде малки радиуси, напротив, то може да надмине многократно атмосферното налягане и да измени хода на много явления. Като пример може да се вземе водата. При 0° С повърхностното напрежение на водата е около 75 *дн см*$^{-2}$ и следователно $p = \frac{150}{R}$ *дн см*$^{-2}$.

За $R = 1$ *см* $p = 150$ *дн см*$^{-2}$ $\doteq 0{,}1$ *тор*; за $R = 10^{-5}$ *см* (субмикроскопични капчици мъгла или газови мехурчета във вода) $p = 150 \cdot 10^5$ *дн см*$^{-2}$ или около 15 *атм*.

§ 132. Равновесие на капка върху повърхността на течност

Нека върху повърхността на някаква течност, например вода, да плава капка от друга течност (фиг. 160). Върху всяка единица дължина от граничната линия на капката действуват три сили на повърхностно



Фиг. 160. Равновесие на капка върху повърхността на течност

напрежение: *повърхностното напрежение капка — течност* ($\alpha_{1,2}$), *повърхностното напрежение капка — въздух* ($\alpha_{1,3}$) *и повърхностното напрежение течност — въздух* ($\alpha_{2,3}$). Силите $\alpha_{1,2}$ и $\alpha_{1,3}$ действуват навътре и свиват капката, силата $\alpha_{2,3}$ действува по повърхността на течността навън и я разтяга. При разтягане ъглите θ_2 и θ_3 намаляват, равнодействуващата на силите $\alpha_{1,2}$ и $\alpha_{1,3}$ расте и се доближава по големината до $\alpha_{2,3}$. При

$$\alpha_{1,2}\cos\theta_2 + \alpha_{1,3}\cos\theta_3 = \alpha_{2,3}$$

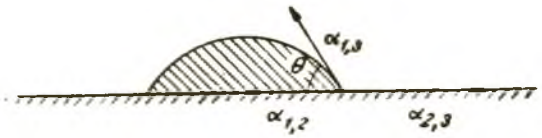
геометричният сбор на трите сили става нула и те се уравновесяват. Ако капката се разтегне малко повече и след това се остави свободна, тя започва да пулсира, но поради значителното вътрешно триене трептенията спират бързо.

Ако повърхностното напрежение $\alpha_{2,3}$ е толкова голямо спрямо другите две, че $\alpha_{2,3} \geqq \alpha_{1,2} + \alpha_{1,3}$, равновесие не може да настъпи. Капката

продължава да се разлива, докато покрие равномерно цялата повърхност, или ако е малка, докато се превърне в *мономолекулен пласт* — пласт от един ред молекули, който покрива част от свободната повърхност на течността. Ако се определи предварително въз основа на теглото и плътността обемът V на капката и се измери площта σ, която покрива мономолекулния пласт, може да се пресметне дебелината d на последния, т. е. диаметърът на молекулите, които го образуват.

§ 133. Равновесие на капка върху повърхността на твърдо тяло

Изложеното в § 129 относно причините за възникването на повърхностното напрежение при течностите е в сила и за твърдите вещества. Те също притежават повърхностно напрежение, но поради постоянството



Фиг. 161. Равновесие на капка върху повърхността на твърдо тяло, което се мокри

на формата им то не може да бъде наблюдавано и измерено пряко. Косвени методи показват, че повърхностното напрежение при твърдите вещества е от порядък на хиляди *дн см*$^{-1}$.

Нека се разгледат свойствата на капка течност, поставена върху хоризонталната повърхност на някое твърдо тяло, например капка вода или живак върху чиста стъклена плочка (фиг. 161, 162). Върху всяка



Фиг. 162. Равновесие на капка върху повърхността на твърдо тяло, което не се мокри

единица дължина от граничната линия на капката действуват и в случая три сили, равни на трите повърхностни напрежения: *повърхностното напрежение течност — твърдо вещество* ($\alpha_{1,2}$), *повърхностното напрежение течност — въздух* ($\alpha_{1,3}$) и *повърхностното напрежение твърдо вещество — въздух* ($\alpha_{2,3}$). Силите $\alpha_{1,2}$ и $\alpha_{2,3}$ действуват в равнината на плочката, силата $\alpha_{1,3}$ е допирателна към повърхността на капката и сключва с тази равнина ъгъл Θ, който се нарича *граничен ъгъл*. Той е характерен за двойката твърдо вещество и течност и играе важна роля при техните взаимодействия.

Силите $\alpha_{1,2}$ и $\alpha_{1,3}$ свиват капката, а силата $\alpha_{2,3}$ я разтяга. Равновесие настъпва при онзи ъгъл Θ, за който

$$\alpha_{1,2} + \alpha_{1,3}\cos\Theta = \alpha_{2,3} \qquad (1)$$

Ако $\alpha_{2,3}$ е по-голямо от $\alpha_{1,2}$, ъгълът Θ е остър — течността се разлива донякъде върху тялото и го мокри (фиг. 161), ако е по-малко — ъгълът Θ е тъп, не го мокри (фиг. 162). При $\alpha_{2,3}=\alpha_{1,2}$ граничният ъгъл е 90° — течността се държи неутрално по отношение на тялото.

При мокрене силите на сцепление между молекулите на твърдото вещество и на течността са по-големи от тези между молекулите на самата течност, при немокрене — обратно. *Абсолютно* или *пълно мокрене* се получава при $\Theta=0^\circ$ — капката се разлива и образува върху тялото равномерен тънък пласт, *абсолютно немокрене* (хидрофобия) при $\Theta=180^\circ$.

Съгласно (1) условието за пълно мокрене се определя от неравенството

$$\alpha_{2,3} \geqq \alpha_{1,2} + \alpha_{1,3} \tag{2}$$

условието за пълно немокрене — от неравенството

$$\alpha_{1,2} \geqq \alpha_{1,3} + \alpha_{2,3}. \tag{3}$$

Почти пълно мокрене има между чисто стъкло или порцелан, от една страна, и вода, спирт, бензол и много други течности, от друга. Почти пълно немокрене има между живак и стъкло, живак и порцелан, вода и парафин, вода и мазнини и др.

Когато се извади чисто стъкло или порцелан от вода, те се оказват покрити със съвършено тънък течен пласт (филм), който е толкова равномерен, че не се забелязва — телата изглеждат сухи. Ако стъклото или порцеланът са замърсени (например недобре измити чинии), водата се събира на отделни капки. Точките, в които се задържат тези капки, са чисти места, където пластът мазнини, който покрива чиниите, е пробит и молекулите на водата проникват до молекулите на твърдото вещество.

§ 134. Капилярни явления

При потапяне на тясна тръбичка в различни течности се наблюдават следните явления:

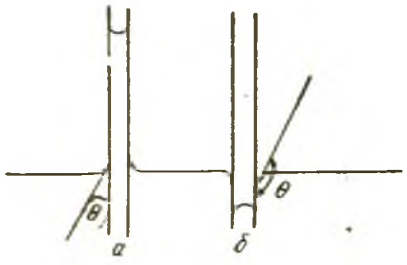
1. Течността мокри тръбата. В такъв случай граничният ъгъл е остър, течността се покачва по стените на тръбата — *капилярно покачване*, и образува вдлъбната повърхнина — *вдлъбнат мениск* (фиг. 163 *а*).

2. Течността не мокри тръбата. Граничният ъгъл е тъп, нивото на течността се понижава — *капилярно понижение*, и образува *изпъкнал мениск* (фиг. 163 *б*).

Тръбите, в които се наблюдават подобни явления, се наричат *капилярни тръби* или *капиляри* (от латинската дума cappillus — косъм), а самите явления — *капилярни явления*.

Височината на покачването или понижението се определя от условието за равновесие на течности, което изисква във всички точки на

една хоризонтална равнина, която минава през течността, налягането да бъде едно и също. Когато се пресмята налягането вътре в тръбата, трябва да се вземе пред вид, че вдлъбнатият мениск създава отрицателно повърхностно налягане, насочено към центъра на кривината на мениска и равно според формулата на Лаплас на $\frac{2\alpha}{R}$, а изпъкналият — положително. Като равнина, спрямо която се пресмятат наляганията, е най-удобно да се избере нивото на течността в широкия съд (фиг. 164). Нека p_1 и p_2 са наляганията на това ниво вън от капилярата и вътре в нея, а b е атмосферното налягане. Тогава



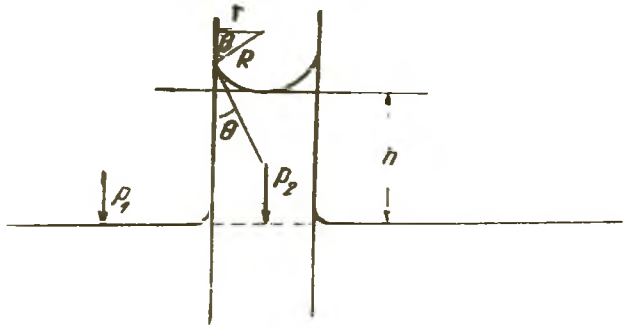
Фиг. 163. Ниво на течност в тесни тръбици

а — капилярно покачване, *б* — капилярно понижение

$$p_1 = b;\ p_2 = b + h\rho g - \frac{2\alpha}{R}$$

Но $p_1 = p_2$ и следователно

$$h = \frac{2\alpha}{R\rho g}, \tag{1}$$



Фиг. 164

където R е радиусът на кривината на мениска. Както се вижда от фигурата, той е свързан с радиуса r на капилярката със зависимостта

$$R = \frac{r}{\cos\Theta}.$$

Като се замести тази стойност в израза за h, се получава

$$h = \frac{2\alpha\cos\Theta}{r\rho g}. \tag{2}$$

За вода — стъкло $\alpha = 75$ *дн см*$^{-1}$, $\cos\Theta = 1$, $\rho = 1$ *г см*$^{-3}$ и следователно

$$h = \frac{150}{1000 \cdot r} = \frac{0{,}15}{r}\ \textit{см}.$$

При радиус на тръбата 1 *см* покачването е незначително, само 1,5 *мм*, при радиус 0,001 *мм* — 15 *м*. В система от фини капилярки покачването на водата и другите течности може да достигне следователно до няколко десетки метра. Това има без съмнение голямо значение за изкачването на соковете в растенията.

По височината на покачването, като се знаят радиусът на капилярката и граничният ъгъл Θ, може да се определи α. Това е един от най-удобните, но не особено точни методи за определяне на повърхностното напрежение. Точността му се намалява поради невъзможността да се измерва достатъчно прецизно ъгълът Θ.

§ 135. Преместване на стълбче течност в капилярна тръба

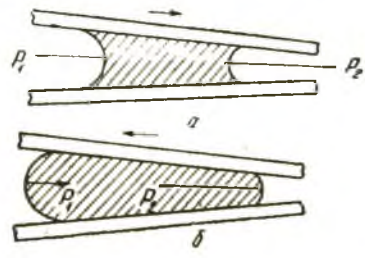
Нека се разгледат силите, които действуват върху стълбче течност, което се намира в конична капилярна тръбичка, разположена хоризонтално. Ако течността мокри капилярката, стълбчето ще бъде ограничено от двете страни с вдлъбнати сферични повърхности с радиуси r_1 и r_2, ако не я мокри — с изпъкнали (фиг. 165 *а*, *б*). В първия случай повърхностните налягания

$$p_1=\frac{2\alpha}{r_1} \quad \text{и} \quad p_2=\frac{2\alpha}{r_2}$$

са насочени навън и понеже

$$p_2>p_1,$$

те преместват стълбчето от по-широката част на капилярката към по-тясната; във втория са насочени навътре и преместват стълбчето в обратна посока.



Фиг. 165. Преместване на стълбче течност в конична капилярна тръба
а — когато течността мокри капилярката, *б* — когато не я мокри

Подобни капилярки се намират във всички порести тела: гъби, попивателна хартия, кърпи за лице, в почвата и т. н. На тях се дължи свойството на тези тела да всмукват мокрещите течности.

Разглежданото явление има особено значение за задържане на влагата в почвата. При правилна обработка горният почвен пласт с дебелина 8—10 *см* се разбива на отделни малки буци с размери около 1 *см*, между които се образуват множество шупли, а долният запазва капилярната си структура. По време на дъжд тези шупли се напълват с вода, която се всмуква след това от капилярите и се задържа в тях. Капилярните сили не позволяват на водата да се изкачва по време на засушаване до повърхността и да се изпарява. Поради своята малка топлопроводимост горният рохкав пласт предпазва освен това долните пластове, в които се намират корените на растенията, от силно нагряване и напукване, което съдействува също да се запазва влагата.

Когато трябва да се повиши попивната способност на някое тяло, то трябва да се подложи на такава обработка, чрез която да се увеличат

броят и общият обем на порите и да се изчисти повърхността му от вещества, които пречат на мокренето, като следи от мазнини, парафин и др. Добре познат пример за това са хавлиите и кърпите за ръце. Многократно праните и леко разнищени кърпи попиват по-добре от новите*.

§ 136. Влияние на температурната разлика

Нека сега се предположи, че капилярката, в която се намира стълбчето течност, е цилиндрична, но температурите t_1 и t_2 на двата края на последното са различни. При по-високата температура повърхностното напрежение, а следователно и повърхностното налягане е по-малко. Затова стълбчето се премества — при мокрещите течности от топлия край на капилярката към студения, а при немокрещите — обратно.

Това явление е благоприятно за задържане на влагата в почвата, но не е благоприятно при сушене на тухли, сено, храни, дрехи и др. На него и на кондензацията на образуваните пари се дължат шипенето на горящи влажни дърва, силното овлажняване на почвата под откосите сено и т. н. То може да бъде използувано за чистене на дрехи от парафин и мазнини.

§ 137. Движение на отделни стълбчета течност през капилярни тръби

Нека се продухва стълбче мокреща течност през капилярна тръба. Скоростта на течението намалява от оста към стените на капилярката. Поради това радиусът на кривината на предната повърхнина на стълбчето нараства и може да промени своя знак, на задната — намалява (фиг. 166). В резултат на това двете повърхностни налягания също се променят, получава се равнодействуваща, насочена назад, която пречи на движението. Ако течността в капилярката се разпадне на множество стълбчета, отделени едно от друго с газови мехурчета, съпротивлението може да нарасне толкова много, че да спре напълно течението.



Фиг. 166. Възникване на капилярно съпротивление

Подобно задръстване се получава лесно в тръби, по които протичат течности, наситени с въздух. При рязко намаляване на налягането, под което се намира течността, част от разтворения в нея газ се отделя под формата на мехурчета и движението спира.

* При новите кърпи капилярките са запълнени отчасти с апретурни вещества, а повърхността на нишките е замърсена от адсорбираните по тях масла от тъкачните станове.

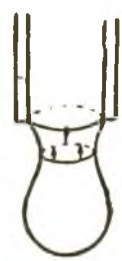
§ 138. Образуване на капки

Когато някоя течност изтича бавно от тясна тръба, тя пада на отделни капки. Капката нараства постепенно и се откъсва в момента, когато теглото ѝ се изравни с повърхностната сила, която действува по обиколката на нейната шийка (фиг. 167). Нека r означава радиуса на шийката в момента на откъсването, α — повърхностното напрежение, а m — масата на капката. Тогава

$$mg = 2\pi r \alpha,$$

или

$$\alpha = \frac{mg}{2\pi r}.$$



Фиг. 167. Образуване на капки

Оттук, като се измерят m и r, може да се определи α. Този метод за определяне на повърхностното напрежение е удобен и се използува често. Радиусът може да бъде измерен или с окулярен микрометър, или като се проектира шийката върху милиметрова скала, а масата се определя, като се претеглят познат брой капки.

Разкъсването на течността на отделни малки капки увеличава нейната повърхност и е свързано поради това с разход на енергия. Течността се разкъсва толкова по-лесно, колкото по-малко е повърхностното ѝ напрежение. Това има съществено значение при разпрашване на горивото от дюзите на дизеловите двигатели, при получаване на емулсии и др.

§ 139. Повърхностно активни вещества

Повърхностното напрежение зависи много силно от чистотата на вещество. Незначителни количества примеси или леки замърсявания обикновено могат да го понижат неколкократно. Това е характерно и за всички други явления, които протичат на самата повърхност на телата, като триене, мокрене и немокрене, адсорбция, външен фотоелектричен ефект и др.

Влиянието на разтворените вещества върху повърхностното напрежение може да се покаже чрез следните опити:

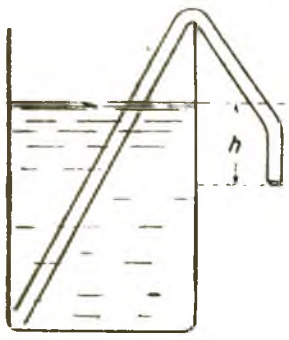
1. Чиста вода изтича от чаша или стъкло по сифон с радиус r (фиг. 168). Водата спира да тече, когато разликата h между нивото на течността в съда и височината, на която се намира отворът на сифона, стане такава, че хидростатичното налягане mgh се уравновесява от повърхностното налягане $p = \frac{2\alpha}{r}$, т. е. при

$$h = \frac{2\alpha}{mgr}$$

След като падне последната капка вода, поднася се под отвора на сифона чаша, в която има етерни пари. Тогава водата почва отново да тече и спира при друга по-малка стойност на h. Причина: в капката вода, която се показва от сифона, се разтварят етерни

пари, които понижават повърхностното й напрежение. Същото се наблюдава и когато отворът на сифона се намаже със сапунена вода или със спирт.

2. В средата на съд с вода, по чиято повърхност плават прашинки, се пуска капка сапунена вода, спирт или сок от млечка. Прашинките се разпръскват бързо към края на съда и след това се връщат бавно назад. Причина: капката понижава повърхностното напрежение на водата, поради което повърхностният пласт се разтяга и увлича прашинките. Подобно движение навън се забелязва и като се посипва червен или черен пипер в супа. Обратно, когато се внася захар или сол, движението става навътре, към мястото на пускането им. Това показва, че захарта, готварската сол, както и редица други соли повишават повърхнос ното напрежение на водата.



Фиг. 168. Влияние на повърхностното напрежение върху изтичането на течността

Веществата, които понижават повърхностното напрежение, се наричат *повърхностно активни вещества*, а които го повишават — *повърхностно пасивни (неактивни) вещества*. За водата повърхностно активни са мастните киселини, сапунът, етерът, спиртът, сокът от млечка и от много други растения, а повърхностно пасивни — захарта, готварската сол, както и повечето неорганични соли.

§ 140. Разпределение на повърхностно активните вещества. Адсорбция

Като променят α, разтворените вещества изменят и повърхностната енергия на течността $E=\alpha\sigma$. Изменението на α и на E зависи от разпределението на молекулите на разтвореното вещество и от тяхната концентрация в повърхностния пласт. Съгласно § 129, ако течността не е подложена на външни въздействия и ако не съществуваше дифузията, която има винаги такава посока, че намалява разликите в концентрацията, равновесие би настъпило при онова разпределение, при което повърхностната енергия E, а следователно и повърхностното напрежение α са най-малки. Това значи, че молекулите на веществата, които понижават повърхностното напрежение, ще се натрупват предимно върху повърхността, а на онези, които го повишават — предимно във вътрешните пластове на разтвора. Подобно разпределение се наблюдава действително, и то не само при обикновените разтвори, но както показа А. П. Кудюмов, и при редица сплави.

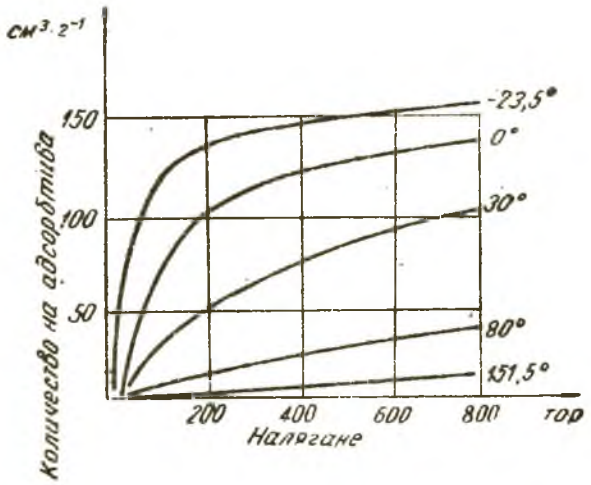
Повишаването на концентрацията на едно вещество на повърхността на друго се нарича *адсорбция*. Веществото, което се адсорбира, се нарича *адсорбтив*, а веществото, върху чиято повърхност се извършва адсорбцията — *адсорбент*. Обратният процес на адсорбцията — отделянето на адсорбираните молекули от повърхността на адсорбента, се нарича *десорбция*.

Адсорбцията е широко разпространено явление. Тя се наблюдава на всички разделни повърхности и особено на повърхностите на твърдите вещества, чието повърхностно напрежение е много по-голямо от това на

течностите. Твърдите тела са покрити винаги с тънък пласт адсорбирани газове или пари, които се отделят извънредно трудно и оказват съществено влияние върху техните свойства.

За откъсване на адсорбираните молекули от повърхността на адсорбента (десорбция) трябва да се извърши определена работа, която увеличава тяхната потенциална енергия. Поради това десорбцията подобно на изпарението е свързана винаги с поглъщане на топлина, а адсорбцията — с отделяне. Поглъщането на топлина при десорбцията се използува в техниката за получаване на ниски температури — *метод на Симон.*

При еднакви други условия количеството адсорбирано вещество е пропорционално на големината на адсорбиращата повърхност. Поради това особено активни адсорбенти са телата с микропореста или силно дисперсна структура. Такива са обработените с водна пара дървени или костени въглища (активирани въглища), силикагелът, глиноземът, каолинът, разпрашените и колоидните метали* и др.



Фиг. 169. Адсорбционни изотерми за амоняк и въглен. По абсцисната ос е нанесено парциалното налягане на амоняка, по ординатната — количеството адсорбиран амоняк в *куб. см* на един *г* въглен

Освен от повърхността количеството адсорбирано вещество зависи също от вида на адсорбтива и адсорбента, от температурата и концентрацията, а при адсорбция на газове — от налягането. На фиг. 169 са представени няколко адсорбционни изотерми за системата амоняк — въглен, всяка от които показва зависимостта между обема на амоняка, адсорбиран от 1 *г* въглен при някоя постоянна температура, и налягането. Обемът на амоняка е редуциран към 0° С и 760 *тор.*

Адсорбцията намира многобройни и разнообразни приложения: във високовакуумната техника — за поглъщане на остатъчните газове в евакуираното пространство, в промишлеността — за обезцветяване на различни разтвори (захарен сироп, гликоза и др.), за почистване и изсушаване на газове и др., във фармацията и медицината, в противогазовите маски (Н. Д. Зелински) и т. н. На адсорбцията се основава хроматографията — един от модерните методи на химичния анализ. Тя играе

Общата повърхност на един *г* активиран въглен може да достигне до 900 $м^2$, на 1 *г* силикагел (гел на силициевата киселина) — до 400 $м^2$ и пр.

важна роля и при редица каталитични процеси. На нея се дължи също пречистването на водата от разтворени вещества, когато преминава през земните пластове.

XIX. МОЛЕКУЛЕН СТРОЕЖ НА ТЕЛАТА В ТВЪРДО СЪСТОЯНИЕ

§ 141. Кристални и аморфни тела

Твърдите тела биват два вида: *кристални и аморфни* (стъкловидни), те се отличават един от друг по своя молекулен строеж. Кристалните вещества са много по-широко разпространени в природата. Те са устойчивата форма на съществуване в твърдо състояние.

Характерни външни белези на кристалните тела са съществуването на рязко изразена температура на топене, а в някои случаи и правилна външна форма.

Аморфните тела имат винаги неправилен лом, докато кристалните се цепят по определени системи равнини. При каменната сол и редица други кристали равнините на цепене сключват помежду си прави ъгли. Поради това от такива кристали се отцепват лесно късчета, които имат формата на куб или правоъгълен паралелепипед. При калцита ($CaCO_3$) ъглите са други и вместо кубчета се получават ромбоедри.

Очевидно е, че кубчетата на каменната сол и ромбоедрите на калцита може да се раздробят на по-малки кубчета или ромбоедри, последните на още по-малки и т. н. Така се стигнало до мисълта (Т. О. Бергман, 1773 г.) за съществуването на *елементарни кристални клетки* — най-малките, еднакви по форма и размери образувания, които се подреждат правилно и плътно и образуват целия кристал. При каменната сол елементарната кристална клетка има очевидно формата на кубче, при калцита — на ромбоедър и т. н., въобще формата на някакъв паралелепипед.

Бергман е приписвал такава форма на самите „молекули“ на кристала. О. Браве (1848 г.) предположил, че молекулите са разположени във върховете на елементарните кристални клетки, като образуват система от правилно подредени материални точки, наречена *кристална решетка*.

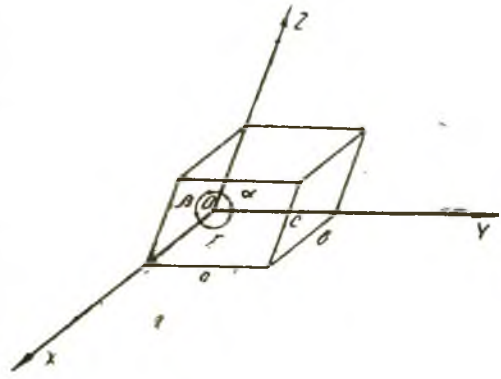
По-нататъшното развитие на кристалографията се основава главно на трудовете на бележития руски учен Е. С. Федоров, автор на повече от 480 научни работи. Федоров и малко по-късно Шьонфлис разработиха математичната теория на симетрията на кристалите и показаха, че могат да съществуват 230 различни *пространствени групи (форми)*, които се обединяват по своята симетрия в 32 *класа*, а последните — в 7 *кристални системи*.

Учението на Федоров намери блестящо опитно потвърждение в об-

ширните изследвания на английските физици, баща и син В. Х. Браг и В. Л. Браг. Като използуваха дифракцията на рентгеновите лъчи, открита от немския физик М. Ф. Т. Лауе (1912 г.), те успяха да разшифроват структурата на редица кристали и да определят не само системата на подреждане на техните градивни частици, но и разстоянията, на които се намират те една от друга (рентгено-структурен анализ).

През последните години се използува за същата цел все по-често и дифракцията на електроните — *електронографията*, и на неутроните — *неутронографията*, които позволяват да се изследват микрокристали с размери до 0,1 *мкм* и да се определя положението на леките атоми в решетката, нещо, което се удава много мъчно при работа с рентгенови лъчи*.

Рентгеноструктурните и електрографските изследвания показаха, че редица вещества, включително въглеводът, хемоглобинът и някои вируси, които се смятаха по-рано за аморфни, имат кристален строеж. Като неизменно ръководно начало при тълкуване на резултатите от тези често твърде трудни изследвания служи теорията на Федоров за пространствените групи.



Фиг. 170

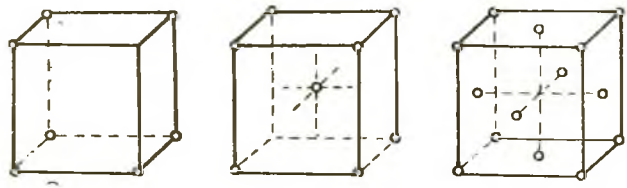
Получаването на различните типове кристални решетки може да се представи по следния начин. През точка O се прокарват осите X, Y и Z, които образуват помежду си ъглите α, β и γ (фиг. 170). По оста X, като се започне от началото, се нанасят редица точки, които отстоят една от друга на разстояние a, по оста Y — на разстояние b, по оста Z — на разстояние c. През тези точки се прекарват равнини, успоредни съответно на равнините YZ, XZ и XY. Те разделят пространството на отделни паралелепипеди — *елементарни кристални клетки.* Във върховете на тези паралелепипеди, а също и в определени точки вътре в тях, например в центровете им, са разположени градивните частици на кристалите, които образуват кристалната решетка. Точките, в които са разположени частиците, се наричат *възли на решетката.*

В зависимост от съотношението между разстоянията a, b и c и между ъглите α, β и γ се различават седем кристалографски системи. Тук ще се разгледат само две от тях: *кубичната* ($a=b=c$, $\alpha=\beta=\gamma=90°$) и

* Разсейването на рентгеновите лъчи се дължи на електроните и е пропорционално на техния брой. Леките атоми, които съдържат малко електрони, разсейват поради това слабо и тяхното присъствие не се проявява достатъчно ясно.

хексагоналната ($a = b \neq c$; $\alpha = \beta = 90°$; $\gamma = 120°$), в които кристализират почти всички метали и голям брой соли.

Кубичната система се подразделя от своя страна на *проста, обемноцентрирана* и *плоскостноцентрирана* (фиг. 171 *а, б, в*). В кубичната обемноцентрирана система освен осемте частици във върховете има и по една частица в центъра на куба, а в плоскостноцентрираната — по



Фиг. 171. Елементарни клетки на проста (*а*), обемно центрирана (*б*) и плоскостно центрирана (*в*) кубична решетка

една в центъра на всяка стена. В простата кубична система кристализират α-полоний, в обемноцентрираната — α-желязо, K, Na, Pb, ..., в плоскостноцентрираната — Al, Cu, Ag, Au, ..., а в хексагоналната — Zn, Cd, Mg и др.

В зависимост от вида на частиците, които се намират във възлите на решетката, и от характера на силите, които ги свързват, различават се *йонни, метални, атомни* и *молекулни решетки.*

Типичен представител на йонните решетки е решетката на NaCl. Тя е образувана от последователно редуващи се положителни натриеви и отрицателни хлорни йони (белите и черните кръгчета на фиг. 172). Ако не се прави разлика между двата вида йони, решетката на NaCl може да се разглежда като проста кубична със страна на елементарното кубче $a = 2{,}814 \cdot 10^{-8}$ *см*. В действителност обаче тя е съвкупност от две взаимно проникнали повърхностно центрирани решетки: натриева и хлорна, всяка със страна $2a$.

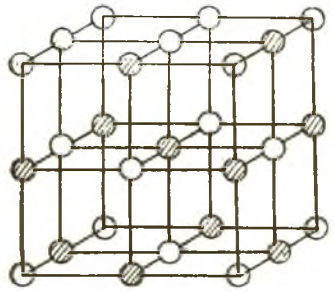
Лесно е да се види, че всеки натриев йон е заобиколен от 6 симетрично разположени спрямо него хлорни йона, а всеки хлорен — от 6 също симетрично разположени натриеви йона. Молекулата като съвкупност от един натриев и един хлорен йон тук не съществува, а като молекула може да се разглежда целият кристал.

Йонни решетки имат кристалите на всички соли. Силите, които свързват съседните частици в тези решетки, са електрични — взаимното привличане на разноименните йони (*йонна* или *хетерополярна връзка*). Тези сили са значителни, поради което йонните кристали имат сравнително високи температури на топене и ниско парно налягане.

Металните решетки спадат към йонните. Те се състоят от положително наелектризирани метални йони, потопени в *атмосфера от електронен газ* — свободни електрони. Равновесието на решетката се дължи

на взаимното привличане на йоните и електроните. Без свързващото действие на последните положителни йони, които се отблъскват взаимно, биха се разлетели мигновено по всички посоки.

Атомните решетки са изградени от неутрални атоми. Силите, които свързват отделните атоми (*ковалентни* или *хомеополярни сили*), имат сложен характер и се разглеждат в квантовата механика. Типичен представител на кристалите с атомна решетка е диамантът (фиг. 173). Всеки



Фиг. 172. Модел на решетката на NaCl. Черните кръгчета изобразяват натриевите йони, белите — хлорните



Фиг. 173. Модел на решетката на диаманта

въглероден атом в решетката на диаманта се намира в центъра на правилен тетраедър и е заобиколен от 4 симетрично разположени атома, които се намират във върховете на тетраедъра. Подобна структура имат и някои полупроводници: силиций, германий и сив калай.

Молекулни решетки имат кристалите на леда, въглеродуокиса и много органични съединения. Силите, които действуват между отделните молекули (*ван дер ваалсови сили*), са сравнително малки. Поради това молекулните кристали имат обикновено малка твърдост и ниска температура на топене.

Трябва да се отбележи, че на изобразените на фиг. 171—173 решетки радиусите на йоните и атомите са представени силно умалени спрямо междуатомните разстояния. В действителност частиците, които образуват твърдите тела, са така плътно подредени, че разстоянията между центровете им са почти равни на сбора от техните радиуси. Така например радиусът на хлорния йон е $1{,}81 \cdot 10^{-8}$ *см* (1,81 Å), на натриевия — 0,98 Å, а разстоянието между два съседни йона (междувъзловото разстояние) в решетката на NaCl — 2,814 Å, т. е. само с 0,02 Å по-голямо от сбора на двата радиуса. Изключение правят металните решетки. Поради големите сили на отблъскване между едноименно наелектризираните йони междувъзловите разстояния в кристалите на някои метали (K, Na) са близо два

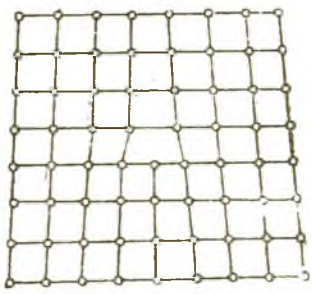
пъти по-големи от диаметрите на самите йони. Това придава по-голяма свобода на преместване на отделните частици и прави металите ковки и лесно обработваеми.

§ 142. Идеални и реални кристали. Дефекти на кристалната решетка

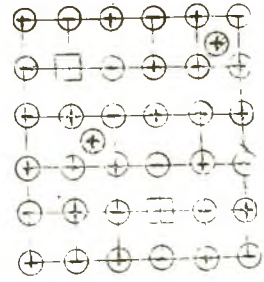
Кристал, чиято решетка е изградена чрез строго периодично повтаряне на едни и същи структурни елементи, се нарича *идеален*. В решетките на реалните кристали, даже и на най-съвършените, се срещат неизбежно различни нарушения на периодичността, наречени *дефекти*. Дефектите възникват или при самото образуване на кристала, или допълнително било в резултат на различни външни въздействия (например деформация), било поради топлинното движение.

Няма да бъде преувеличено, ако се каже, че всички свойства на телата в твърдо състояние, механични, електрични и оптични, се определят от характера и концентрацията (броя в $см^3$) на дефектите на техните решетки. Поради това изучаването на естеството и свойствата на дефектите има изключително значение за развитието на физиката на твърдото състояние и особено за физиката на полупроводниците.

Съществуват различни видове дефекти: *дислокации* (фиг. 174), *незаети възли* (*ваканции*) (фиг. 175), *чужди йони* или *атоми*, разположени било в междувъзловите пространства, било в някои възли и т. н.



Фиг. 174. Дефекти на решетката: линейна дислокация



Фиг. 175. Дефекти на решетката: междувъзлови частици (черните кръгчета) и ваканции (квадратчетата)

Особено значение имат така наречените *дефекти на Френкел*. Те възникват поради топлинното движение. С повишаване на температурата ту една, ту друга частица, получила достатъчно голяма кинетична енергия, се откъсва от своето равновесно положение и засяда в междувъзловото пространство, при което се получава *метастабилно равновесие*. В резултат на това възникват едновременно два дефекта: *междувъзлова частица* и *незает възел (ваканция)* (фиг. 175). Този процес се нарича *дисоциация*.

Междувъзловите частици и ваканциите са сравнително лекоподвижни (малка активационна енергия, вж. § 125). Под действието на топлинното движение те странствуват в решетката и при случайна среща рекомбинират — междувъзловата частица попада в свободния възел и остава там. При всеки подобен акт изчезват двойка дефекти, но в същото време на други места в решетката се раждат нови. Двата процеса: дисоциацията и рекомбинацията, протичат независимо един от друг. Скоростта на първия зависи само от температурата, а скоростта на втория — от температурата и от наличната концентрация на дефектите. Равновесие настъпва при онази концентрация, при която броят на рекомбинациите за единица време става равен на броя на дисоциациите. Равновесната концентрация зависи от температурата и расте бързо, когато последната се повишава.

При промяна на температурата новото равновесно състояние не се установява мигновено, а постепенно, за някакво време τ. Стойността на τ зависи от подвижността на дефектите и расте бързо, когато температурата се понижава. За някои кристали, например металните, при обикновена температура тя е практически безкрайно голяма. Това дава възможност чрез рязко охлаждане (закалка) дефектите да се замразят и да се запазят онези концентрации и разпределение, които те са имали преди охлаждането. Този процес се използува често, за да се придават едни или други свойства на металите.

§ 143. Монокристали и поликристали

Тяло, всички части на което имат единна кристална решетка, се нарича *монокристал*. Често, но не винаги монокристалите притежават правилна външна форма. В природата се срещат великолепни образци на монокристали от кварц (SiO_2), каменна сол ($NaCl$), силвин (KCl), калцит ($CaCO_3$) и др. Големи количества монокристали се получават и по изкуствен начин. Те се използуват за направа на оптични апарати, сцинтилационни броячи, микрофони, ултразвукови генератори и т. н.

Повечето вещества в твърдо състояние, включително и металните, имат *поликристална структура* — състоят се от огромен брой отделни малки кристалчета, ориентирани по най-различни посоки и свързани помежду си с тънки прослойки от аморфно вещество. Тези прослойки се образуват главно от атомите на различни примеси, които биват изтиквани при кристализацията на повърхността на зърната.

Свойствата на поликристалните тела зависят, от една страна, от свойствата и големината на отделните кристалчета (дребнозърнеста или едрозърнеста структура), а от друга — от състава, дебелината и структурата на прослойките.

§ 144. Аморфни тела

Атомите на аморфните тела не са подредени правилно и не образуват кристална решетка. Не бива да се мисли обаче, че те са натрупани напълно хаотично. Рентгеноструктурният анализ и електронографията по-

казват, че всеки атом в аморфните тела, а също и в течностите е заобиколен средно от 10 до 12 други сравнително правилно разположени атома. Този порядък обхваща обаче неголеми области. През няколко атома или десетки атоми се намира друго подреждане независимо от първото. Поради това се казва, че в кристалите има както *близък*, така и *далечен порядък*, а в телата с аморфен строеж и течностите — *само близък*. Кристалите биха могли да се сравнят грубо с добре направен паваж, а аморфните тела — с настилка от неоформени камъни.

Аморфните тела може да се разглеждат и като преизстудени течности, в които с понижението на температурата времето на релаксацията τ_0 и вискозитетът η са нараснали толкова много, че частиците им запазват практически неограничено дълго време своето взаимно разположение. По отношение на краткотрайни сили тези тела се държат като твърди, а при продължително действие бавно текат. Признаци на подобно течение се забелязват даже и при стъклото. Стъклена пръчка, подпряна в двата края, бавно провисва и след няколко години се оказва изкривена.

Когато температурата се повишава, τ_0 и η намаляват, подвижността на частиците се увеличава и тялото се превръща постепенно в обикновена течност, без да мине през определена температура на топене.

На това постепенно размекване се дължи и лесното обработване на стъклото и пластмасите.

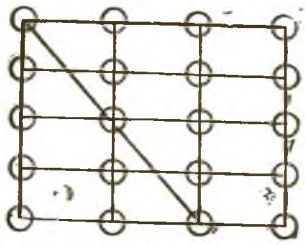
Вътрешната потенциална енергия на всяко тяло зависи от взаимното разположение на неговите частици. При дадени температура и налягане тя е най-малка при определен начин на подреждане на атомите или молекулите, еднакъв за всички части на тялото. При всяко отклонение от това подреждане потенциалната енергия расте. Такова подреждане има при кристалното състояние. Следователно то е равновесно състояние на съществуване на твърдите тела. На това се дължат неговото широко разпространение в природата и склонността на аморфните тела да се *разстъкляват* — да преминават постепенно, без външна намеса в кристално състояние.

§ 145. Анизотропия на кристалите

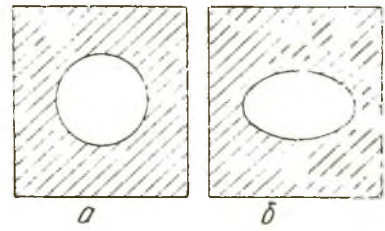
В газовете и в аморфните тела, когато последните не са подложени на едностранен натиск или разтягане, средното разстояние между частиците им не зависи от направлението. Поради това тези тела са *изотропни — те имат еднакви свойства във всички направления*.

Обратно, както показва фиг. 176, при кристалите разстоянието от частица до частица по различни направления не е еднакво. Това е причината почти всички свойства на кристалите: якост на разкъсване, модул на разтягане, скорост на светлината и на звука, коефициент на термично разширение, топлопроводимост, електрично съпротивление и т. н., да зависят от направлението, по което се измерват. Кристалите са следователно *анизотропни тела*.

Анизотропията на кристалите може да се покаже лесно по следния начин. Две плочки, едната от стъкло, другата от слюда, се покриват с тънък пласт парафин и в средата на всяка от тях се допира връхчето на споялник или нагрят гвоздей. Върху стъклената плочка парафинът се разтапя в кръг, върху слюдата в елипса (фиг. 177 *а* и *б*). Анизотропията



Фиг. 176



Фиг. 177. Зависимост на топлопроводността от направлението при стъклена плочка *а* и при слюдена плочка *б*

е изразена най-слабо при кристалите от кубичната система и най-силно при тези от триклинната ($a \neq b \neq c$; $\alpha \neq \beta \neq \gamma \neq 90°$). Сфера от такъв кристал, подложена на всестранен натиск или нагряване, се превръща в триосен елипсоид. Грубо анизотропни са дървото (различни свойства по направление на жилките и перпендикулярно на тях), тъканите и др.

В поликристалните тела отделните кристалчета са анизотропни, но цялото тяло, както и която и да е част от него, която съдържа голям брой хаотично разположени кристалчета, са изотропни.

§ 146. Специфична топлина на твърди вещества

Частиците на телата в твърдо състояние не са неподвижни. Те трептят непрекъснато около своите равновесни положения — в кристалите около възлите на решетката. Амплитудата и енергията на трептенето зависят от абсолютната температура на тялото. Съгласно класичната молекулно-кинетична теория средната кинетична енергия на всяка частица, която трепти като цяло (атом или йон), е

$$\frac{mc^2}{2} = \frac{3}{2} kT.$$

Тази енергия се разпределя равномерно между трите степени на свобода на частицата, така че на всяка степен се пада средно

$$\frac{1}{2} kT.$$

Когато трептящата частица се отдалечава от равновесното й положение, кинетичната енергия намалява, потенциалната расте, а когато се приближава — обратно. В механиката се доказва, че средните стойности на кинетичната и потенциалната енергия са равни и понеже само кине-

тичната е $\frac{3}{2}kT$, общата енергия, която се пада на една частица, е

$$\varepsilon = 3kT.$$

За да се намери енергията на един граматом от веществото, горната стойност трябва да се умножи с числото на Авогадро N:

$$E = N\varepsilon = 3NkT.$$

Но $Nk = R = 2$ *кал г-атом*$^{-1}$ *град*$^{-1}$ (универсалната газова константа) така че:

$$E = 3RT \qquad (1)$$

От (1) следва, че за да се повиши температурата на един граматом от веществото с 1° С, без да се променя обемът му, трябва да му се придаде $3R = 6$ *кал* топлина, или че атомната специфична топлина на едноатомните твърди вещества при постоянен обем е

$$C_v = 6 \text{ кал г-атом}^{-1} \text{ град}^{-1}.$$

Този резултат съвпада с опитно установено правило на П. Л. Дюлонги А. Т. Пти (1819 г.), според което *атомната специфична топлина на едноатомните твърди вещества е средно около* 6 *кал г-атом*$^{-1}$ *град*$^{-1}$.

При едноатомните вещества, каквито са кристалите на всички метали, въглерода и др., няма разлика между граматом и мол (граммол). За тях молекулната специфична топлина е също приблизително 6 *кал мол*$^{-1}$ *град*$^{-1}$. Един мол NaCl съдържа обаче два граматома вещество: един граматом натрий и един граматом хлор. Неговата моларна топлина следователно е $2 \times 6 = 12$ *кал мол*$^{-1}$ *град*$^{-1}$ (опитно определената стойност е 11,87 *кал мол*$^{-1}$ *град*$^{-1}$). Въз основа на същите съображения следва, че моларната специфична топлина на калциевия двухлорид ($CaCl_2$) е $3 \times 6 = 18$ *кал мол*$^{-1}$ *град*$^{-1}$ и т. н. В това се състои *законът на Ф. Е. Нойман* (1831 г.) за специфичната топлина на химичните съединения в твърдо състояние.

От съображенията, изложени в началото на този параграф, следва, че законът на Нойман е в сила за съединения, в които атомите или йоните на съставящите ги вещества заемат отделни възли. За молекулните кристали, в които молекулата трепти като цяло, той не е валиден. Действително вместо 18 *кал мол*$^{-1}$ *град*$^{-1}$ молекулната специфична топлина на леда е само 8,75 *кал мол*$^{-1}$ *град*$^{-1}$.

При ниски температури, както показаха обширните изследвания на В. Х. Нернст и неговите сътрудници, законите на Дюлонг и Пти и на Нойман не са в сила. Вместо да остава постоянна, специфичната топлина на всички вещества намалява бързо и клони заедно с абсолютната температура към нула (фиг. 178).

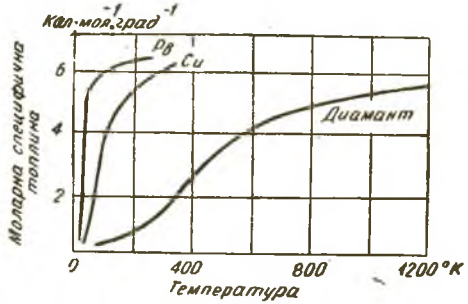
Класичната физика не можа да обясни това рязко противоречие между теорията и експеримента. Първият успешен опит да се обясни,

като се излезе от съвършено нови схващания за структурата на самата енергия, беше направен от А. Айнщайн (1907 г.).

Като следва идеите на М. Планк, легнали в основата на създадената от него квантова теория на светлината (1900 г.), А. Айнщайн допусна, че *всяка микрочастица* (атом, молекула или йон), *която трепти около съответния възел на решетка с честота* ν, *не може да поглъща или да отдава енергия в какви да е количества, а само в точно определени количества, наречени кванти.* Енергията ε на един квант се определя от честотата на трептенията на частицата:

$$\varepsilon = h\nu,$$

където $h = 6{,}62 \cdot 10^{-27}$ *ерг сек* е *универсалната константа на Планк.*



Фиг. 178. Зависимост на моларната специфична топлина от абсолютната температура

Честотата на трептенията на атомите на твърдите вещества е от порядък на 10^{13} *хц*, така че енергията на един квант е около $6 \cdot 10^{-14}$ *ерг*, величина, твърде близка до средната енергия $\frac{1}{2}kT$, която се пада според класичната теория на всяка степен на свобода при температура 300° K.

Въз основа на това положение и допускането, че частиците на тялото трептят независимо една от друга с една и съща честота, Айнщайн получи зависимост, която изразява в първо приближение изменението на специфичната топлина с температурата.

Квантовата теория на специфичните топлини беше развита по-нататък от П. Й. В. Дебай (1912 г.), М. Борн, Карман и др. Но и в съвременния й вид тя не може да обясни всички особености на експериментално получените криви за областта близо до абсолютната нула.

§ 147. Термично разширение на твърди тела

При нагряване се променят както линейните размери, така и повърхнината и обемът на всички твърди тела. В зависимост от това, изменението на коя от тези величини се разглежда, може да се говори за *линейно, повърхностно* и *обемно разширение.*

При изследванията на линейното топлинно разширение е най-удобно да се вземе тяло с форма на пръчка. Нека дължината на пръчката при 0 е l_0, а при $t°$ — l. При промяна на температурата с

$$\Delta t = t - 0 = t°$$

дължината се променя с

$$\Delta l = l - l_0.$$

Удължението Δl е пропорционално на началната дължина l_0. Зависимостта му от Δt е обикновено твърде сложна и се установява опитно. За неголеми температурни промени обаче, както показват опитите, Δl е пропорционално в първо приближение на Δt. Освен това то зависи и от естеството на веществото. Следователно

$$\Delta l = \alpha l_0 t.$$

Величината $\alpha = \frac{\Delta l}{l_0 t}$, която показва с колко се увеличава или намалява всяка единица дължина при промяна на температурата с 1° в интервала от 0° до $t°$, се нарича *коефициент на линейното топлинно разширение* на веществото в този интервал и се измерва в *град*$^{-1}$.

За да се измери коефициентът на линейното топлинно разширение α за определена температура, оставя се Δt да клони към 0. Тогава

$$\alpha = \frac{1}{l_0}\frac{dl}{dt}.$$

Определянето на α се свежда до измерване на величините Δl, l_0 и t. Измерването на l_0 и t не представлява никакви затруднения. За да се измери Δl, което е обикновено десети, а в някои случаи стотни или хилядни от *мм*, се използуват специални механични, оптични или електрични методи, някои от които се разглеждат в лабораторните упражнения. Коефициентът α е обикновено положителен, но се срещат и изключения. Така например, когато се нагрява каучук, вместо да се удължава, той се свива. Същото се установява и при кварцовото стъкло за температури под — 100° С.

Когато температурата се повишава, α обикновено расте бавно, като следва приблизителния закон

$$\alpha = a + bt. \qquad (1)$$

Тук a и b са константи, характерни за веществото, като при това $b \ll a$.

За изотропни тела, а също и за кристалите от кубичната система коефициентът на топлинно разширение не зависи от направлението, а за всички други кристали — зависи. Затова сфери, изрязани от такива кристали, като се нагряват, се превръщат в двуосни или триосни елипсоиди.

В табл. 8 са посочени стойностите на α за някои по-често срещани вещества.

Ако се знаят α и l_0, може да се определи l за коя да е температура от интервала Δt, за който се отнасят тези стойности:

$$l = l_0(1 + \alpha t), \qquad (2)$$

Таблица 8

Коефициент на линейното топлинно разширение и други топлинни константи за някои вещества

Вещество	t в °C	$a \cdot 10^7$	$b \cdot 10^7$	$\alpha \cdot 10^7$	$\alpha_{20} \cdot 10^7$
Целулоид	20÷70	—	—	740—1100	—
Ебонит	20÷60	—	—	800	—
Цинк	9÷96	279	0,23	—	283
Алуминий	—78÷600	229	0,09	—	232
Мед	0÷625	161	0,04	—	162
Желязо	0÷750	117	0,047	—	119
Платина	0÷1000	88,7	0,0132	—	89,2
Стъкло тип „дружная горка“	0÷300	—	—	91	—
Молибденово стъкло	0÷500	—	—	28,5	—
Инвар	0÷20	—	—	9,00	—
Кварцово стъкло	0÷500	3,95	0,00128	6,12	4,4

или като се замести α с неговото равно,

$$l = l_0 (1 + a t + b t^2). \tag{3}$$

Едновременно с линейните размери се променя и обемът на тялото. Ако се означи с V_0 обемът при 0° С, с V — при $t°$ и с β — коефициентът на обемното топлинно разширение, следва, че

$$V = V_0 (1 + \beta t). \tag{4}$$

Лесно може да се докаже, че за изотропните тела

$$\beta = 3\alpha.$$

Изменението на обема води до промяна и на плътността

$$\rho = \frac{m}{V}.$$

Като се замести V с $V_0(1+\beta t)$, получава се

$$\rho = \frac{m}{V_0 (1 + \beta t)},$$

но тъй като $\frac{m}{V_0} = \rho_0$ е плътността при 0°, следва, че

$$\rho = \frac{\rho_0}{1 + \beta t}, \tag{5}$$

т. е. *колкото пъти се увеличава обемът, толкова пъти се намалява плътността*, което е напълно очевидно.

Както се вижда от табл. 8, за повечето твърди вещества стойността на α, а следователно и на β е от порядък на стохилядни. Поради

това измененията на плътността са незначителни и обикновено може да се пренебрегнат. Не е така с линейното удължение. Въпреки че и то е малко, за него трябва да се държи сметка, особено в конструкции които са подложени на резки и неравномерни температурни промени Причината за това е обстоятелството, че ако на тялото не е предоста вена възможност да се разширява свободно, то създава грададни на прежения, които могат да предизвикат изкривявания, напуквания, затя гания и т. н.

XX. ЯВЛЕНИЯ НА ПРЕНАСЯНЕ

§ 148. Дифузия

Под общото име явления на пренасяне се разбират молекулни процеси, чрез които се пренася вещество — дифузия, количество на движение — вътрешно триене или топлина (вътрешна енергия) — топлопроводност. Дифузията е проникване вследствие на топлинното движение на молекули от едно тяло в друго или от една част на тялото в друга. В зависимост от агрегатното състояние на телата, в които се извършва, тя се разделя на дифузия в газове, дифузия в течности и дифузия в твърди тела; в зависимост от това, дали участвуващите в процеса тела се допират непосредствено или между тях има някаква преграда — *свободна и несвободна дифузия.*

Дифузията между газове се наблюдава особено удобно, когато единият от двата дифундиращи газа е цветен, например бром. За целта се използуват два стъклени цилиндъра, по възможност по-широки, поставени един върху друг (фиг. 179). В долния цилиндър се намира бром, който е 5,5 пъти по-тежък от въздуха, а в горния — въздух. Отначало границата между двата газа е рязка, после започва бавно да се размива, молекулите на брома въпреки действието на теглото проникват постепенно нагоре, между молекулите на въздуха, а молекулите на въздуха надолу — между молекулите на брома. След един-два часа цветът е навсякъде еднакъв — всеки от двата газа се е разпрделил равномерно в целия обем.

Причината за дифузията е хаотичното топлинно движение. Без това тя е необяснима. Има обаче нещо, което смущава: *изключителната давност на процеса.* Средната скорост на молекулите при тяхното топлинно движение е стотици метри в секунда, а тук, за да проникнат на разстояние от десетина *см*, са им потребни часове. Обяснението на това привидно противоречие е просто: *молекулите не се движат свободно, а се удрят непрекъснато една в друга, като изминават от удар до удар само по няколко милионни от см.* За да измине някоя молекула разстоянието от единия край на цилиндъра до другия, тя трябва да опише невъобразяемо сложен път, който се състои от милиарди отделни чупки.

Бледа представа за това дава изобразената на фиг. 139 начупена линия. При нормални условия дифузията в газовете е извънредно бавен процес. Сравнително бързото разпространение на различни миризми във въздуха, което се сочи понякога като пример за дифузия, се дължи на наличието на течения.



Фиг. 179. Взаимна дифузия на бром и въздух



Фиг. 180

Нека се прекара мислено сечението S, перпендикулярно на оста на цилиндъра, която се избира за ос Z (фиг. 180). Поради хаотичния характер на топлинното движение през S минават непрекъснато молекули както отдолу нагоре, така и отгоре надолу. Съществуват следователно едновременно два независими един от друг дифузионни потока в противоположни посоки. Какво количество вещество ще бъде пренесено за време dt в някоя посока, например отгоре надолу, зависи единствено от разпределението и скоростта на молекулите над сечението S. Равновесие настъпва при онова разпределение, при което двата потока се изравняват.

За да се намери скоростта на дифузията, нека се предположи, както е направил Дж. П. Джаул, че молекулите се разделят на 6 еднакви потока: единият поток се движи успоредно на оста Z надолу, другият нагоре, а останалите 4 потока се движат по направление на осите X и Y Това допускане се оправдава поради напълно хаотичния характер на топлинното движение.

От казаното следва, че към сечението S ще се движи отдолу нагоре само една шеста част от молекулите, които се намират под него. За да се пресметне колко от тях ще го пресекат за време dt, построява се върху S като основа цилиндър с височина udt, където u е средната скорост на молекулното движение. Очевидно е, че всички молекули, които се намират в някой момент в този цилиндър, чийто обем е $Su\,dt$, и се движат отдолу нагоре, ще минат през сечението S. Техният брой е

$$\frac{1}{6} n_1 Su\,dt, \qquad (1)$$

където n_1 означава броя на молекулите в единица обем. Като се умножи броят на преминалите молекули с масата m на отделната молекула, получава се масата dM_1, която се пренася от дифузионния поток за време dt през сечението S:

$$dM_1 = \frac{1}{6} n_1 mSudt,$$

или тъй като $n_1 m = \rho_1$ (плътността на газа),

$$dM_1 = \frac{1}{6} \rho_1 Sudt;$$

Подобен дифузионен поток съществува и отгоре надолу. Той ще пренесе за същото време маса

$$dM_2 = \frac{1}{6}\rho_2 S u\, dt.$$

Общата маса, пренесена от двата противоположни потока отдолу нагоре, е

$$dM = \frac{1}{6}(\rho_1 - \rho_2) S u\, dt. \tag{2}$$

Ако $\rho_1 > \rho_2$, dM е положително, ако $\rho_1 < \rho_2$ — отрицателно; при $\rho_1 = \rho_2$ $dM = 0$. Следователно *дифузията протича от места с по-голяма концентрация към места с по-малка и продължава, докато концентрациите се изравнят напълно.*

За да се намери положението на пластовете, за които се отнасят плътностите ρ_1 и ρ_2, излиза се от следните съображения. През сечението S ще минат всички молекули, които се намират вътре в описания цилиндър, ако височината му е равна на средния свободен път λ. Ако е по-голяма, част от тях, преди да стигне до S, ще се ударят в други молекули. Следователно ρ_1 и ρ_2 означават плътностите в двете сечения, които се намират на разстояние λ от едната и от другата страна на сечението s. Разстоянието между тези сечение е 2λ.

Нека $\frac{d\rho}{dz}$ е скоростта, с която се изменя концентрацията по направление на оста Z. Тогава съгласно теоремата за крайните нараствания

$$\rho_2 = \rho_1 + \frac{d\rho}{dz} 2\lambda.$$

Като се замести тази стойност на ρ_2 в (2), получава се

$$dM = -\frac{1}{3} u\lambda S \frac{d\rho}{dz} dt \tag{3}$$

или като се означи $\frac{1}{3} u\lambda$ с D,

$$dM = -DS\frac{d\rho}{dz} dt. \tag{4}$$

Намерената зависимост изразява *закона за дифузията*, открит от А. Фик (1855 г.). Тук D се нарича *коефициент на дифузия*. Той има измерение $L^2 T^{-1}$ и се изразява обикновено в $см^2\,сек^{-1}$.

Като произведение от средната скорост u и средния свободен път λ коефициентът на дифузия зависи от естеството на двата дифундиращи газа — от масите и радиусите на техните молекули — от температурата и от плътността. При нормални условия за повечето газове той е между 0,1 и 1 $см^2\,сек^{-1}$, а при високи температури и малка плътност (вакуум) може да достигне огромни стойности.

§ 149. Дифузия в течности

За да се наблюдава дифузията в течности, е удобно да се вземат вода и гъст разтвор от меден сулфат. Налива се вода в стъклен цилиндър и под нея с тясна дълга пипета се вкарва разтворът. Отначало границата между двете течности е поразително рязка и не се разваля даже при сравнително силно разклащане. С течение на времето обаче резкостта постепенно намалява, границата изчезва — молекулите на медния сулфат проникват бавно нагоре, молекулите на водата надолу и след няколко месеца се разпределят равномерно в целия обем. Процесът протича така, както при газовете, но с много по-малка скорост.

Количеството дифундирало вещество се определя по закона на Фик:

$$dM = -DS\frac{dc}{dz}dt. \qquad (1)$$

Отношението $\frac{dc}{dt}$ се нарича *градиент на концентрацията.* То показва как се изменя концентрацията на дифундиращото вещество по направление на оста Z.

В случая D е коефициент на дифузията на разтвореното вещество в разтворителя. При разредени разтвори той зависи само от естеството на двете вещества и от температурата.

Коефициентите на дифузия при течностите са стотици и хиляди пъти по-малки от тези при газовете. Например коефициентът на дифузията на NaCl във вода при 10° C е $D = 1{,}08 \cdot 10^{-5}$ *см*^{2} *сек*$^{-1} = 0{,}93$ *см*^{2} денонощие$^{-1}$. Най-голям коефициент на дифузия във водата има водородът — около 4 *см*^{2} денонощие$^{-1}$

Когато се сравнят дифузията в газовете и в течностите, трябва да се вземе пред вид, че в последните поради много по-голямата им плътност и съществуването на гранични повърхности се получават често огромни градиенти. Такъв е например случаят на границата меден сулфат — вода, непосредствено след като се налее разтворът. Поради това въпреки малката стойност на D скоростта на дифузията в течностите може да бъде значителна.

В течности, които се разтварят в неограничени количества една в друга, дифузията продължава, докато всяка от тях се разпредели равномерно в целия обем, а в течности, които имат ограничена разтворимост — докато се получи наситен разтвор. Към първата група принадлежи например системата спирт — вода, към втората — етер — вода.

§ 150. Дифузия в твърди тела

В практиката се използуват от много столетия опитно установени методи за обработване на металите, като цементация, откаляване и др., които се основават изцяло или отчасти на дифузията в твърдите тела. Въпреки това до средата на миналия век никой не е подозирал, че съществува подобно явление. Пръв руският металовед Д. К. Чернов,

основателят на научното металознание, като обсъждал причините за заваряването на две нагрети парчета метал, посочва напълно определено ролята на дифузията при този процес.

При обикновена температура дифузията в твърдите тела протича необикновено бавно и мъчно може да се наблюдава. Когато температурата се повишава обаче, нейната скорост бързо нараства. Така например две добре шлифовани и притиснати една към друга плочки цинк и мед, които могат да стоят при стайна температура практически неограничено време, без да се споят, при 220° С се спояват само за 12 часа, като се образува промеждутъчен пласт месинг с дебелина $\sim 0{,}3$ *мм*. На това се основават методите за изучаване на дифузията в твърдите тела. След като двете изследвани тела престоят някое време при определена, достатъчно висока температура, те се охлаждат бързо, при което дифузията спира, отделят се едно от друго и като се отделят последователно редица тънки пластове от всяка от тях, изследва се на каква дълбочина са проникнали атомите на едното вещество в другото и каква е концентрацията им в различните пластове (фиг. 181).



Фиг. 181. Взаимна дифузия на мед и никел. По хоризонталната ос е нанесена дълбочината на проникването, мерена от граничната повърхност, по вертикалната — концентрацията

През последните години за изследване на дифузията се използува все по-често *методът на белязаните атоми*. Той позволява да се изучи и явлението *самодифузия*, т. е. дифузията на частиците на някое тяло вътре в самото него, което беше недостъпно за наблюдение при старите методи.

Дифузията и самодифузията в твърдите тела се подчиняват също на закона на Фик:

$$dM = -DS\frac{dc}{dt}dt.$$

Коефициентът на дифузия D зависи в случая от естеството на двете дифундиращи вещества и освен това от вида и състоянието на кристалната решетка на тялото, в което се извършва дифузията.

§ 151. Механизъм на дифузията в кристалите

В идеалната кристална решетка една частица би могла да се премести, единствено като размени мястото си с някоя от съседните частици. Подобна размяна би предизвикала рязка краткотрайна деформация в околната област — за да се разминат двете частици, съседните атоми би

трябвало да се отдалечат най-малко на два атомни диаметъра. Като се има пред вид плътното подреждане на частиците в кристалите, става ясно, че такава деформация изисква голям разход на енергия и поради това е крайно невероятна. Затова дифузионните процеси в идеална кристална решетка или въобще че биха могли да протичат, или биха били извънредно бавни.

В реалната кристална решетка, както се видя, има винаги различни дефекти, между които вакантни места и междувъзлови частици. Междувъзловите частици са свързани слабо с решетката. Енергията, която трябва да се изразходва, за да се изтегли някоя от тях от потенциалния минимум, който заема, до съседния потенциален максимум (до ръба на потенциалната яма), е малка. Тази енергия се взема обикновено от енергията на топлинното движение. Поради това, когато температурата се повишава, междувъзловите частици се откъсват все по-често от своите места и дифундират по всички посоки. Особено лесно дифундират по този начин примесни атоми или йони с малки радиуси.

Вакантните места също не остават неподвижни. При своето трептене съседните атоми често попадат в тях. В резултат от това една ваканция изчезва, а в нейно съседство възниква друга. Този процес се описва фигуративно като *движение на вакантните места*. Както ще се види по-нататък, той играе важна роля при така наречената *дупчеста проводимост в полупроводниците*.

От казаното е ясно, че скоростта на дифузията в кристалите ще зависи от броя и от подвижността на дефектите. При високи температури или силно деформирана решетка тя може да бъде извънредно голяма, близка до скоростта в течностите, при ниски температури и несмутена решетка — напротив, изключително малка.

§ 152. Дифузия на газове през порести прегради

Дифузията през порести прегради съществува винаги, но може да бъде наблюдавана само когато от двете страни на преградата има различни газове. Като преграда може да се използват стените на печен, но неглазиран глинен цилиндър, като индикатор — воден манометър (фиг. 182). Трябва да се припомни, че съгласно кинетичната теория на газовете налягането $p = nkT$, където n е броят на молекулите в единица обем. Повишението или понижението на налягането означава следователно нарастване или намаляване на n.

Правят се следните опити:

1. Цилиндърът се намира във въздуха, налягането в него е равно на атмосферното. Поставя се в чаша, пълна с водород. Налягането се увеличава и достига някаква максимална стойност (при сполучлив опит около 1 м воден стълб), след което започва да намалява. Причина: водородът дифундира по-бързо навътре, отколкото въздухът навън, така че броят на молекулите в цилиндъра се увеличава. След някое време дифузията на водорода завършва и той се разпределя равномерно, а дифузията на въздуха продължава, поради което налягането намалява.

2. Вдига се чашата с водород. Налягането пада бързо, остава по-малко от атмосферното и след това започва да расте. Сега водородът, който се е намирал в цилиндъра, дифундира навън, а въздухът — навътре. Равновесие настъпва, когато всеки от двата газа се разпредели така, че концентрацията му от двете страни на преградата да бъде еднаква



Фиг. 182. Несвободна дифузия на водород и въздух

3. Повтарят се опитите, като цилиндърът се потапя в газ с по-голямо молекулно тегло — например въглероден двуокис или етилов хлорид. Промените на налягането имат обратен знак, понеже въглеродвуокисът и етиловият хлорид дифундират по-бавно от въздуха.

Скоростта на дифузията на газовете през пореста преграда е пропорционална на средната скорост u на молекулното движение.

Но

$$u = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m}}$$

или като се замести

$$k \; c \frac{R}{N},$$

$$u = \sqrt{\frac{8RT}{\pi M}},$$

където M е молекулното тегло на газа. Следователно *скоростта на дифузията е обратно пропорционална на квадратния корен на молекулното тегло.* Поради това при една и съща температура водородът дифундира два пъти по-бързо от хелия и четири пъти по-бързо от кислорода.

Неednаквата скорост на дифузия се използува да се отделят леките и тежките компоненти на изотопни смеси. Методът е особено ефикасен при отделяне на деутерия от водорода (отношение на атомните тела 2:1).

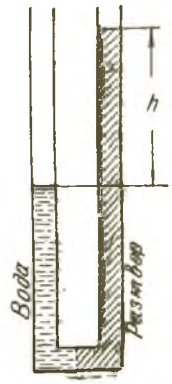
Трябва да се прави разлика между *дифузия и изтичане на газовете. Газът дифундира, когато размерите на порите на преградата са по-малки от средния свободен път на неговите молекули, и изтича когато са по-големи.* През стените на стаята въздухът дифундира, а през мрежата на прозореца изтича.

§ 153. Дифузия през полупроницаеми прегради. Осмотично налягане

Съществуват прегради, които пропускат едни вещества, а не пропускат други. Те се наричат *полупроницаеми (семипермеабилни).* За захарния разтвор полупроницаеми прегради са животинските мехури и други органични ципи. През тях водните молекули минават сравнително лесно, а захарните въобще не минават.

Нека един съд се раздели с преграда, в която има отвор, закрит с подобна ципа, и от лявата страна се налее чиста вода, а от дясната

до същото ниво — захарен разтвор (фиг. 206). Водните молекули дифундират както отляво надясно, така и отдясно наляво. Концентрацията им от лявата страна на ципата обаче е по-голяма. Поради това дифузионният поток, насочен отляво надясно, е по-силен, водата минава постепенно от лявата половина към разтвора. Това явление се нарича *осмоза*. Ако от лявата страна има неограничено количество вода и ако не възникват в резултат от увеличаването на течността в дясната половина сили, които да попречат на дифузията, тя би продължила, докато концентрациите на водните молекули от двете страни на ципата се изравнят, т. е. докато разтворът стане безкрайно разреден. Подобни условия могат да се реализират лесно. Достатъчно е от лявата страна да постъпва непрекъснато чиста вода, а отдясно разтворът да прелива, така че двете нива да остават винаги на еднаква височина.



Фиг. 183. Несвободна дифузия (осмоза) на разтвори

В представената на фиг. 183 опитна постановка става друго. В резултат на дифузията нивото в дясната половина се покачва, в лявата спада и възниква хидростатично налягане, което действува срещу дифузионния поток. При някоя височина h настъпва равновесие. Хидростатичното налягане $h\rho g$, което отговаря на равновесното състояние, уравновесява така нареченото осмотично налягане на разтвореното вещество, в случая на захарта.

Осмотичното налягане се дължи на ударите на разтворените молекули върху стените на съда. При разредени разтвори, при които молекулите на разтвореното вещество поради големите разстояния между тях не си взаимодействуват, то се подчинява на законите за налягането на газовете. Ако разтвореното вещество е един мол и обемът на разтвора е V единици,

$$pV = RT \qquad (1)$$

— *закон на Вант Хоф.*

Налягането е следователно такова, каквото би било, ако разтворителят въобще не съществува, а в обема V се намира газ, съставен от молекулите на разтвореното вещество. Така например, ако 22,4 *л* разтвор съдържа един мол захар (342 *г*), осмотичното налягане ще бъде 1 *атм* и стълбът h би достигнал височина 10,3 *м*.

От (1) следва, че средната кинетична енергия на молекулите на разтвореното вещество, а следователно и на тези на самия разтворител е

$$\frac{mc^2}{2} = \frac{3}{2} kT.$$

Осмотичното налягане, както и налягането на газовете, се определя от броя на частиците в единица обем:

$$p = nkT$$

Ако част от молекулите на разтвореното вещество, например $\alpha\%$, се дисоциират на по два йона, броят на частиците ще стане

$$n' = n(1+\alpha).$$

В същото отношение ще се увеличи и налягането, така че за 1 *мол* разтворено вещество се получава

$$pV = (1+\alpha)RT.$$

Следователно *по изменението на осмотичното налягане може да се определи степента на дисоциацията* α.

Дифузията има грамадно значение в природата и техниката. На нея се дължи всмукването на хранителните вещества от корените на растенията и от червата на животните, извличането на соковете от различните хранителни продукти при готвенето, екстракцията на захарта от захарното цвекло, на дъбилните вещества и др. Особено значение има дифузията в металургията. Тя се използува при циментацията — насищане на повърхностния пласт на стоманата с въглерод, при азотирането, заваряването, покриването на един метал с друг и т. н. Познаването на законите на дифузията е необходимо условие за изработване на рационални методи за термичната обработка на металите.

§ 154. Вътрешно триене

При успоредно движение на два съседни пласта течност или газ с различни скорости между тях възниква взаимодействие, на което се дължи така нареченото *вътрешно триене* или *вискозитет*. По-бързо движещият се пласт действува върху по-бавно движещия се по посока на движението и го ускорява, а по-бавно движещият се действува върху по-бързо движещия се в обратна посока и го забавя.



Фиг. 184. Вътрешно триене на газове

Вътрешното триене при газовете се обяснява с проникването на молекули от единия пласт в другия вследствие на хаотичното топлинно движение. Това проникване е свързано с пренасяне на някакво количество на движение и в резултат от това с възникване на сили на взаимодействие между двата пласта. Явлението е напълно аналогично на следното: по успоредни линии се движат две редици вагонетки с различни скорости. Пътници прескачат от едната редица в другата. Всеки пътник, който прескача от по-бързо движещата се редица върху по-бавно движещата се, дава на последната тласък напред и я ускорява, а всеки, който прескача върху по-бързо движещата се, дава тласък назад и я забавя.

Нека между двата пласта се постави мислена разделна повърхнина с площ S (фиг. 184). Съгласно (1,148) броят на молекулите, които минават през тази повърхнина в едната и в другата посока за време dt, е

$$\frac{1}{6} nuSdt,$$

където n означава броя на молекулите в един обем. В случая той е еднакъв от двете страни.

Ако $\mathbf{v}_1$ и $\mathbf{v}_2$ са скоростите на двата пласта, количеството на движение, което получава първият пласт, е

$$\frac{1}{6} nm\mathbf{v}_2 S\,dt,$$

а количеството на движение, което губи,

$$\frac{1}{6} nm\mathbf{v}_1 S\,dt.$$

Изменението на количеството на движението на пласта за време dt ще бъде

$$d\mathbf{K} = \frac{1}{6} nmu\,(\mathbf{v}_2 - \mathbf{v}_1)\,S\,dt,$$

а силата, която му действува:

$$\mathbf{F} = \frac{1}{6} nmu\,(\mathbf{v}_2 - \mathbf{v}_1)\,S. \qquad (1)$$

Въз основа на съображения, подобни на тия, които бяха използувани за пресмятане на ρ_2 в § 148 се намира

$$\mathbf{v}_2 = \mathbf{v}_1 + \frac{dv}{dz} \cdot 2\lambda.$$

Като се заместят тези стойности в (1) и се вземе под внимание, че $nm = \rho$, се получава

$$\mathbf{F} = \frac{1}{3} \rho u \lambda \frac{dv}{dz} S. \qquad (2)$$

Величината $\frac{dv}{dz}$, която показва колко бързо се мени скоростта по направление на оста Z, перпендикулярна на равнината на хлъзгане на съседните пластове (ламинарно течение), се нарича *градиент на скоростта.*

Формулата (2) изразява *закона на Нютон за вътрешното триене в газовете.*

$$F = \eta S \frac{dv}{dz}, \qquad (3)$$

където

$$\eta = \frac{1}{3} \rho u \lambda \qquad (4)$$

е *коефициентът на вътрешното триене* или *вискозитетът.*

Този израз за η се получава въз основа на кинетичната теория на газовете и важи само за тях. За течностите, между чиито молекули съществуват сложни взаимодействия, той не е в сила.

От (4) се вижда, че *коефициентът на вътрешното триене на газовете е пропорционален на плътността* ρ *и на свободния път* λ. При разреждане на газа ρ намалява, λ расте, поради това η остава същото.

В табл. 9 са посочени коефициентите на вътрешното триене в *пз* на някои газове и течности.

Таблица 9

Коефициенти на вътрешното триене на някои газове и течности

Вещество	t в °C	η в *пз*	Вещество	t в °C	η в *пз*
Вода	0	0,0178	Глицерин	30	6,29
"	20	0,010 06	Стъкло	420	4.10^{16}
"	100	0,002 84	Стъкло	710	$4{,}5.10^{10}$
Живак	20	0,0155	Въздух	0	1809.10^{-7}
Етер	20	0,002 34	Водород	0	830.10^{-7}
Глицерин	0	121	Хелий	0	1876.10^{-7}

§ 155. Пренасяне на топлина. Топлопроводност

Ако температурите в различни точки на някое твърдо, течно или газообразно тяло не са еднакви, в него възниква *топлинен поток* — топлина минава от по-топлите места към по-студените, първите се охлаждат, вторите се нагряват и това продължава до пълното изравняване на температурите.

По-висока температура това значи по-голяма средна кинетична енергия на молекулите при тяхното топлинно движение. Пренасянето на топлина не е следователно нищо друго освен пренасяне на молекулна енергия. В зависимост от агрегатното състояние и естеството на веществото това пренасяне може да става по различни начини. Най-прост е механизмът на пренасянето при газовете.

Нека се разгледат два съседни пласта газ с температури T_1 и T_2, разделени от мислена повърхнина S. При стационарно състояние за време dt през повърхнината S минават в двете посоки един и същ брой молекули $\frac{1}{6} nuSdt$. Средната кинетична енергия на молекулите, които идват от първия пласт към втория, е $\frac{3}{2} kT_1$, средната кинетична енергия на молекулите, които идват от втория към първия, $\frac{3}{2} kT_2$. Количеството топлина, което минава през повърхнината S от първия пласт към втория, е следователно

$$dQ=\frac{1}{6} nuS\,dt\,\frac{3}{2} k\,(T_1-T_2), \tag{1}$$

но

$$T_2= T_1+\frac{dT}{dz} 2\lambda$$

и

$$\frac{3}{2} kn=\rho c_v,$$

където ρ означава плътността на газа, а c_V — специфичната му топлина при постоянен обем, отнесена за един грам вещество.

Като се заместят тези стойности в (1), получава се

$$dQ = -\frac{1}{3} u \lambda \rho c_V \frac{dT}{dz} S\, dt$$

или по-кратко

$$dQ = -\sigma \frac{dT}{dz} S\, dt. \qquad (2)$$

Формулата (2) изразява закона на *Ж. Б. Ж. Фурие за топлопроводността*. Тук R е *коефициентът на топлопроводност*, а $\frac{dT}{dz}$ — *градиентът на температурата*. За газовете

$$\sigma = \frac{1}{3} u \lambda \rho c_V. \qquad (3)$$

Отрицателният знак показва, че топлинният поток има посока от местата с по-висока температура към местата с по-ниска.

Особено характерно е, че коефициентът на топлопроводност на газовете не зависи от налягането. Причината за това е, че когато налягането се понижава, ρ намалява, λ расте, така че произведението $\lambda\rho$, а следователно и σ остава постоянно. Чак когато средният свободен път стане равен или по-голям от размерите на съда, σ започва да намалява и клони заедно с ρ към нула. Това се използува при направата на *термусите (дюаровите съдове)*. Това са стъклени или метални съдове с двойни стени (фиг. 185), между които въздухът е много добре евакуиран. За да се избегне проникването на лъчиста енергия, стените се посребряват отвътре. По този начин се създава почти идеална топлинна изолация.



Фиг. 185. Разрез на термус

Дюаровите съдове (1898 г.) имат голямо значение за развитието на техниката на ниските температури. Без тях тя не би могла да достигне сегашното състояние на развитие.

Законът на Фурие важи и за течностите, и за твърдите тела, но при тях механизмът на пренасяне на топлината, а следователно и коефициентът на топлопродност е друг.

Молекулите на тези тела не трептят изолирано една от друга. Те са свързани с еластични сили не с определени пространствени точки, а помежду си. Когато се нагрее една част от тялото, средната кинетична енергия и амплитудата на трептене на молекулите в тази част се увеличават. Благодарение на силите на взаимодействие движението се предава постепенно от тези молекули на околните. По този начин възниква топлинен ток от нагретите места към студените, без да се преместват самите молекули.

Твърде особен е случаят при металите. Там действуват едновременно два агента: йонната решетка с нейните еластични сили и електронният газ. Топлината се пренася главно чрез дифузията на електроните. Затова онези метали, които са най-добри проводници на електричния ток, имат и най-голям коефициент на топлопроводност.

В табл. 10 са посочени коефициентите на топлопроводност при 0° С на някои по-често използувани вещества.

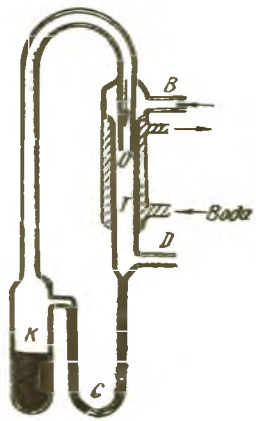
Таблица 10

Коефициенти на топлопроводност на някои вещества в твърдо състояние

Вещество	σ в кал $см^{-1}$ $сек^{-1}$ $град^{-1}$	Вещество	σ в кал $см^{-1}$ $сек^{-1}$ $град^{-1}$
Сребро	1,00	Вода . . .	$13 . 10^{-4}$
Електролитна мед	0,95	Водород	$4,1 . 10^{-4}$
Много чисто желязо	0,18	Коркови стърготини .	$0,8 . 10^{-4}$
Техническо желязо . .	0,14	Стъклена вълна	$0,8 . 10^{-4}$
Ново сребро .	0,055	Въздух . .	$0,58 . 10^{-4}$
Хром-никелова стомана .	0,034	Вълнена фланела .	$0.36 . 10^{-4}$
Лед . . .	$53 . 10^{-4}$		

§ 156. Дифузионни помпи

Дифузионната помпа (Ленгмюир, 1916 г.) служи да се получава висок вакуум — $10^{-5} \div 10^{-7}$ *тор*. Благодарение на отличните си качества: ниска цена, бързо и сигурно действие, липсата на каквито и да са подвижни части, които да се износват по време на работата, тя получи широко разпространение и сега е незаменима съставна част на почти всички високовакуумни установки. Действието ѝ се основава на дифузията. Газът, който ще се евакуира, дифундира в поток от живачни или други пари, увлича се от тях и се изхвърля в съд, от който се изтегля с помпа за нисък вакуум — *предвакуумна помпа*. Дифузионните помпи се правят от мъчно топимо или кварцово стъкло или от стомана. На фиг. 186 е показан напречен разрез на стъклена дифузионна помпа.



Фиг. 186. Живачна дифузионна помпа

Живакът в колбата K се нагрява до кипене. Образуваните пари преминават през отвора O в тръбата T, чиито стени се охлаждат отвън с течаща вода. През тесния пръстеновиден отвор между O и T газовите молекули от евакуираното пространство, което е съединено с помпата с широката тръба B, дифундират в парния поток, който ги увлича надолу. При допир със студените стени на тръбата T живачните пари конденсират, образуваните капки се стичат и през си-

фона *C* попадат отново в колбата *K*, а увлечените от потока газови молекули се изсмукват по тръбата *D* от предвакуумната помпа. Дифузионната помпа може да работи само ако разликата между наляганията в *D* и *B* не надминава няколко десети *тор*, в най-добрия случай няколко *тор*. При по-голяма разлика газът се връща обратно към *B*. Поради това дифузионната помпа се включва, след като е създаден потребният предварителен вакуум.

За да не попадат в евакуираното пространство живачни пари, чието налягане при обикновена температура е няколко хилядни тор, тръбата *B* минава през съд (уловка), който се охлажда с течен въздух или твърд въглеводуокис.

Напоследък живакът се заменя все по-лесто с парафин, масла или силикони, чието парно налягане при стайна температура е под 10^{-6} тор. При работа с такива евакуиращи вещества не е необходима уловка за парите.

Най-важните показатели за всяка вакуумна помпа са *скоростта на изсмукване* (дебитът) и *крайният достижим вакуум*. Дебитът показва какъв обем газ, измерен при налягането в евакуираното пространство, помпата засмуква за единица време и се изразява в $л\,сек^{-1}$, $м^3\,ч^{-1}$ и т. н. Крайният вакуум показва какво е най-ниското налягане, което може да се достигне до входа на помпата при съвършено уплътняване и липса на газоотделящи и пароотделящи вещества в евакуираното пространство. За съвременните дифузионни помпи крайният вакуум е 10^{-6}, в редки случаи до 10^{-7} *тор*, а дебитът им може да бъде от няколко $л\,сек^{-1}$ при малките модели до няколко хиляди $л\,сек^{-1}$ при най-мощните.

XXI. ПРЕМИНАВАНЕ НА ВЕЩЕСТВАТА ОТ ЕДНО АГРЕГАТНО СЪСТОЯНИЕ В ДРУГО

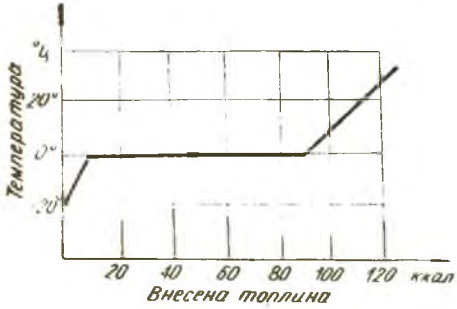
§ 157. Агрегатни състояния

Всяко вещество, което не се разлага химично при нагряване, може да съществува в трите агрегатни състояния: твърдо, течно и въздухообразно. В кое от тях ще се намира то в конкретен случай, зависи единствено от температурата и налягането. При достатъчно ниска температура и високо налягане може да се замразят и най-мъчно втечнимите газове — водородът и хелият, а при достатъчно висока температура и ниско налягане може да се изпарят и най-мъчно топимите твърди вещества — волфрамът и въглеродът.

§ 158. Топене и кристализация

Както вече се спомена, топят се в истинския смисъл на тази дума само кристалните вещества. Аморфните се размекват постепенно, вискозитетът им намалява и най-после започват да текат под действието на собственото си тегло.

Закономерностите на топенето на кристалните вещества може да се проследят удобно при топенето на снега. Вземаме например 1 *кг* сух сняг с температура —20° С и го нагряваме бавно, така че температурата му да бъде навсякъде еднаква. Измерваме по някакъв начин количеството топлина Q, която поглъща снегът, и температурата t, до която се нагрява, и нанасяме получените стойности по две взаимно перпендикулярни оси (фиг. 187). Отначало температурата на снега се повишава пропорционално на погълнатото количество топлина приблизително с 2° за всяка *ккал* (специфичната топлина на снега е $0{,}487 \pm 0{,}5$ $кал\,г^{-1}\,град^{-1}$). Това продължава, докато снегът се нагрее до 0° С. Ако продължаваме да внасяме още топлина, температурата му остава постоянна — започва процесът топене, получава се смес от сняг и вода (твърда и течна фаза). Спираме притока на топлина, процесът също спира, двете фази се намират в равновесие; отнемаме топлина, процесът протича в обратна посока, но температурата остава все 0°. Чак когато се стопи всичкият сняг, ако продължаваме да затопляме, тя започва да се повишава.



Фиг. 187. Изменение на температурата при топене на сняг

Явлението е така просто само ако протича безкрайно бавно. При бързо топене, например при хвърляне на парче лед в пещ, между водата и леда може да възникне значителна температурна разлика. Но на границата лед — вода там, където става преходът от едното агрегатно състояние в другото, температурата ще бъде пак 0°.

Температурата, която се установява на границата между твърдата и течната фаза на едно вещество и при която двете фази, ако са топлинно изолирани от околната среда, се намират в равновесие, че нарича *температура на топене* или *на втвърдяване* на това вещество.

Всяко вещество в чисто състояние има строго определена температура на топене, по която може да бъде идентифицирано. Така например температурата на топене на водорода е — 259,19° С, на живака — 38,87° С, на желязото 1535° С, а на волфрама — най-мъчно топимия метал — 3380° С.

Преминаването на веществото от твърдо в течно състояние при строго определена температура е блестяща илюстрация на един от основните закони на диалектиката — *закона за преминаването на количеството в качество*. Когато снегът се нагрява, неговата температура непрекъснато расте, натрупва се все по-голямо количество вътрешна енергия и когато това натрупване достигне някакъв предел, възниква ново качество, от твърдо веществото се превръща в течно. Подобно явление има и при кипенето.

Задържането на температурата при топенето въпреки непрекъснатото нагряване показва, че този процес е свързан с поглъщане на топлина.

Количеството топлина, която поглъща някое тяло, предварително нагрято до температурата на топенето му само за да се разтопи, се нарича *топлина на топенето*. Отношението на топлината на топене Q към масата на тялото m дава *специфичната топлина на топене* на веществото, от което е направено то:

$$r=\frac{Q}{m} \text{ кал } г^{-1}.$$

Когато телата се втвърдяват, изпускат същото количество топлина, което са погълнали при топенето. Тази топлина може да се нарече *топлина на втвърдяване* или *на кристализация*.

Специфичната топлина на топене има най-различни стойности: от 2,82 *кал* $г^{-1}$ за живака до 255 *кал* $г^{-1}$ за берилия. Твърде висока е специфичната топлина на топене и на леда — 79,7 *кал* $г^{-1}$. Това обстоятелство е благоприятно. То смекчава температурните преходи в началото и в края на зимата и забавя топенето на снеговете.

Поглъщането на топлина при топенето се дължи главно на увеличаването на вътрешната потенциална енергия на тялото. В кристалната решетка частиците са подредени така, че потенциалната енергия да бъде минимум. При топенето това подреждане се нарушава, потенциалната енергия нараства (кинетичната енергия, която зависи само от температурата, не се променя).

Нека U_T и U_k означават вътрешната енергия на 1 $г$ от веществото в течно и кристално състояние при температурата на топене, V_T и V_k — *специфичните обеми* за двете състояния, а p — налягането. Тогава съгласно първия принцип на термодинамиката

$$r=U_T-U_k+p\,(V_T-V_k)$$

или поради незначителното изменение на обема при топенето*

$$r=U_T-U_k,$$

т. е. *специфичната топлина на топене е равна на увеличаването на вътрешната потенциална енергия на един грам от веществото при преминаването му от твърдо в течно състояние.*

От молекулно-кинетична гледна точка топенето може да се обясни по следния начин. За да се откъсне една частица от кристалната решетка, трябва да се извърши определено количество работа — *отделителна работа* ε. Тази работа се изразходва да се преодолеят силите на взаимодействие и е равна на увеличението на потенциалната енергия на частицата. При ниски температури средната кинетична енергия на частиците

$$\frac{mc^2}{2}=\frac{3}{2}kT<\varepsilon$$

и те не могат да се откъснат. Когато температурата се повишава, $\frac{mc^2}{2}$ расте и при температурата на топенето става равна на ε. Силите на

* За леда $p\,(V_T-V_k)$ е само 0,0022 *кал* $г^{-1}$, за другите вещества още по-малко.

сцеплението не са в състояние да задържат повече частиците, те се откъсват една след друга, кристалната решетка се руши.

Топенето е свързано винаги с изменение на обема на тялото, който обикновено расте. Изключение правят водата, галият, бисмутът и някои сплави. Те намаляват обема си при топене, а го увеличават при втвърдяване. Особено голямо е увеличението при водата. От 1000 $см^3$ вода с температура 0° С се получава 1091 $см^3$ лед. На това се дължи смукването на водопроводните тръби, ерозията на скалите и разрохкването на почвата при размръзване. Спукването на тръбите е неизбежно, когато започнат да замръзват от двете страни. При едностранно замръзване, което започва от крана, такава опасност няма. Поради по-малката си плътност ледът плава върху водата и предпазва водните басейни от пълно замръзване.

Изменението на обема е причина за влиянието на налягането върху температурата на топене. *При всички вещества, които увеличават обема при топене, когато налягането p се повишава, расте и температурата на топене T, а при онези, които го намаляват — обратно.*

Зависимостта между налягането и температурата на топене се дава от *уравнението на Б. Клапейрон и Р. Клаузиус:*

$$\frac{dT}{T} = \frac{V_T - V_k}{r}\, dp. \qquad (1)$$

Тук dT е изменението на температурата на топене при промяна на налягането с dp.

Съгласно (1) и опитните данни, когато налягането нарасне с 1 *ат*, температурата на топене на леда се понижава с 0,0073° С*.

Понижението е незначително, но въпреки това играе важна роля при много явления. На него се дължи движението на ледниците, свойството на снега да се слепва и т. н.

§ 159. Преохлаждане. Кристализационни ядра

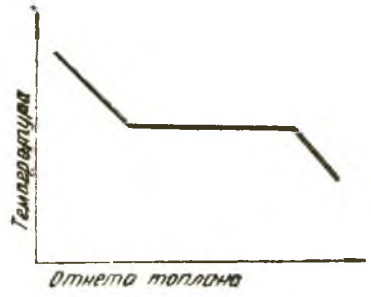
Топенето е обратимо явление. Ако се охлажда течност, която не съдържа разтворени вещества, температурата ѝ се понижава отначало плавно, докато достигне температурата на топене, след което се задържа някое време постоянна. През това време веществото кристализира и освобождава погълнатата при топенето топлина. След като се завърши кристализацията, температурата започва отново да намалява (фиг. 188).

Процесът протича по описания начин само ако е безкрайно бавен, или при крайна скорост, ако течността съдържа твърди частици, найдобре от вещество с близка кристална структура. При внимателно охлаждане на чиста, добре филтрувана или дестилирана течност, която не съдържа никакви твърди частици, температурата може да се понижи с десетки и даже със стотици градуси под температурата на топенето, без да започне кристализация. Това явление се нарича *преохлаждане.*

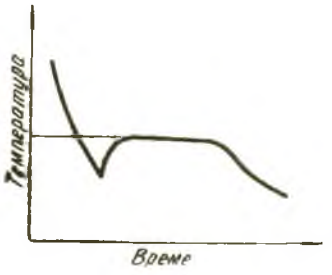
* За водата $T = 273{,}16°$ К, $V_T = 1{,}00016$ $см^3$, $V_k = 1{,}091$ $см^3$, $r = 79{,}7 \times 4{,}187 \times 10^7$ *ерг* $г^{-1}$.

То е широко разпространено и се наблюдава при всички вещества, включително и металите.

Особено удобен за демонстриране на преохлаждането е натриевият тиосулфат — $Na_2S_2O_3 . 5H_2O$*. Той се топи при 48,2° С, но може да бъде преохладен лесно до стайна температура. Ако в преохладения тиосул-



Фиг. 188. Изменение на температурата при втвърдяване



Фиг. 189. Преохлаждане

фат се пусне кристалче от същото вещество, около него като център започва веднага кристализация, температурата се повишава бързо до точката на топене и се задържа на това ниво, докато не изкристализира цялата течност (фиг. 189). Ако в тиосулфата се потопи епруветка с етер, последният започва да кипи, след като се пусне кристалчето.

Преохлаждането показва, че кристализацията започва винаги около отделни твърди частици, наречени *центрове на кристализация* или *кристализационни ядра.* Като кристализационни ядра могат да послужат прашинки от кристал на същото вещество или от други изоморфни кристали, а при достатъчно преохлаждане — и каквито и да са прашинки. Вероятността за спонтанно възникване (самозараждане) на кристал в чиста течност, особено при слабо преохлаждане, е незначителна.** Причините за това са от термодинамично естество.

§ 160. Кристалзация на разтвори

Всички разтворени вещества понижават температурата на топене на разтвора. За определен разтворител понижението ΔT е пропорционално на молекулната концентрация на разтвора. *Какъв е видът на разтвореното вещество, няма никакво значение — закон на Ф. М. Раул* (1882 г.).

Ако n и n_0 означават броя молове разтворено вещество и разтворител, горният закон може да се напише във вида

$$\Delta T = G\frac{n}{n_0 + n}. \qquad (1)$$

* Употребява се във фотографията като фиксаж.

** Вероятността за самозараждане е пропорционална на обема на течността и на времето. При голям обем самозараждането може да стане сравнително бързо, при малък — обратно. На това се дължи лесното преохлаждане на водните капчици, които образуват облаците.

Тук G е постоянна величина, наречена *криоскопска константа*. Тя зависи от естеството на разтворителя.

Законът на Раул е строго валиден само за силно разредени разтвори. За тях $n \ll n_0$ и следователно

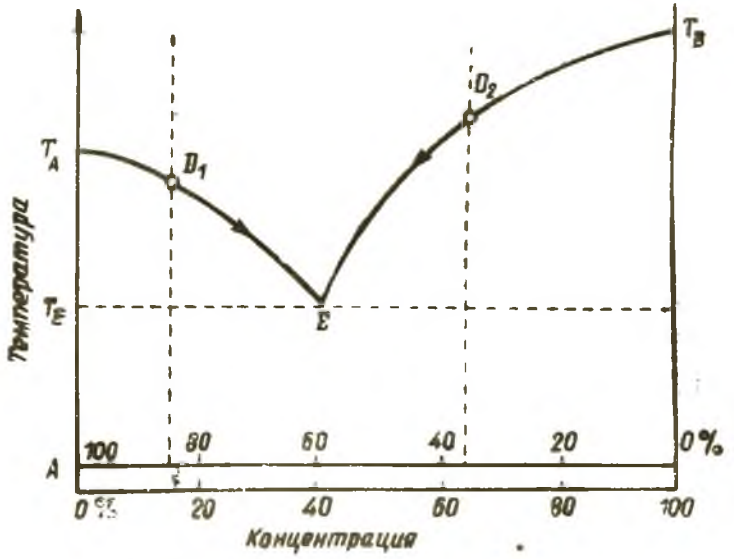
$$\Delta T = G\frac{n}{n_0}. \qquad (2)$$

Ако се умножат числителят и знаменателят с числото на Авогадро и се означи nN (броят на молекулите на разтвореното вещество) с L, а n_0N — с L_0, тогава

$$\Delta T = G\frac{L}{L_0}, \qquad (3)$$

т. е. *понижението на температурата на топене зависи единствено от това, колко молекули разтворено вещество се падат на една молекула разтворител.*

Въз основа на закона на Раул, като се измери ΔT, може да се определи моларната концентрация на разтвора и оттам молекулното тегло на разтвореното вещество. Този метод, наречен *криоскопен*, се използува много често в химията.



Фиг. 190. Кристализация на разтвори

При втвърдяването на разтворите се наблюдават едни или други закономерности в зависимост от това, дали двете вещества образуват смесени кристали (твърди разтвори) или кристализират поотделно. Тук ще се разгледа само вторият вид разтвори. Към тях принадлежат разтворите на NaCl, KCl и други соли във вода, както и някои сплави, например сплавите калай-цинк, олово-антимон и др. Типична диаграма на топене и втвърдяване на подобни разтвори и сплави е показана на фиг. 190

По хоризонталната ос отляво надясно е нанесена концентрацията на веществото B, отдясно наляво — на веществото A, по вертикалната ос — температурите на топене и кристализация за съответните концентрации. Температурите на топене на веществата A и B в чисто състояние са съответно T_A и T_B.

Както показва диаграмата, увеличението на концентрацията на веществото B предизвиква понижение на температурата на топене по кривата $T_A E$, а увеличението на концентрацията на веществото A — по кривата $T_B E$. Двете криви се пресичат в точка E, на която отговаря температурата на топене T_E. Това е най-ниската температура на топене на сплавта и се нарича *евтектична температура*. Концентрацията c_E, на която отговаря тази температура, се нарича съответно *евтектична концентрация*, а самата сплав — *евтектична сплав* или *евтектика*.

За сплавта калай (вещество A) и цинк (вещество B) T_A и T_B са съответно 232 и 419,4°C, T_E — 199°C, c_E — 8% цинк и 92% калай.

Евтектиката има строго определен състав. Тя се топи и втвърдява при постоянна температура. Съвсем друго е поведението на сплавите, чиято концентрация се отличава от евтектичната. Като пример ще се разгледат сплавите с концентрации c_1 и c_2 (фиг. 190). Нека се охлажда постепенно сплав с концентрация c_1. Когато се достигне температурата, представена с точка D_1, започва да кристализира само онова вещество, чиято концентрация е по-голяма от евтектичната, в случая веществото A. Поради това неговата концентрация в стопилката намалява, концентрацията на компонентата B расте. Поради това температурата на топене се понижава, като следва кривата D_1E. Този процес продължава, докато концентрацията стане равна на евтектичната. Тогава започва да кристализира и веществото B, концентрацията и температурата остават постоянни. Двете вещества кристализират обаче пак поотделно. Получава се смес от дребни кристалчета на веществото A и на веществото B, които запълват пространството между по-едрите кристали на веществото A, получени при доевтектичната кристализация.

Ако се охлажда стопилката с начална концентрация c_2, явлението протича по същия начин, но най-напред започва да кристализира веществото B.

Температурата на топене на евтектиката е винаги по-ниска от температурата на топене на металите, от които е съставена. Това се използува, за да се получават леснотопими сплави. Най-интересна от тях е *сплавта на Р. Вуд* със състава 53% бисмут, 20% калай, 15% олово и 12% кадмий. Най-лесно топимият от тези метали — калаят, се топи при 232°C, а самата сплав — при 60,5°C. Сплавта на Вуд, както и други подобни сплави, се използува при така наречените *меки спойки*.

По същия начин кристализира и разтвор на готварска сол във вода. Евтектичната концентрация е 22%, а евтектичната температура — 21°C. Ако началната концентрация на разтвора е по-малка от евтектичната, кристализира само водата, а ако е по-голяма — само солта. Но и в двата случая поради кристализацията на веществото, което се намира в излишък, концентрацията се доближава до 22%, а температурата на за-

мръзване до — 21° С. След като се достигнат тези стойности, започват да се отделят едновременно кристалчета лед и кристалчета сол, концентрацията и температурата престават да се менят.

Понижението на температурата на топенето на разтворите се използува за получаване на *изстудителни смеси.* Като се смесват в различно отношение лед и сол, може да се получат всички температури от 0 до — 21° С, при лед и калиева основа — от 0 до — 65° С.

§ 161. Изпарение във вакуум. Свойства на парите

Ако се остави в открит съд вода или друга течност, тя постепенно се изпарява — под действие на топлинното движение от повърхността ѝ се откъсват молекули и преминават в околното пространство.

За да се изтегли една молекула от течността и да се изведе вън от сферата на действие на съседните ѝ молекули, трябва да се извърши определено количество работа (ε), равно на увеличението на потенциалната енергия на молекулата. Тази работа се нарича *отделителна работа* или *отделителна енергия.*

Отделителната работа зависи от характера на силите на взаимодействие и от взаимното разположение на молекулите, значи от вида и от плътността на течността и от формата на изпаряващата повърхност. За водата при обикновена температура тя е близо 12 пъти по-голяма от средната кинетична енергия на постъпателното движение на молекулите

$$\frac{mc^2}{2} = \frac{3}{2}kT.$$

Въпреки това поради хаотичния характер на топлинното движение при всяка температура с изключение на абсолютната нула има молекули, чиято енергия е по-голяма от отделителната работа. Онези от тях, които се намират на повърхността на течността, могат да се откъснат и да преминат в парното пространство. Поради това изпарение има винаги, и то както от повърхността на течностите, така и от повърхността на твърдите тела, но неговата скорост намалява бързо с температурата и при достатъчно ниски температури става неизмеримо малка. Все пак при водата изпарение може да бъде наблюдавано даже и под — 100°С.

За да се изследват свойствата на парите, е желателно да се получат без примеси от други газове. Това може да стане, като течността се остави да се изпарява във вакуум. За целта се използува опитната постановка, представена на фиг. 191. В калибрираната тръба T_1, от която е изтеглен въздухът, се пуска със специално краче капка по капка някаква течност. Първите капки се изпаряват бързо, налягането, което се определя по височината h на живачния стълб, се повишава. С увеличаването на броя на капките изпарението става обаче все по-бавно и най-после спира — между образуваната пара и течността настъпва равновесие. Заедно с изпарението спира да се повишава и налягането.

Парите, които се намират в равновесие с течността, се наричат *наситщащи*, а онези, при които още не е достигнато равновесие и ако имаше течност, изпарението би продължило — *ненасищащи*. Налягането на насищащите пари се нарича *парно налягане на течността* и се бележи с $p_н$.

Причината да се установи равновесие е следната: от повърхността на течността се отделят непрекъснато молекули, които минават в парното пространство. Техният брой зависи единствено от температурата и вида на течността. Дали над нея има вече пара или не, това няма значение.*

Едновременно с изпарението и независимо от него протича и обратният процес: при своето хаотично движение част от молекулите на парата попадат отново върху течността и биват задържани от нея. Броят на тези молекули е пропорционален на скоростта на топлинното движение и на броя на молекулите в парното пространство.

Отначало, докато количеството на парата е още малко, преобладава процесът изпарение, от повърхността на течността се отделят повече молекули, отколкото се връщат. Постепенно обаче с увеличаване количеството на парите броят на връщащите се молекули нараства и се изравнява с този на излитащите, така че между изпарението и втечняването настъпва равновесие, което е динамично.



Фиг. 191. Изпарение във вакуум

§ 162. Свойства на насищащите пари

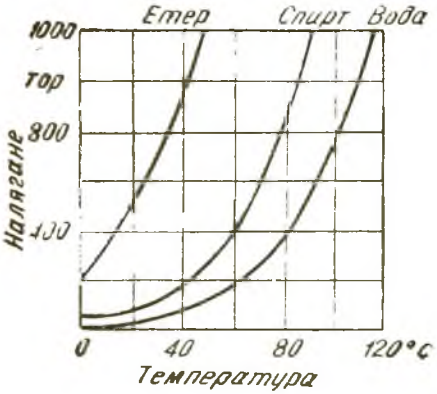
1. Като се издига тръбата T_2 нагоре, намалява се бавно обемът на насищащите пари (фиг. 191). Излишните пари се втечняват, а налягането остава същото. Увеличава се бавно обемът, част от течността се изпарява, но налягането пак не се променя. *Налягането на насищащите пари не зависи от обема.* Както и да се мени последният, стига промените да са толкова бавни, че температурата да не се изменя вследствие втечняването или изпарението, то остава постоянно.

2 Повтаря се опитът при друга, по-висока температура. Налягането остава пак постоянно, но е значително по-голямо от първото. *Налягането на насищащите пари на всяка течност зависи само от температурата:* когато тя се повишава, то бързо расте. Главната причина за това е ускоряването на процеса изпарение вследствие увеличаването на кинетичната енергия на молекулите на течността (виж изместването на кривата на разпределение на скоростите — фиг. 142).

* Казаното е вярно при условие, че плътността на парите е много по-малка от плътността на течността. За водата при 0° С двете плътности се отнасят, както 1 : 206 000, при 100° — както 1 : 1750.

На фиг. 192 е представена зависимостта между парното налягане и температурата за различни течности, а в табл. 11 са приведени някои данни за водата.

Когато температурата се повишава, налягането и плътността на водните пари бързо растат, плътността на водата намалява. При 374,2° С двете плътности стават равни, между водата и насищащите пари вече няма никаква разлика. Температурата 374,2° С е *критичната температура на водата.*



Фиг. 192. Парно налягане на вода, спирт и етер

Ненасищащите пари се подчиняват толкова по-добре на законите на Бойл—Мариот, Гей-Люсак и Шарл, колкото по-далеч са от състояние на насищане. Те може да бъдат превърнати в насищащи пари и втечнени или като се намалява обемът, или като се понижава температурата. Обратно, ако се увеличава обемът или се повишава температурата на насищащите пари в отсъствие на течност, те се превръщат в ненасищащи. Поради това ненасищащите пари се наричат често *прегрети пари.*

Таблица 11

Налягане и плътност на водата и водните пари

Температура в °С	Налягане	Плътност	
		насищащи пари	вода
—60	0,007 *тор*	0,011 *г м*$^{-3}$	—
0	4,6 „	4,8 „	999 840 *г м*$^{-3}$
10	9,2 „	9,4 „	999 700 „
2[illegible]	17,5 „	17,3 „	998 204 „
30	31,8 „	30,3 „	995 648 „
50	92,5 „	82,9 „	988 045 „
100	760 „	598 „	958 350 „
200	15,9 *атм*	7,86 *кг м*$^{-3}$	865 *кг м*$^{-3}$
300	87,6 „	46,2 „	712 „
374,2	225,5 „	325 „	325 „

§ 163. Изпарение във въздуха

При налягане до няколко *атм* плътността на въздуха е все още много по-малка от тази на течностите и неговото присъствие не може да промени забележимо отделителната работа при изпарението. Поради това от повърхността на течността ще се отделят за дадено време

толкова молекули, колкото и във вакуум. Присъствието на въздуха или на други газове променя само условията на движението на тези молекули. Във вакуум те се разпределят равномерно в целия обем, а във въздуха спират непосредствено над течността в пласт с дебелина, равна на средния свободен път. При напълно неподвижен въздух молекулите на парите от този пласт проникват в съседните пластове само чрез дифузия, а на тяхно място постъпват от течността други молекули. При това условие скоростта на изпарението се определя от скоростта на дифузията:

$$\frac{dM}{dt} = -\frac{1}{3} u\lambda \frac{d\rho}{dz} S, \qquad (1)$$

където $\frac{d\rho}{dz}$ е *градиентът на плътността на парите* по направление на нормалата към изпаряващата повърхност, а

$$\frac{1}{3} u\lambda$$

е *коефициентът на дифузия*. Ако пространството, в което се извършва изпарението, има ограничен обем и никъде в него не кондензират пари, с течение на времето $\frac{d\rho}{dz}$ намалява и най-после става нула — изпарението спира, въздухът се насища с пари. *Парциалното (частичното) налягане на парите, след като се достигне насищане, е такова, каквото би било, ако изпарението би ставало във вакуум — закон на Дж. Далтон.* Въздухът не променя налягането на насищащите пари, той само забавя изпарението.

Валидността на закона на Далтон за парите може да бъде показана по следния начин. Налива се върху вода въглероден четирихлорид (тетрахлорметан) и се загрява на водна баня. При нормално налягане водата кипи при 100° С, а въглеродният четирихлорид — при 76,7° С. Въпреки това на границата между двете течности кипенето започва при 65,5° С. Причина: парните налягания на двете течности при тази температура са съответно 192 и 568 *мм*, общото (сборното) налягане в парните мехурчета на границата е равно на атмосферното.

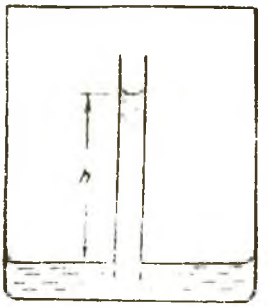
§ 164. Зависимост между парното налягане и кривината на изпаряващата повърхност

Енергията, която трябва да се изразходва, за да се откъсне една частица от повърхността на течността, зависи от броя на молекулите, които попадат в нейната сфера на действие. *Откъсването*, а следователно *и изпарението е по-лесно от изпъкнала повърхност, отколкото от вдлъбната* (фиг. 193). Поради това налягането на насищащите пари зависи и от радиуса на кривината r на изпаряващата повърхност. За изпъкнали, отколкото за вдлъбнатите.

Точната зависимост между $p_н$ и r може да бъде намерена въз основа на следните съображения. В затворен съд се намира течност, в която е потопена капилярка с радиус r. Ако течността мокри напълно капилярката, ще се покачи в нея на височина $h=\frac{2\alpha}{r\rho g}$ и ще образува вдлъбнат мениск с радиус r (фиг. 194). Нека $p_н$ е налягането на насищащите пари на нивото на течността в съда. На височина h то ще бъде $p=p_н-h\rho_п g$, където $\rho_п$ означава плътността на парите. Системата ще се намира в равновесие само ако налягането на тази височина е навсякъде еднакво, включително и над повърхността



Фиг. 193. Влияние на формата на изпаряващата повърхност върху отделителната работа



Фиг. 194. Влияние на формата на повърхността върху парното налягане

на течността в капилярката. В противен случай ще съществува непрекъснато течение на пари от капилярката навън, ако там налягането е по-голямо, или отвън към капилярката, ако е по-малко, което противоречи на втория закон на термодинамиката. Затова над повърхността на течността в капилярката равновесното налягане ще бъде

$$p=p_н-h\rho_п g=p_н-\frac{2\alpha}{r}\frac{\rho_п}{\rho},$$

откъдето се намира

$$\Delta p=p_н-p=\frac{2\alpha}{r}\frac{\rho_п}{\rho}. \qquad (1)$$

Налягането зависи следователно *от радиуса на кривината на изпаряващата повърхност. Над вдлъбната повърхност то е по-малко, а над изпъкнала — по-голямо, отколкото над плоска с*

$$\Delta p=\frac{2\alpha}{r}\frac{\rho_п}{\rho}.$$

В таблиците се посочват винаги стойностите на $p_н$ за плоска повърхност.

Поради малката плътност на парите Δp е обикновено незначително. За микроскопични и ултрамикроскопични капчици и мехурчета то може да стигне обаче твърде високи стойности. Така например за водата при 100С $\rho_н=6\cdot10^{-4}$ *г см*$^{-3}$, $\rho=1$ *г см*$^{-3}$, $\alpha=58$ *дн см*$^{-1}$ и ако $r=10^{-4}$ *мм*,

$$\Delta p=55 \text{ } тор.$$

Това значи, че в мехурчетата въздухът с радиус 10^{-4} *мм*, които се намират във вода, равновесното парно налягане ще бъде с 55 *тор* по-ниско, а на капчици вода със същия радиус — с 55 *тор* по-високо. Ако в пространство, предварително наситено с водни пари, се вкарат такива капчици, те ще се изпарят почти мигновено и ще се получи силно пресищане с пари.

Капчиците, които биха се образували при кондензация на съвършено чисти пари, без примесени към тях прашинки или капчици от друга течност, биха имали при възникването си още по-малки радиуси — от порядък на 10^{-6} *мм*. Равновесното налягане за такива капчици е грамадно, 5—10 пъти по-голяма от нормалното, и те, ако възникнат случайно или ако бъдат вкарани отвън, ще се изпарят веднага отново. В чисти пари при нормално парно налягане или при леко пресищане следователно не може да започне спонтанна кондензация. За да започне такава кондензация, е потребно неколкократно пресищане.

В противовес на казаното в атмосферата се наблюдават непрекъснато кондензационни процеси, които протичат при налягания, близки и даже по-малки от равновесното. Причината за това са милиардите прашинки и капчици от най-различен произход, които плават във въздуха.

Значението на прашинките за кондензацията може да бъде показано чрез следния прост опит. Взема се стъклена колба с обем половин до един литър, проплаква се с вода, за да се насити въздухът в нея с водни пари, и се смуква рязко и силно с уста. При смукването въздухът се разширява адиабатно и се охлажда, а парите се пресищат и се образува лека, едва забележима мъгла, която изчезва при отпускането. Обръща се колбата над запалена клечка кибрит или цигара, след което се повтаря опитът. При всяко смукване се образува интензивна мъгла, колбата става почти непрозрачна. Всяка капчица от мъглата съдържа по една прашинка, в случая невидима въглеродна частица, която е послужила като кондензационно ядро. Първите молекули пара се задържат върху прашинката, в резултат от което възниква бързо капчица с относително голям радиус, и кондензацията протича по-нататък нормално.

Като *кондензационни ядра* могат да послужат всякакви прашинки и особено прашинки от хигроскопични вещества. В приземните пластове на атмосферата такива прашинки има винаги в изобилие, затова в тези пластове се образуват лесно мъгли и облаци. Обратно, на голяма височина, където въздухът е много чист, кондензацията е силно затруднена и там могат да възникват значителни пресищания. Ако в такъв преситен въздух се разпръснат фино диспергирани частици, около тях започва кондензацията, образуват се облаци. На това се основават опитите да се предизвика изкуствен дъжд.

При по-силно пресищане като кондензационни ядра могат да послужат и газовите йони. Благодарение на своя електричен товар те привличат околните молекули от парите и улесняват кондензацията. Това свойство на йоните се използува да се проследява пътят на силно

йонизиращи частици и лъчи: α- или β-частици, космични лъчи и т. н. Около всеки йон, образуван от тези частици, когато преминават през преситен с пари въздух, се образува капчица течност. При достатъчно гъсто разположение на йоните капчиците образуват ясно видими следи, които очертават пътищата на частиците (*кондензационна камера на Уилсон*).

Образуването на мъгла около газови йони може да се покаже по следния начин. Към края на тясна стъклена тръбичка, от която излиза силна струя пара, се доближава върхът на острие, съединено с някой от кондукторите на електростатичната машина или с друг източник на високо напрежение. Около острието се образуват, както е известно, множество йони. Като попаднат в струята пара, те предизвикват усилена кондензация и се образува гъста мъгла.

Особено лесно протичат кондензационните процеси в съвършено тесни мокрещи се капилярки. Причината за това е образуването в тях на вдлъбнати менискуси с микроскопични радиуси, чието равновесно налягане е много по-малко от нормалното. В такива капилярки кондензацията може да продължи и в ненаситено парно пространство — *капилярна кондензация*.

§ 165. Влияние на разтворените вещества. Закон на Раул

Разтворените вещества понижават парното налягане. Понижението Δp се определя от закона на Раул

$$\frac{\Delta p}{p_н} = \frac{n}{n_0 + n}, \tag{1}$$

където $p_н$ е парното налягане на чистия разтворител, $\frac{n}{n_0 + n}$ — моларната концентрация на разтвора.

За разредените разтвори, за които в същност е валиден този закон, $n \ll n_0$ и следователно

$$\frac{\Delta p}{p_н} = \frac{n}{n_0}$$

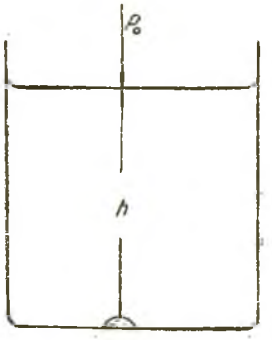
или като се умножат n и n_0 с числото на Авогадро,

$$\frac{\Delta p}{p_н} = \frac{L}{\ldots},$$

т. е. подобно на понижението на температурата на топене (§ 160) *относително понижение на налягането* $\frac{\Delta p}{p_н}$ *зависи единствено от броя на молекулите разтворени вещества, които се падат на една молекула от разтворителя*.

§ 166. Кипене. Температура на кипенето

При кипенето се образуват пари не само на повърхността на течността, както при обикновеното изпарение, но и вътре в нея. От дъното на съда се отделят едно след друго мехурчета пари, които се издигат нагоре, като нарастват непрекъснато, достигат до повърхността и се пукат. Мехурчетата, особено при по-продължително кипене, не се отделят от всички части на дъното, а само от определени точки. Това са местата, където поради наличието на грапавинки или пори има все още следи от въздух. Този въздух играе важна роля при кипенето. За да се разбере в какво се състои тя, ще се разгледат условията на равновесие на едно парно мехурче, което се намира на дъното на съда (фиг. 195).



Фиг. 195. Образуване на парни мехурчета

В мехурчето има винаги насищащи пари и малко въздух, Налягането на парите е $p_н$, на въздуха $p_в$, а общото налягане — $p_н + p_в$. Това налягане действува отвътре навън. На него се противопоставя външното налягане, което се състои от налягането върху повърхността на течността p_0, хидростатичното налягане $h\rho g$ и повърхностното налягане $\frac{2\alpha}{r}$. При определена температура мехурчето се намира в равновесие — вътрешното налягане е равно на външното:

$$p_н + p_в = p_0 + h\rho g + \frac{2\alpha}{r}.$$

Ще се разгледат два случая.

1. В мехурчето има много въздух, така че неговият радиус дори и при ниска температура е сравнително голям, например 1 *мм*. При това положение повърхностното налягане е незначително и може да се пренебрегне:

$$p_н + p_в = p_0 + h\rho g.$$

Повишава се бавно температурата. Парното налягане расте, обемът на мехурчето се увеличава, което предизвиква от своя страна намаление на налягането на въздуха. На всяка температура отговаря определен равновесен обем, за който е в сила условието $p_н + p_в = p_0 + h\rho g$. Това продължава, докато се достигне такава температура, при която парното налягане се изравнява с външното:

$$p_н = p_0 + h\rho g.$$

От този момент нататък не е възможно вече никакво равновесие, каквото и да е $p_в$, тъй като

$$p_н + p_в > p_0 + h\rho g.$$

Без да се повишава повече температурата, мехурчето продължава да расте, подемната сила става достатъчно голяма, откъсва го от дъното и го изхвърля на повърхността — течността започва да кипи. *Течността кипи* следователно *при онази температура, при която налягането на нейните насищащи пари се изравни с външното налягане*:

$$p_н = p_0 + h\rho g.$$

Обикновено $h\rho g \ll p_0$ и може да се пренебрегне. В такъв случай температурата на кипенето се определя от условието

$$p_н = p_0.$$

Като се изменя p_0, течността може да се застави да кипи при която и да е температура, като се почне от температурата на замръзването ѝ и се свърши с критичната. Като характерна температура за течността се посочва обаче температурата ѝ на кипене при нормално атмосферно налягане – *нормална температура на кипене*. За да кипи течността при температура, по-ниска от нормалната, трябва да се изтеглят непрекъснато образуваните пари с вакуумна помпа. Каква температура на кипене ще се установи, зависи от мощта на помпата — от това, какво налягане може да поддържа тя. За да кипи течността при по-висока температура, не е потребен компресор — достатъчно е да се затвори съдът херметично.

При постоянно налягане температурата на кипене е също постоянна. Дали се нагрява по-силно или по-слабо, няма значение.

2. Чрез продължително кипене или по друг начин съдът се обезгазява добре. Това не значи, че по дъното няма никакви мехурчета въздух. Такива остават винаги, но техните радиуси са твърде малки например 10^{-5} *см*.

При подобен радиус повърхностното налягане $\frac{2\alpha}{r}$ е няколко *атм*. За да бъде преодоляно, трябва течността да се нагрее до температура, значително по-висока от нормалната ѝ температура на кипене. Когато най-после парното налягане стане достатъчно голямо и раздуе малко мехурчето, повърхностното налягане пада внезапно почти до нула, равновесието се нарушава рязко и започва бурно образуване на пара, която може да изхвърли течността навън. Поради буйното изпарение температурата на течността пада бързо до нормалната температура на кипене, след което започва отново да се повишава.

Описаното явление се нарича *прегряване*. То се дължи на липса на въздух. Прегрятата течност не кипи спокойно, а на отделни тласъци, които могат в някои случаи да бъдат и твърде опасни.

За да се избегне опасността от прегряване, на дъното на съда трябва да се постави пореста тяло, което съдържа много въздух, или още по-добре затворени от едната страна стъклени капилярки. Няколко такива капилярки с обем по няколко десети $мм^3$ могат да осигурят потребния въздух и да поддържат равномерно кипене в продължение на часове.

§ 167. Топлина на изпарение Изотерми на втечняване. Критични температури

При определено налягане въпреки непрекъснатото нагряване температурата на кипенето остава постоянна. Това показва, че топлината, която се придава на течността, отива да я превръща в пари.

Количеството топлина, потребно, за да се изпари изотермично един грам от някоя течност, се нарича *специфична топлина на изпарение* на същата (λ).

Нека U_n и U_T са вътрешните енергии на 1 *г* вещество в парообразно и в течно състояние, V_n и V_T — специфичните обеми на веществото в двете състояния, а p — налягането. Тогава съгласно първия принцип на термодинамиката

$$Q=\lambda=U_n-U_T+p\,(V_n-V_T).$$

Една част от топлината на изпарение отива следователно за увеличаване вътрешната енергия на веществото (вътрешна топлина на изпарение — λ_i), другата — за извършване външна работа (външна топлина на изпарение — λ_e). За водата при 100° С $\lambda_i=499{,}4$ *кал* $г^{-1}$, $\lambda_e=39{,}5$ *кал* $г^{-1}$.

В табл. 12 са указани специфичните топлини на изпарение на някои вещества при нормалните им температури на изпарение. Прави впечатление голямата топлина на изпарение на водата. Поради това водните пари са отличен топлоносител.

Таблица 12

Специфична топлина на изпарение на някои течности

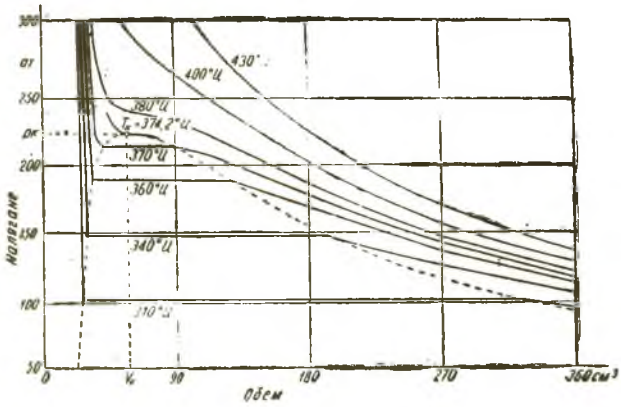
Течност	Температура на изпарение в °С	Топлина на изпарение в *кал* $г^{-1}$
Вода	100	538,9
Живак	358	67,8
Кислород	—183	51
Етилов спирт	78,2	216
Етилов етер	34,8	84,8

Когато температурата се повишава, топлината на изпарение намалява и при критичната температура става нула.

На фиг. 196 са представени няколко изотерми на водна пара, най-добре изследваното вещество в термодинамично отношение. Нека проследим по-подробно получаването на една от тях, например на изотермата за 340° С. При тази температура налягането на насищащата водна пара е 149 *кГ* $см^{-2}$, специфичният ѝ обем — $V_n=194$ $см^3$ $мол^{-1}$, а специфичният обем на самата вода $V_T=29{,}5$ $см^2$ $мол^{-1}$.

В термостат с температура 340° С се поставя цилиндър с добре уплътнено бутало. В цилиндъра се затваря един мол водна пара с достатъчно голям начален обем, например 360 $см^2$. При този обем тя е

ненасищащата или прегрята. Намалява се бавно обемът V на парата, така че температурата ѝ да остава постоянна (изотермичен процес). Налягането расте и при $V = V_n = 194$ *см*³ става 149 *атм* — от ненасищаща парата се превръща в насищаща. От този момент започва втечняването, количеството на парата намалява, това на течността расте, а налягането при



Фиг. 196. Изотерми на водна пара. Критична температура

условие, че процесът протича строго изотермично, остава постоянно. Най-после при $V = V_T = 29{,}4$ *см*³ всичката пара е втечнена, буталото допира до вода. Поради незначителната свиваемост на последната дори малко намаляване на обема предизвиква рязко повишаване на налягането, изотермата се издига стръмно нагоре.

Ако след това буталото се връща назад, процесът протича в обратна посока: налягането пада бързо, достига 149 *атм*, задържа се, докато се изпари всичката вода, и след това започва отново да намалява.

Повтаряме опита при все по-високи температури. С повишаване на температурата специфичният обем на парата бързо намалява, а този на водата расте. Съответно на това намалява и дължината на хоризонталната част на изотермите. При 374,2° С двата специфични обема се изравняват и хоризонталната част изчезва — върху изотермата се появява *инфлексна точка*. При още по-високи температури кривите се доближават все повече до равностранни хиперболи — изотерми на идеален газ.

При температури под 374,2° С водата в зависимост от обема, който ѝ е предоставен, може да се намира или само в парообразно състояние ($V \geqq V_n$), или само в течно ($V \leq V_T$), или в смесено — една част в течно другата в парообразно ($V_T < V < V_n$) Двете компоненти на сместа имат различни плътности и се разполагат една над друга, между тях се образува ясна *разделна повърхност* — свободната повърхност на водата.

При 374,2 °С $V_n = V_T$ плътността на парата се изравнява с тази на водата и разделната повърхност изчезва. Между водата и нейната насищаща пара няма вече никаква физична разлика, получава се едно единно състояние, което може да се нарече с еднакво право *течно* или

газообразно. Над 374,2° С не е възможно никакво втечняване: каквито и да са налягането и обемът, водата се намира в газообразно състояние. Разгледаното явление е общо за всички вещества. То е открито от Т. Андрюс (1869 г.), когато е изследвал изотермите на въглеродния двуокис.

За всяко вещество съществува такава температура T_k, при която плътността на неговата насищаща пара става равна на плътността на течността и хоризонталната част върху изотермата изчезва. Тази *температура* се нарича *критична.* Специфичният обем на веществото при критичната температура се нарича *критичен обем* (V_k), съответното налягане — *критично налягане* (p_k). Критичните параметри T_k, V_k и p_k са характерни за веществото.

При температури, по-високи от критичната, веществото може да съществува само в газообразно състояние, при температури, по-ниски от критичната, в зависимост от обема — в парообразно, течно или смесено състояние. На всяко от тези три възможни състояния отговаря отделна област на диаграмата pV (фиг. 196): областта, затворена от защрихованата крива, отговаря на смесеното състояние, областта наляво от тази крива и критичната изотерма — на течното, останалата област — на газообразното.

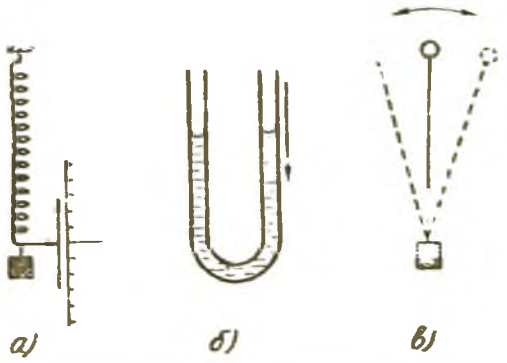
За да се втечни някое вещество, например водородът, трябва да се охлади до температура, по-ниска от критичната, в случая под — 239,9°С, и да се намали достатъчно обемът му. Въпросът за втечняването на газовете е следователно преди всичко въпрос за получаване на достатъчно ниски температури.

ТРЕПТЕНИЯ И ВЪЛНИ

XXII. ПЕРИОДИЧНИ ДВИЖЕНИЯ

§ 168. Характеристика на периодично движение

Ако едно тяло или материална точка извършва движение, при което след равни интервали от време преминава отново през всяко едно положение, такова движение се нарича *периодично*. В природата се срещат много такива периодични движения, например движението на планетите около Слънцето, движението на спътниците около планетите, въртенето на Земята около оста ѝ; люлеенето на махало, трептенето на тяло, окачено на спирална пружина (фиг. 197 *а*), колебанието на течност в U-видна тръба (фиг. 197 *б*), трептенето на метална пластинка, закрепена на единия край (фиг. 197 *в*), трептенето на струна, на камертон, трептеливите процеси при звуковите, светлинните и електрическите явления и т. н.



Фиг. 197. Опити за трептеливи движения

При някои от гореизброените случаи периодичността се дължи на обикаляне на тялото по затворена крива линия, както е движението на планетите около Слънцето. Броят на обикалянията в единица време ще бележим с n. В други случаи периодичността се дължи на трептенето (люлеенето) на тялото около неговото равновесно положение. Броят на трептенията в единица време ще бележим с ν и ще го наричаме *честота* (фреквенция) на трептенето. Времето между две последователни преминавания на тялото през началото или кое и да е положение в една и съща посока се нарича *период* на периодичното движение и се бележи с T.

В първия случай — периодичност при въртене — между T и n съществува следната връзка:

$$T=\frac{1}{n}. \quad n=\frac{1}{T} \text{ и } nT=1.$$

При въртеливите движения въведохме величината ъглова скорост:

$$\omega=\frac{2\pi}{T}=2\pi n.$$

Във втория случай — периодичност при трептене между T и ν съществува аналогична връзка:

$$T=\frac{1}{\nu}, \quad \nu=\frac{1}{T} \text{ и } \nu T=1.$$

В този случай величината

$$\omega=\frac{2\pi}{T}=2\pi\nu$$

се нарича *кръгова честота* и представлява числото на трептенията в 2π секунди. Като единица за честота е въведена единицата *херц* (*хц*):

$$1 \text{ херц}=\frac{1}{\text{сек}}=\text{сек}^{-1}.$$

Произволни единици на *хц* са:

$$\text{килохерц } (\text{кхц})=10^3 \text{ хц};$$

$$\text{мегахерц } (\text{мхц})=10^6 \text{ хц}.$$

Периодичното движение се изразява математически изобщо с периодична функция на времето:

$$f(t)=f(t+kT),$$

което значи, че след кратни стойности на периода (k е цяло число) стойността на функцията остава неизменна. Например такава функция е всяка sin- или cos-функция на времето.

Тук ще се ограничим да разгледаме трептеливите периодични движения. За изучаване закономерностите на трептеливите периодични движения ще разгледаме така нареченото *хармонично*, или *синусно, трептеливо движение* като най-прост трептелив процес.

§ 169. Хармонично или синусно трептене

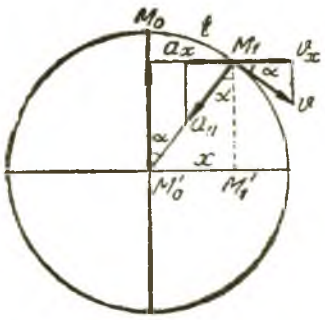
Ще разгледаме трептеливото движение на проекцията на една движеща се равномерно по окръжност точка върху един от диаметрите на окръжността.

Ако точката в началния момент е в M_0 (фиг. 198), а нейната проекция върху хоризонталния диаметър — в M'_0, след време t те ще заемат съответно положенията M_1 и M'_1. Новото положение на точката и проекцията ѝ са напълно определени от времето t или ъгъла α, които са свързани помежду си с израза

$$\alpha=\omega t.$$

α се нарича *фаза* на периодичното трептеливо движение.

Разстоянието x на проекцията от началното ѝ положение се нарича *отклонение (елонгация)*; то дава пътя, изминат от проекцията. Най-голямата стойност на отклонението е равна на радиуса на окръжността и се нарича *амплитуда*.



Фиг. 198. Схема за извеждане законите на хармоничното движение

От фиг. 198 следва

$$x = r \sin \alpha = r \sin \omega t, \tag{1}$$

което дава закона за пътя на проекцията. Пътят е една синусна функция на α или t. Трептене, което се представя аналитически със синусна или косинусна функция, се нарича *хармонично* или *синусно*.

Скоростта и ускорението при това трептеливо движение ще определим съответно като първа и втора производна на x спрямо времето:

$$v_x = x' = r\omega \cos \omega t; \tag{2}$$

$$a_x = x'' = -r\omega^2 \sin \omega t = -\omega^2 x. \tag{3}$$

Равенства (2) и (3) показват, че скоростта и ускорението са също периодични функции на времето t, респективно на ъгъла α.

Знакът на a_x е отрицателен, тъй като то е насочено винаги противоположно на отклонението x. Силата, под действието на която се извършва хармоничното трептене на точка с маса m, съгласно основното динамично уравнение ще бъде

$$F_x = ma = -m\omega^2 x. \tag{4}$$

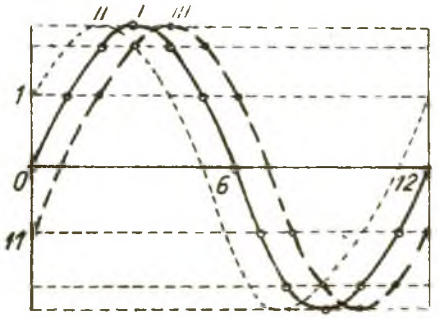
Тя е променлива сила — пропорционална на x, винаги насочена срещу отклонението и съобщава на трептящата точка променливото ускорение (3). Изобщо *всяко тяло, което се движи под действието на сила, пропорционална на отклонението му от равновесното положение и насочена против отклонението, извършва синусно движение.* Подобни случаи имаме при люлеене на махало, при деформациите на твърди тела и т. н. Периодът на хармоничното трептене е интервалът от време между две последователни преминавания на точката през едно и също място, в една и съща посока и с една и съща скорост.

Хармоничното трептене може да се покаже със следните опити. На оста на центрофуга е закрепен хоризонтално лост, който на единия край има къса вертикална пръчка с топче. При равномерно въртене на оста топчето се движи равномерно по окръжност, лежаща в хоризонтална равнина. Когато топчето се проектира върху вертикален екран чрез осветяване, наблюдава се хармонично трептене на проекцията на топчето и нееднаквата ѝ скорост на движение.

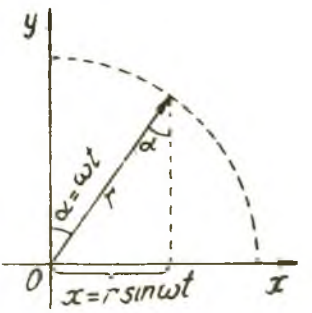
Графично и векторно представяне на синусното движение. Хармоничното трептене се представя графично със синусоида (фиг. 199).

Ако приемем, че в началния момент $t = 0$ точката не е в O, а се е придвижила напред с известно време t_1, респективно с ъгъл $\varphi_1 = \omega t_1$, тогава след периода T ще получим крива *II*, напълно аналогична на крива *I*, само отместена спрямо нея фазово с φ_1, респективно с t_1:

$$x = r \sin(\alpha + \varphi_1) = r \sin(\omega t + \omega t_1) = r \sin \omega (t + t_1).$$



Фиг. 199. Графично представяне синусни движения, фазово отместени



Фиг. 200

Ако приемем, че в началния момент $t = 0$ точката е закъсняла спрямо първия случай с време t_2, респективно с ъгъл $\varphi_2 = \omega t_2$, след периода T ще получим крива *III*, също аналогична на *I*, но отместена спрямо нея фазово с φ_2, респективно с t_2:

$$x = r \sin(\alpha - \varphi_2) = r \sin(\omega t - \omega t_2) = r \sin \omega (t - t_2).$$

Всяка от трите криви, разгледана отделно, независимо от останалите има един и същ характер и фазовото отместване няма никакво значение. Разглеждаме ли обаче трите движения съвместно, фазовото отместване играе съществена роля, тъй като резултантното от тия движения в зависимост от големината на фазовото отместване ще получи разнообразен характер и стойност.

Хармоничното трептене може да се представя и векторно. Амплитудата r се представя с вектор $\mathbf{r}$, който изхожда от началото на координатната система. Големината на вектора в някакъв мащаб числено е равен на амплитудата. Фазовият ъгъл $\alpha = \omega t$ се дава с ъгъла, който векторът на амплитудата $\mathbf{r}$ сключва с оста Y (фиг. 200). Проекцията на вектора $\mathbf{r}$ върху оста X дава в съответния мащаб отклонението на трептящата точка по оста X в момента $t - x = r \sin \omega t$. При увеличаване на фазовия ъгъл $\alpha = \omega t$ с течение на времето векторът на амплитудата $\mathbf{r}$ ще се върти в посока на часовниковата стрелка с ъглова скорост ω.

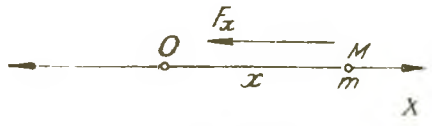
Енергия на хармонично трептяща точка. Нека една точка с маса m извършва хармонично трептене в дадено направление x. Както видяхме, скоростта и ускорението ѝ са променливи величини (2 и 3); такива ще бъдат също кинетичната и потенциалната ѝ енергия. Общата

енергия на точката обаче във всеки момент е постоянна, равна на сумата от кинетичната и потенциалната ѝ енергия:

$$E = E_к + E_p,$$

което ще установим.

В положение M на разстояние x от началото O (фиг. 201) характерните величини за трептящата точка са:



Фиг. 201

$$x = r \sin \omega t,$$

$$v_x = r\omega \cos \omega t,$$

$$a_x = -\omega^2 x,$$

$$F_x = -m\omega^2 x.$$

Кинетичната енергия на точката с масата m в положение M ще бъде

$$E_к = \frac{mv_x^2}{2} = \frac{mr^2\omega^2 \cos^2 \omega t}{2}. \tag{5}$$

Потенциалната ѝ енергия в същото положение се дава с работата, която е необходимо да се извърши за преместването на точката на разстояние x от O срещу променливата сила F_x (работата се извършва от външната сила $F'_x = -F_x$), под действието на която се намира масата:

$$E_p = \int_0^x (-F_x)\,dx = \int_0^x m\omega^2 x dx = \frac{m\omega^2 x^2}{2} = \frac{m\omega^2 r^2 \sin^2 \omega t}{2}. \tag{6}$$

Следователно общата енергия на масата в положение M ще бъде

$$E = E_к + E_p = \frac{1}{2} m\omega^2 r^2 = 2m\pi^2 r^2 \nu^2. \tag{7}$$

Общата енергия на една хармонична трептяща точка остава постоянна през всичкото време на трептенето и е пропорционална на масата, на квадрата на амплитудата и на квадрата на честотата.

§ 170. Събиране на две синусни трептения с еднакви направления

Ако една точка е принудена да извършва едновременно и независимо едно от друго две синусни движения, тя ще извършва едно резултантно движение, получено от събирането на двете движения.

Ще разгледаме няколко случая за събиране на две синусни движения с еднакво направление.

2. Нека една точка е подложена да извършва едновременно две синусни движения с еднакви фази и честоти, но с различни амплитуди:

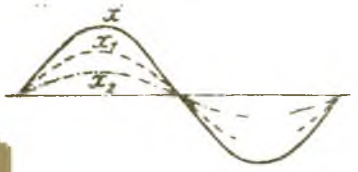
$$x_1 = r_1 \sin \omega t \quad \text{и} \quad x_2 = r_2 \sin \omega t,$$

които графично са представени на фиг. 202.

Резултантното отклонение от равновесното положение се получава като алгебрическа сума на двете отклонения x_1 и x_2:

$$x = x_1 + x_2 = (r_1 + r_2) \sin \omega t.$$

Това движение има същата фаза и честота, както събираемите, а амплитудата му е равна на сумата от амплитудите на събираемите движения. Ако $r_1 = r_2 = r$, амплитудата на резултантното движение е два пъти по-голяма — $2r$.



Фиг. 202. Събиране на две синусни движения с еднакви фази и различни амплитуди



Фиг. 203. Събиране на две синусни трептения с противни фази и различни амплитуди

На фиг. 202 е представено графично и резултантното движение, получено от геометричното събиране графиците на двете събираеми движения.

2. Нека една точка е подложена да извършва едновременно две синусни движения с еднаква честота и различни амплитуди, но с противни фази:

$$x = r_1 \sin \omega t \text{ и } x_2 = r_2 \sin (\omega t + \pi) = - r_2 \sin \omega t,$$

които графично са представени на фиг. 203.

От събирането им получаваме резултантното движение

$$x = x_1 + x_2 = r_1 \sin \omega t - r_2 \sin \omega t = (r_1 - r_2) \sin \omega t.$$

Резултантното движение има същата честота, а амплитудата му е равна на разликата от амплитудите на събираемите движения. Ако $r_1 = r_2 = r$, амплитудата на резултантното движение е нула. Геометричното събиране на двете движения е показано на фиг. 203.

3. Нека една точка е подложена да извършва едновременно две синусни движения с еднакви честоти, но с различни амплитуди и различни фази (общ случай):

$$x_1 = r_1 \sin (\omega t + \varphi_1), \quad x_2 = r_2 \sin (\omega t + \varphi_2),$$

които са представени графично на фиг. 204.

В този случай фазовото отместване между двете движения е $\varphi_1 - \varphi_2$. Резултантното им движение ще бъде

$$x = x_1 + x_2 = r_1 \sin (\omega t + \varphi_1) + r_2 \sin (\omega t + \varphi_2) = r_1 \sin \omega t \cos \varphi_1 +$$
$$+ r_1 \sin \varphi_1 \cos \omega t + r_2 \sin \omega t \cos \varphi_2 + r_2 \sin \varphi_2 \cos \omega t =$$
$$= (r_1 \cos \varphi_1 + r_2 \cos \varphi_2) \sin \omega t + (r_1 \sin \varphi_1 + r_2 \sin \varphi_2) \cos \omega t.$$

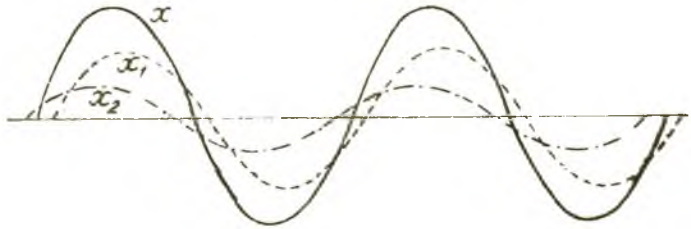
Като положим

$$r_1 \cos\varphi_1 + r_2 \cos\varphi_2 = r\cos\varphi,$$
$$r_1 \sin\varphi_1 + r_2 \sin\varphi_2 = r\sin\varphi, \qquad (1)$$

получаваме

$$x = x_1 + x_2 = r\sin\omega t\cos\varphi + r\sin\varphi\cos\omega t = r\sin(\omega t + \varphi).$$

От аналитичното събиране на двете синусни движения се вижда, че резултантното движение е също синусно движение със същата честота



Фиг. 204. Събиране на две синусни трептения с различни фази и различни амплитуди

и направление, както събираемите движения, но с различна амплитуда и различно фазово отместване спрямо събираемите движения. Геометричното им събиране е показано на фиг. 204.

На фиг. 205 е представено векторно събиране на синусните движения. То показва верността на равенства (1), а така също, че амплитудата и фазата на резултантното движение са различни спрямо тия на събираемите.

Този случай на сумиране на хармонични трептения с еднаква честота и еднакво направление представлява основа на всички интерференчни процеси в акустиката, оптиката и електродинамиката и ние ще го използуваме на съответните места.

От равенство (1) чрез повдигане на квадрат и сумиране се получава

$$r^2 = r_1^2 + r_2^2 + 2r_1r_2\cos(\varphi_1 - \varphi_2). \qquad (2)$$

Това равенство следва и непосредствено от прилагане на карнотовата теорема за тъп ъгъл в един от триъгълниците със страни r_1, r_2 и r (фиг. 205).

Равенство (2) позволява да се определи амплитудата на резултантното движение в зависимост от амплитудите и от големината на фазовата разлика $\varphi_1 - \varphi_2$ на събираемите движения. Нека получим големината на амплитудата r при няколко частни случая за фазовите разлики:

1. $\varphi_1 - \varphi_2 = 0$, $r = r_1 + r_2$; при $r_1 = r_2$ $r = 2r_1$.

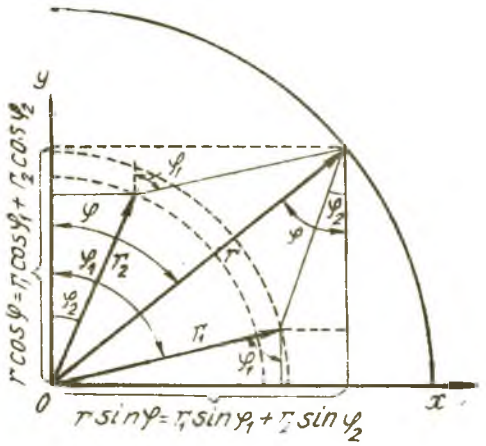
2. $\varphi_1 - \varphi_2 = \frac{\pi}{2}$, т. е. $t = \frac{T}{4}$, $r^2 = r_1^2 + r_2^2$; при $r_1 = r_2$ $r^2 = 2r_1^2$.

3. $\varphi_1 - \varphi_2 = \pi$, т. е. $t = \frac{T}{2}$, $r = r_1 - r_2$; при $r_1 = r_2$ $r = 0$.

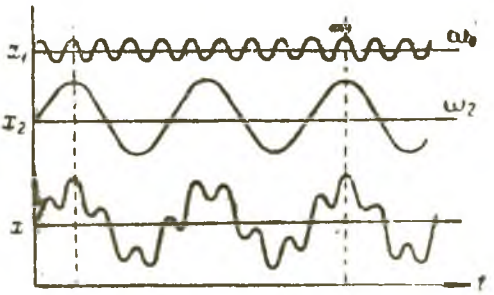
Фазата на резултантното движение се определя от равенства (1)

$$\operatorname{tg}\varphi = \frac{r_1 \sin\varphi_1 + r_2 \sin\varphi_2}{r_1 \cos\varphi_1 + r_2 \cos\varphi_2}. \qquad (3)$$

Събиране на хармонични трептения с различни честоти дава сложни, *нехармонични трептения*. Такова сложно трептене, получено от събирането на две синусни трептения с различни честоти, е показано на фиг. 206. Ние няма да разглеждаме такива сложни трепте-



Фиг. 205. Векторно събиране на две синусни трептения



Фиг. 206

ния. Ще отбележим само, че е възможно такова сложно периодично трептене да се разложи на сума от прости синусни трептения. Тази задача е била разрешена от Фурие. Теорията на Фурие успешно се използува за такова разлагане при променливите токове, в акустиката, електромагнитните трептения и др.

§ 171. Събиране на две синусни трептения с перпендикулярни направления

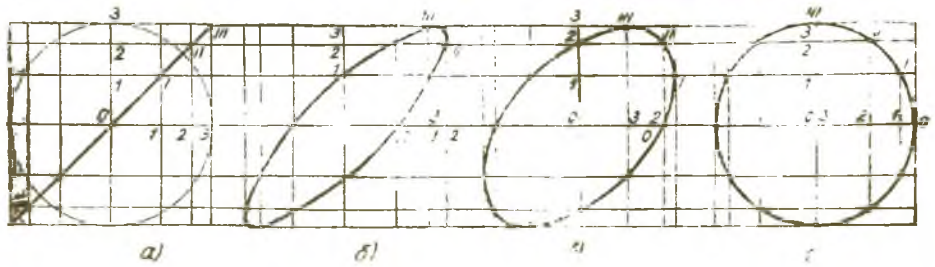
Нека една и съща точка е принудена да извършва едновременно две независими едно от друго синусни движения в две взаимно перпендикулярни направления. От наслагането на двете синусни трептения се получават резултантни трептения, при които точката описва сложни траектории, наречени *фигури на Лисажу*. По-прости фигури на Лисажу се получават, когато двете синусни трептения имат еднаква честота и еднаква амплитуда, но различни фазови разлики. На фиг. 207 са представени четири резултантни трептения, получени съответно при фазови разлики:

а) 0; б) $\frac{1}{12}$ T или $\frac{\pi}{6}$; в) $\frac{1}{6}$ T или $\frac{\pi}{3}$; г) $\frac{1}{4}$ T или $\frac{\pi}{2}$.

Графиците на резултантните трептения са получени по следния начин. По вертикалната и хоризонталната ос са нанесени положенията на треп-

тящата точка независимо едно от друго след всяка $\frac{1}{12}$ T, означени по осите с числата *0, 1, 2, 3,...*

В първия случай при еднакви фази тези положения са еднакви и по двете оси. От геометричното им събиране се получават точките *0, I, II, III,...*, съединяването на които дава графика на резултантното движение на точката, която е права линия.



Фиг. 207. Събиране на две синусни трептения с перпендикулярни направления и еднакви амплитуди

Във втория случай при фазова разлика $\frac{1}{12}$ T по абсцисната ос с *0* е означено положението, което точката е изминала за $\frac{1}{12}$ T, преди трептенето на точката по оста Y да е започнало. Оттук са нанесени положенията, които трептящата точка ще заема по абсцисната ос след всяка $\frac{1}{12}$ T, с *1, 2, 3,...* От геометричното събиране на положения *0, 1, 2,...* по двете оси се получават точките *0, I, II, III,...*, съединяването на които дава графика на резултантното трептене, което е елипса.

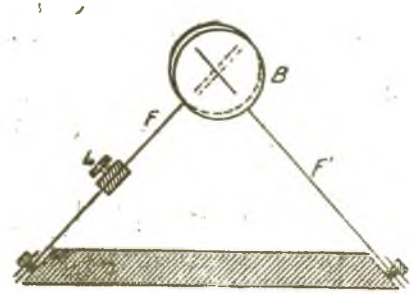
При фазова разлика $\frac{2}{12}$ T по абсцисната ос с *0* е означено положението, което точката е изминала за $\frac{2}{12}$ T, преди трептенето на точката по оста Y да е започнало. По-нататък се постъпва по подобен начин, както в предния случай. Графикът на резултантното движение е също елипса, само по-издута спрямо втория случай.

При фазова разлика $\frac{3}{12}$ T се постъпва аналогично, както при предходните случаи. При тази фазова разлика графикът е окръжност.

Само при фазова разлика 0 или четно число $\frac{T}{4}\left(\frac{\pi}{2}\right)$ се получава линейно синусно трептене. При всички други фазови разлики резултантното трептене става по елипса, която в частен случай може да премине в окръжност, ако фазовата разлика е нечетно число $\frac{T}{4}\left(\frac{\pi}{2}\right)$.

Когато събираемите синусни трептения имат освен различни фазови разлики още и различни честоти и амплитуди, получават се изобщо сложни фигури на Лисажу.

Опитно фигурите на Лисажу могат да се получат с уреда, показан на фиг. 208. Той се състои от две пъргави стоманени пластинки F и F', които са закрепени за пирамидална основа. На краищата им са закрепени дискове B с диаметрални разрези по направление на пластинките. Когато пластинките са в покой, дисковете се покриват, а разрезите се пресичат перпендикулярно. При осветляване на дисковете върху екрана се проектира светла точка, образ на мястото, където двата разреза се пресичат. Ако пластинките поотделно се доведат в трептене, светлата точка съответно чертае прави, които са разположени взаимно перпендикулярно и представляват отделни синусни трептения. Щом двете пластинки се доведат едновременно в трептене, светлата точка чертае върху екрана фигурите на Лисажу. Чрез местене на подвижната маса L върху пластинката F може да се изменя честотата ѝ. Като се създава и различна фазова разлика, върху екрана се получават различни фигури на Лисажу.



Фиг. 208. Уред за опитно показване събирането на две синусни трептения с перпендикулярни направления

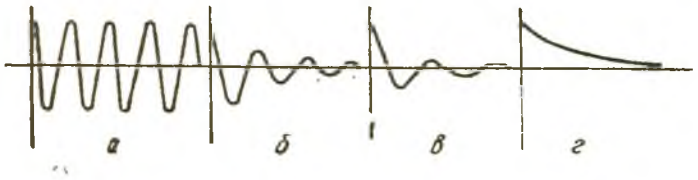
§ 172. Затихващи трептения

Енергията на една хармонично трептяща точка е постоянна величина. През време на движението тя само преминава от кинетична в потенциална и обратно. В природата обаче такива периодични трептения не се срещат, тъй като всяко трептене на дадено тяло е свързано с енергийни загуби — част от енергията му се изразходва поради триене, съпротивление на средата и др.

Поради намаляване енергията на трептеливото движение амплитудата на трептенията постепенно намалява, докато стане нула и движението спре напълно. Такива трептения се наричат *затихващи* за разлика от синусното трептене, което е *незатихващо* — с постоянна амплитуда. Пример за затихващо трептене: ако имаме две еднакви U-видни тръби и в едната е налята вода, а в другата — масло, затихването на трептенията при маслото е по-голямо, отколкото при водата, или ако в две такива тръби е налята вода, но едната е по-тясна, в нея затихването ще бъде по-силно. Степента на затихването зависи от естеството на течността и от сечението на тръбата, т. е. от съпротивлението, което изпитва трептящата система. На фиг. 209 са представени графично случаи на незатихващо (*а*) и на различно затихващи трептения (*б* и *в*), каквито имаме при някои механични системи, както бе показано на фиг. 197. Случаят, представен на фиг. 209 *г*, се нарича *апериодично трептене*, при което трептящата система след отклоняването ѝ идва в равновесното си положение асимптотично — теоретично след безкрайно дълго време. При за-

тихващи трептения, при все че амплитудите непрекъснато намаляват, те все пак остават изохронни, с еднакви периоди.

Ако известна трептяща система трябва да запази големината на амплитудата си, т. е. ако желаем да запазва енергията си, трябва по някакъв начин да ѝ предаваме външна енергия, за да компенсираме загубите на енергия от триене и др. Например, за да се поддържа постоянна амплитудата на махалото на часовник, се използува работата, получавана от падането на едно тяло или от развиването на една пружина.



Фиг 209. Незатихващи и затихващи трептения

Обратно, при трептящи системи енергията на които не ни е необходима, а ни е необходима само големината на отклонението (което служи например за измерване на някоя величина), стремим се да направим системите бързо затихващи, така че най-голямото отклонение да се установи за кратко време. Такива случаи имаме например при електрическите измерителни апарати, аналитичните апериодични везни и др. Същото е необходимо и тогава, когато се желае трептящата система да се върне в първоначалното си положение за кратко време, след като тя е направила най-голямо отклонение. Изобщо трептящата система се прави такава, че да заеме всяко ново положение със силно затихващи трептения.

Съществуват различни средства за увеличаване затихването на трептящите системи по механичен, електромагнитен и други начини.

§. 173. Принудени трептения. Резонанс

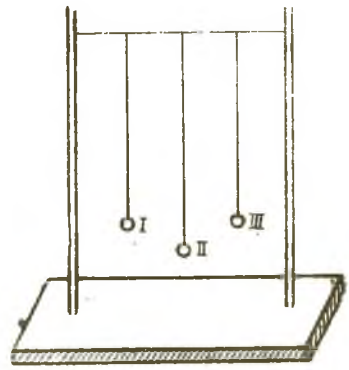
Трептенето на една система може да се породи от еднократното действие на външна сила. Трептенето на системата около равновесното ѝ положение е *свободно*, то по-нататък се поддържа от действието на вътрешните напрежения — сили на системата или тялото. При незначително външно съпротивление свободните трептения са слабо затихващи с определен период. Свободните трептения на едно тяло или система, поддържани от вътрешните им сили, и когато няма затихване, се наричат *собствени*.

Ако обаче трептенията на тяло или система се дължат на външна, периодично действуваща върху тях сила, трептенията се наричат *принудени* — например трептенето на фундамента или на цялото помещение от периодичното движение в машината, монтирана върху фундамента, трептенето на частите на самолет под действието на периодичните тла-

същи, получени от периодичните движения в самолетните мотори, трептенето на мембраната на телефонна слушалка или на високоговорител под действието на периодични изменения на магнитни полета и др.

Свободните трептения на една трептяща система поради наличието на триене и други загуби на енергия са на практика винаги затихващи, т. е. амплитудата им постепенно намалява. Принудените трептения на една система след установяването им имат постоянна амплитуда и период, равен на този на външната периодично действуваща сила.

При прилагане на външна периодично действуваща сила върху една система последната започва да извършва принудени трептения, амплитудата на които отначало расте, докато настъпи моментът, когато цялата работа на външната сила започва да отива за преодоляване само на триенето. От този момент насетне се установяват принудени трептения с постоянна амплитуда.



Фиг. 210

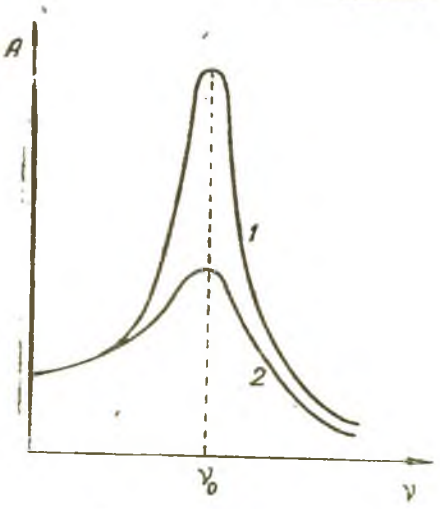
Теоретично и опитно може да се покаже, че амплитудата на установените принудени трептения зависи от амплитудата на външната периодично променлива сила, отношението на периода на тази сила и периода на собствените трептения на системата и от триенето в системата, което обуславя затихването на нейните свободни трептения.

Нека на опънатата връв окачим на равни разстояния три махала, от които *I* и *III* с еднакви дължини, следователно с еднакви периоди, а *II* — по-дълго от останалите и с по-голям период от техния (фиг. 210). Ако доведем в люлеене махало *I* в равнина, перпендикулярна на връвта, след известно време се забелязва, че енергията на махалото *I* постепенно и периодично се предава чрез връвта на махалото *III* и то започва да извършва принудено трептене. Неговата амплитуда постепенно се увеличава, тъй като собствените му трептения имат период, еднакъв с този на принудените. Махалото *II*, макар да е между останалите две и да извършва слаби принудени трептения, не е в състояние да възприема енергията на трептене на другите махала, тъй като неговият период на трептене е различен от този на махалата *I* и *III*.

Тези и много други аналогични опити показват, че амплитудата на установените принудени трептения е най-голяма, когато периодът на външната периодично променлива сила съвпадне с периода на собствените трептения на системата. Това явление на достигане на максимална амплитуда на принудените трептения при съвпадане на периодите на външната сила и собствените трептения на системата се нарича *резонанс*.

Ако горният опит се повтори при условие махалото *III* да се люлее отчасти потопено във вода, ще се установи, че амплитудата на трептене при настъпване на резонанс сега, когато триенето е по-голямо, е много по-малка. Подобни опити показват, че големината на амплитудата

на принудените трептения не само при настъпване на резонанс, но и извън него зависи силно от затихването. При по-силно затихване установяването на принудени трептения, т. е. изравняването на внасяната от външната сила в системата енергия със загубваната поради триенето, настъпва при по-малка амплитуда.



Фиг. 211. Зависимост на амплитудата на принудените трептения от честотата на външната сила при две различни затихвания. ν_0 е собствената честота на трептящото тяло

Зависимостта на амплитудата на принудените трептения от честотата (честотата на външната периодична променлива сила и затихването в трептящата система) може да се даде и графично. На фиг. 211 върху абсцисната ос е нанесена честотата ν на външната периодична променлива сила, а върху ординатната ос — амплитудата A на принудените трептения. Показани са така наречените *резонансни криви* за две различни затихвания. Кривата *1* се отнася за малко затихване, а 2 — за голямо. Първата има висок и тесен максимум, а втората — нисък и широк.

Явлението механичен резонанс е широко разпространено и се наблюдава при различни случаи в природата. Например, ако в едно помещение е поставена да работи някаква машина, която извършва периодични движения, и ако нейният период съвпада със собствения период на трептене на пода, последният идва в силно трептене.

§ 174. Махало

Всяко тяло, което е окачено на хоризонтална ос и може да се люлее с определен период около едно равновесно положение, се нарича махало.

Ако махалото представлява тежка материална точка, окачена на тънка неразтегаема нишка без тегло, то се нарича *просто* или *математическо махало.* Махалото се идеализира така за опростяване изводите на закономерностите при движението му. Всяко махало в същност е едно *физическо махало.*

Ние ще наподобим математическо махало, като вземем тежко и малко топче и го окачим на тънък и здрав конец (фиг. 212). Разстоянието от точката на окачването до центъра на топчето се нарича *дължина на махалото* l, отклонението α се нарича *амплитуда.* Когато махалото е в равновесно положение, теглото P се уравновесява от реакцията, развиваща се в точката на окачването. При отклоняване на махалото на ъгъл α в положение A то се връща към равновесното си положение под действието на слагаемата на теглото

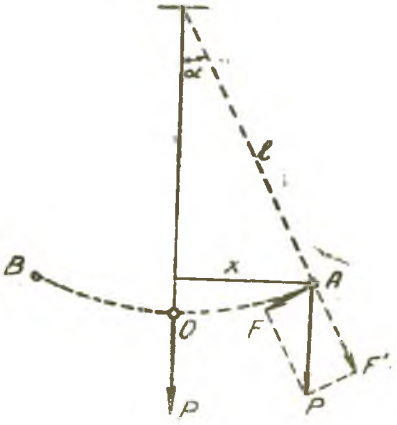
$$F = -P \sin \alpha,$$

която поддържа люлеенето на махалото. Тъй като тази сила е променлива синусна функция на амплитудата α, следва, че махалото ще извършва по дъгата AOB променливо движение, на което скоростта е най-голяма в O, а в A и B е нула. Ускорението, обратно, в A и B е най-голямо, а в O е нула.

Като заместим в уравнение $\sin\alpha$ с $\frac{x}{l}$, получаваме

$$F = -P\sin\alpha = -P\frac{x}{l} = -\frac{mg}{l}x. \qquad (2)$$

Силата, движеща махалото, е пропорционална на отместването му x и следователно движението на махалото при казаните условия ще бъде хармонично движение. Но ние можем да смятаме движението на махалото по хордата x вместо по дъгата OA само за малки стойности на α (до около 4°).



Фиг. 212. Махало

При хармоничното трептене големината на силата, която го предизвиква, имаше стойност

$$F = -m\omega^2 x, \qquad (2')$$

откъдето следва

$$F = -m\omega^2 x = -\frac{m4\pi^2}{T^2}x. \qquad (2')$$

Следователно силата, поддържаща люлеенето на махалото при казаните условия, ще е идентична със силата при хармоничното трептене, т. е.

$$\frac{m4\pi^2 x}{T^2} = mg\frac{x}{l}, \qquad (3)$$

откъдето се получава за периода на люлеенето на махалото стойността

$$T = 2\pi\sqrt{\frac{l}{g}}. \qquad (4)$$

От тази формула за периода на люлеенето на математическото махало следват законите:

1. Периодът не зависи от амплитудата, нито от веществото на махалото.

2. Периодът е пропорционален на квадратен корен от дължината на махалото и обратно пропорционален на квадратния корен от земното ускорение.

Тези закони са били опитно установени от Галилей и редица други изследователи.

Формула (4) обаче е валидна само за малки амплитуди (не по-големи от 4°), за които само можем да приемем с достатъчно приближение, че отклонението x е равно на дъгата AO. За по-големи стойности на амплитудата Хюйгенс установява следната по-точна формула за периода:

$$T=2\pi\sqrt{\frac{l}{g}}\left(1+\frac{1}{4}\sin^2\frac{\alpha}{2}+\frac{9}{64}\sin^4\frac{\alpha}{2}+\ldots\right), \tag{5}$$

която показва, че люлеенето на махалото изобщо престава да бъде хармонично трептене. Например за махало, чийто период при $\alpha=1°$ е 1 *сек*, при $\alpha=7°$ за периода му се получава

$$T=1+\frac{1}{1000}\ сек,$$

което значи, че махалото ще направи 1000 люлеения за 1001 *сек* вместо за 1000 секунди.

Ние показахме, че големината на силата, поддържаща люлеенето на математическото махало, е пропорционална на отстоянието x:

$$F=-m\omega^2x=-kx, \tag{6}$$

където k е силата, която действува върху люлеещата се точка при единица отклонение.

Ако разгледаме люлеенето на махалото като въртене около точката на окачването му, като заменим величините от (6) със съответните им при въртеливите движения, получаваме

$$M=-J\omega^2\alpha=-D\alpha, \tag{7}$$

където J е инерционният момент на махалото:

$$J=ml^2,$$

а D — дирекционният момент, който се получава при завъртане махалото на единица ъгъл (радиан). Тук D се дължи на теглото на махалото. От фиг. 212 следва

$$M=-mgl\sin\alpha\approx-mgl\alpha,$$

$$D=\frac{M}{\alpha}=mgl.$$

От равенство (7) следва още

$$D=J\frac{4\pi^2}{T^2},$$

от което за периода T се получава изразът

$$T=2\pi\sqrt{\frac{J}{D}}. \tag{8}$$

Периодът на математическото махало може да се изрази още като пропорционален на квадратен корен от инерционния момент на махалото и обратно пропорционален на корен квадратен от дирекционния момент.

Формула (8) може да се получи от формула (4), ако числителят и знаменателят се умножат с ml.

Махалото намира важно приложение при определянето на земното ускорение g. Определеното по формула (4) ускорение ще бъде толкова по-точно, колкото по-добре можем да наподобим махалото на математическо. Множество грижливо извършени измервания на различни места по земната повърхност са показали: 1) че земното ускорение на дадено място от земната повърхнина е величина постоянна и 2) на различни места от земната повърхнина земното ускорение се мени в зависимост от географската широчина (§ 62). На места с по-голяма географска широчина g има по-голяма стойност.

Таблица 13

Географска широчина	g $\frac{см}{сек^2}$
70°50′	983,053
59°46′	981,899
55°45′	981,564
48°50′	980,943
0°22′	977,999
22°54′	978,801
—37°50′	979,985
90°	983,216
0°	978,030

$\Delta g = 5{,}186$

Най-голяма разлика между стойността за g на полюса 983,216 и тази на екватора 978,030 е $\Delta g = 5{,}186$ — около 0,5 % от измерената стойност на g. Ето защо, когато не се изисква голяма точност, взема се средната стойност на g за 45° широчина:

$$g = 981 \frac{см}{сек^2}.$$

В днешно време измерването на земното ускорение g не се извършва с махало, наподобяващо математическото, а с физическо махало, отговарящо на известни условия.

§ 175. Физическо махало

Всяко твърдо тяло, което е окачено на ос, неминаваща през центъра на тежестта му, и може да се люлее около равновесното си положение, се нарича *физическо махало* (фиг. 213). Ако махалото е окачено на ос O_1 и го отклоним от равновесното му положение на ъгъл α, то ще се люлее с период T_1 под действието на връщателния момент:

$$M_1 = -Pa \sin\alpha = -mga \sin\alpha.$$

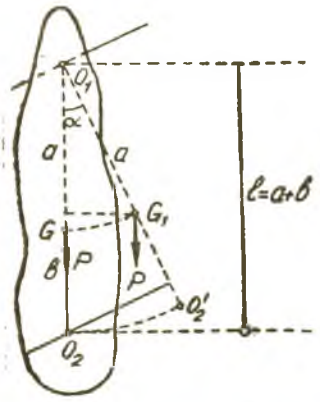
При малки стойности на α можем да заменим $\sin\alpha$ с α. Тогава се получава

$$M_1 \approx -mga\alpha = -D_1\alpha,$$

където

$$D_1 = mga.$$

D_1 се нарича *дирекционен момент*, той се създава при отклонение единица ъгъл (радиан) и се дължи в този случай на теглото на махалото. Инерционният момент на махалото спрямо оста O_1 ще бъде



Фиг. 213. Физическо махало

$$J_1 = J_0 + ma^2,$$

където J_0 е инерционният му момент спрямо оста, минаваща през центъра на тежестта G (4,40).

Нека едно математическо махало с подходяща дължина l има същия период T_1, както физическото махало, т. е. двете махала да са изохронни. Точката O_2 от физическото махало, която отстои от O_1 на разстояние l, се нарича *център на люлеене*, а разстоянието $O_1O_2 = l$ се нарича *редуцирана дължина* на физическото махало.

Периодът на физическото махало T_1 при окачването му в O_1 ще бъде

$$T_1 = 2\pi\sqrt{\frac{J_1}{D_1}} = 2\pi\sqrt{\frac{J_0 + ma^2}{mga}}. \tag{1}$$

От сравнението на тази формула с формулата за периода на математическото махало с дължина l

$$T_1 = 2\pi\sqrt{\frac{l}{g}}$$

следва, че редуцираната дължина на физическото махало ще бъде

$$l = \frac{J_0 + ma^2}{ma} = \frac{J_1}{ma} \tag{2}$$

или

$$\frac{J_1}{a} = ml. \tag{3}$$

Ако махалото се окачи вместо в O_1 в центъра на люлеенето O_2, то ще се люлее съответно с период T_2 под действието на връщателния момент

$$M_2 = -mgb\sin\alpha \approx -mgb\,\alpha = -D_2\,\alpha,$$

където

$$D_2 = mgb.$$

Периодът на физическото махало в този случай ще бъде

$$T_2 = 2\pi\sqrt{\frac{J_2}{D_2}} = 2\pi\sqrt{\frac{J_0 + mb^2}{mgb}}, \tag{4}$$

а редуцираната му дължина

$$l' = \frac{J_2}{mb} = \frac{J_0 + mb^2}{mb}. \tag{5}$$

Ще покажем, че двете редуцирани дължини l и l' при окачване на махалото в O_1 и O_2 са равни.

В равенството

$$l' = \frac{J_2}{mb} = \frac{J_2}{m(l-a)} \tag{6}$$

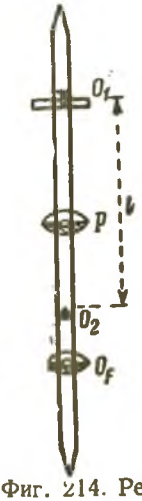
изразяваме J_2 чрез a, $J_2 = J_0 + m(l-a)^2 = J_1 + ml(l-2a)$, заместваме ml с $\frac{J_1}{a}$ от (3) и получаваме за J_2 израза

$$J_2 = \frac{J_1(l-a)}{a}.$$

Заместваме тази стойност в (5) и получаваме

$$l' = \frac{J_1}{ma}. \tag{7}$$

Сравнението на (2) и (7) показва, че l' се изразява със същата стойност, както и l, следователно двете редуцирани дължини са равни: $l' = l$. Оттук следва, че и периодите T_1 и T_2 ще бъдат равни. А това значи, че ако окачим махалото в центъра на люлеенето му O_2, точката на окачването O_1 става център на люлеене, т. е. двете точки на окачване O_1 и O_2 са спрегнати или, с други думи, *ако при едно физическо махало се разменят точката на окачването и центърът на люлеенето, редуцираната дължина на махалото не се изменя.*



Фиг. 214. Реверсионно махало

От казаното следва, че за едно физическо махало, на което можем да изберем две оси на окачване O_1 и O_2, така, че периодът да остане един и същ, разстоянието между двете оси дава редуцираната му дължина l. Такова махало е изохронно с математическо махало със същата дължина и може напълно да го замени.

На практика се работи с физическо махало, на което осите O_1 и O_2 на окачване са фиксирани и с нагласяване се постига те да станат съответно център на люлеене и център на окачване. Такова махало се нарича *реверсионно* (обръщаемо). То представлява дървена или метална пръчка, на която са закрепени двете призми (оси), обърнати с острите си ръбове една към друга. Между призмите и извън тях могат да се местят и закрепват посредством винтове тежестите P и Q (фиг. 214), с което се мени положението на центъра на тежестта, а с това и големината на периодите T_1 и T_2. Мястото на P и Q опитно се определя така, че при окачване

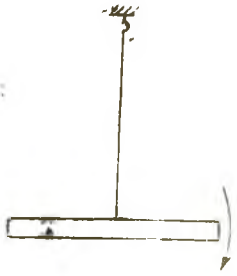
махалото в O_1 и O_2 периодът да остава един и същ. В този случай разстоянието O_1O_2 дава редуцираната дължина на махалото l. От измерените стойности на l и T и формулата

$$T = 2\pi\sqrt{\frac{l}{g}}$$

се определя непознатата величина g. Такова реверсионно махало служи за определяне с голяма точност на земното ускорение g за дадено място на земната повърхност, тъй като l и T могат да се определят много точно. (За опитно определяне на g виж ръководствата за лабораторни упражнения по физика.)

§ 176. Торзионно махало

Твърдо тяло, което може да извършва вртеливи колебания под действието на дирекционен момент, създаден от еластични сили при завъртането му на малък ъгъл около ос, минаваща през центъра на тежестта му, се нарича *торзионно махало* (фиг. 215).



Фиг. 215. Торзионно махало

Съществената разлика между физическото и торзионното махало се състои в това, че при физическото махало дирекционният момент се поражда от теглото му, а при торзионното — от еластични сили.

Както видяхме, при махалото трептенето се дължи на сила от вида

$$F = -m\omega^2 x.$$

При торзионното махало поради вртеливите колебания имаме

$$M = -J\omega^2\varphi = -D\varphi.$$

M е моментът на еластичните сили, които се получават при усукване на ъгъл φ. Моментът

$$D = \frac{M}{\varphi} = J\omega^2 = J\,\frac{4\pi^2}{T^2}$$

представлява дирекционният момент, който се получава при усукване нишката на единица ъгъл (радиан).

От последното равенство за периода на торзионното махало се получава изразът

$$T = 2\pi\sqrt{\frac{J}{D}},$$

еднакъв с тоя при обикновеното махало (8, 174).

При такова махало периодът му остава неизменен и при значителна големина на φ. Използува се, както видяхме, за определяне на инерционния момент на едно тяло, а също и за измерване на някои основни физични величини (магнитни, електрически и др.).

XXIII. ВЪЛНИ

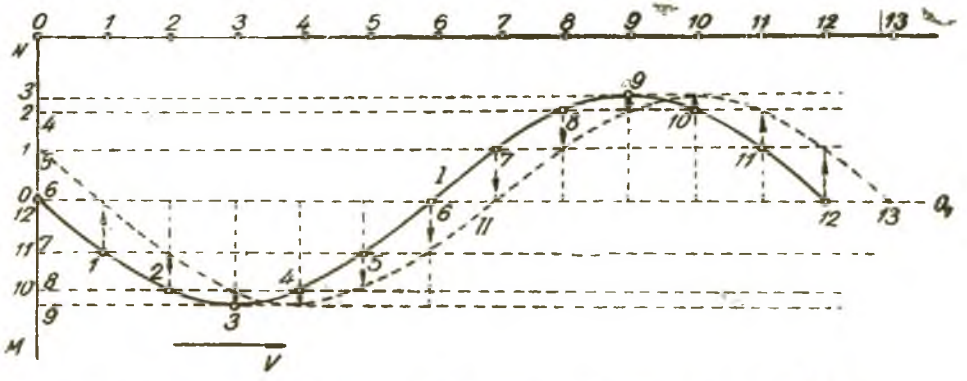
§ 177. Линейни вълни

Изучаването на вълните представлява важен отдел от съвременната физика. В настоящата глава ще разгледаме *механичните вълни*, отнасящи се до трептене на частици в твърди, течни и газови среди. Някои от получените формули и изводи, както ще видим, могат успешно да се използуват и за вълни от друго естество, например за електромагнитни вълни. Запознаването с вълновите процеси ще ни улесни по-нататък при изучаването на вълновите процеси и в други раздели на физиката.

Ако една частица от среда с еластични свойства се доведе в трептене, поради еластичните сили, свързващи отделните частици, трептенето на частиците се предава и на останалите частици с известна скорост е на разпространение.

Нека за улесняване на разсъжденията вземем редица точки, които лежат върху пъргава нишка и отстоят една от друга на равни разстояния (фиг. 216).

Да приемем, че точка 0 извършва хармонично трептене във вертикално направление (§ 169). При това нека периодът за пълното трептене да е T. Този период разделяме на 12 равни части и нека след всяка $\frac{1}{12}T$ точката 0 да заема последователно положение $1, 2, 3,$



Фиг. 216. Положение на точките при напречно трептене след T и $\frac{13}{12}T$

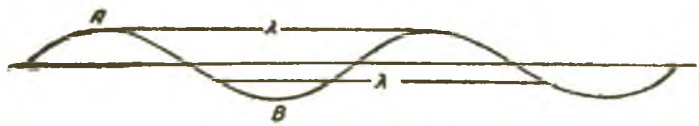
по вертикалата MN. Тъй като тази точка не е изолирана, а е свързана с останалите точки от редицата точки, свързани с еластични сили, трептенето на хармочно трептящата точка ще се предава последователно и на останалите точки от правата 00_1, които ще извършват също такова трептене само с известно закъснение в зависимост от отстоянието им от точка 0. Да приемем още, че трептенията се предават с такава скорост

c, че за $\frac{1}{12}T$ се разпространяват между две съседни точки от правата 00_1. Следователно, докато точката *0* извършва своето пълно трептене по вертикалата *MN*, трептенето ще се предава от точка на точка и ще достигне точка *12*.

Поставя се въпросът да определим за даден момент положението на всяка една точка при нейното трептене около равновесното ѝ положение, например в края на периода T.

Очевидно точка *0* при трептенето си ще достигне положение *3* след $\frac{1}{4}T$, след още $\frac{1}{4}T$ ще се върне надолу в първоначалното ѝ положение *6*, след още $\frac{1}{4}T$ ще достигне положение *9* и след още $\frac{1}{4}T$ ще се върне в *0* с посока на трептене нагоре. Следователно до края на T тя ще извърши пълното си трептене. Точка *1*, която ще започне трептенето си $\frac{1}{12}T$ по-късно от точка *0*, няма да трепти време T, а $\frac{11}{12}T$. По същия начин всяка следваща точка ще трепти с $\frac{1}{12}T$ по-малко време от предидущата, докато точка *12* изобщо няма да трепти; предаването на трептящия процес ще достигне до нея едва в края на T Въз основа на тези разсъждения точките от *0* до *12* ще заемат положение съответно на времето, през което всяка от тях е трептяла около равновесното си положение. Самите точки обаче не се преместват при разпространяване на трептящия процес по правата 00_1. Като се съединят тия положения на точките, получава се кривата *1* (фиг. 216), представляваща синусоида.

В началото на следващия период точки *0* и *12* ще започнат да трептят едновременно от равновесното си положение нагоре, а точка *6* — надолу. След още $\frac{1}{12}T$ всички точки ще се преместят във вертикално



Фиг. 217. Дължина на вълната

направление по посока, съответна на стрелките, ще заемат ново положение — фаза, и като се съединят, ще се получи крива *11*, която е напълно еднаква с крива *1*, само че е фазово отместена на $\frac{1}{12}T$.

Разпространяващото се трептене в пъргава среда се нарича вълна или вълнообразно движение.

Такова движение се получава например при хвърляне на камък върху водна повърхност. Тогава по нея се получават водни вълни, които се разпространяват от мястото, където камъкът е попаднал, по всички посоки на повърхността. Също така вълни се получават по опъ-

натата каучукова тръба, когато единият ѝ край е закрепен, а другият е ударен напречно с ръка.

Разстоянието между две най-близки точки, трепящи с еднакви фази, между които трептенията се разпространяват за един период, например на фиг. 216 между *0* и *12*, *1* и *13* и т. н., се нарича *дължина на вълната* и се бележи с λ. На фиг. 217 е означена също дължината на вълната между точки с еднакви фази.

Вълните, които се образуват при трептенето на частици, разположени по права линия и свързани помежду си с еластични сили, се наричат *линейни вълни*.

Като се има пред вид, че дължината на вълната λ е път, изминат равномерно за периода T със скорост c, тия три величини се свързват с равенството

$$\lambda = cT. \tag{1}$$

Като означим числото на трептенията за 1 *сек* с ν, което, както видяхме (§ 168), се нарича *честота на трептенията*, връзката ѝ с периода T е

$$\nu = \frac{1}{T}, \text{ или } T = \frac{1}{\nu};$$

тогава равенството (1) може да приеме вид

$$c = \lambda\nu. \tag{2}$$

От (2) следва, че при постоянна скорост на разпространяване на вълните дължината на вълната е обратно пропорционална на честотата на трептенията.

Видът на вълните зависи от начина, по който трептят частиците. Ако частиците трепят перпендикулярно на правата, по която става разпространението на трептенията, вълните се наричат *напречни*. Ако частиците трептят по направление на правата, по която се разпространяват трептенията, вълните се наричат *надлъжни*.

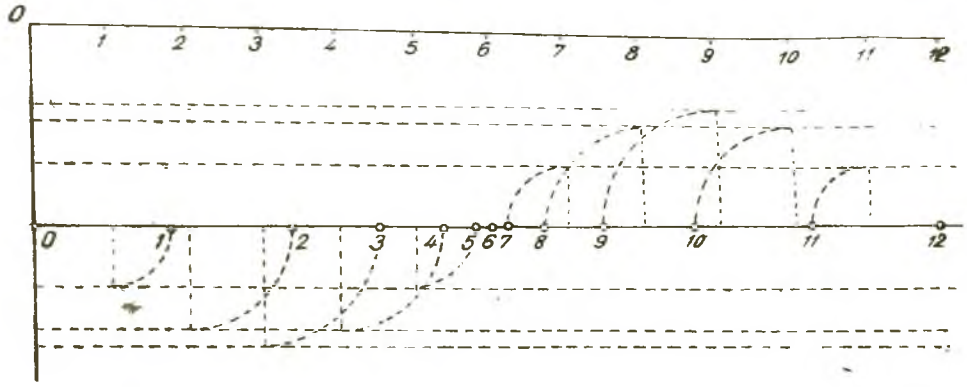
Графичното представяне на надлъжните трептения е изобщо по-трудно от графичното представяне на напречните. Те обаче могат лесно да се получат от напречните, като отклоненията на всяка частица при напречните трептения се нанасят по направлението на правата, по която става разпространението, и се държи сметка още за посоката — отклоненията при напречните трептения над правата се нанасят в една посока, а тия под нея — в обратна посока, както това е показано на фиг. 218.

При надлъжните вълни имаме следователно сгъстяване и разреждане на частиците (на паралелните пластове) от средата, свързани с изменение на плътността и обема на средата. Разстоянието между две последователни сгъстявания или разреждания дава дължината на надлъжната вълна.

Надлъжни вълни се разпространяват в такива тела, в които се пораждат еластични сили от свиването или разтягането им, при изменяне обема или плътността им. Такива еластични сили се пораждат при тела

от трите агрегатни състояния, когато обемът им се подлага на изменение.

Пораждането на напречни или надлъжни трептения зависи изключително от еластичните свойства на средата, в която се разпространяват



Фиг. 218. Положение на точките при надлъжно трептене след време T

трептенията. В тела, в които при хлъзгането на пластовете им един спрямо друг (изменение на формата) се пораждат еластични сили, които се стремят да върнат пластовете в равновесното им положение (да запазят формата), могат да се разпространяват *напречни вълни*. Такива *еластични сили се появяват само при твърди тела*, които имат форма



Фиг. 219. Напречно трептене по дължината на каучукова тръба

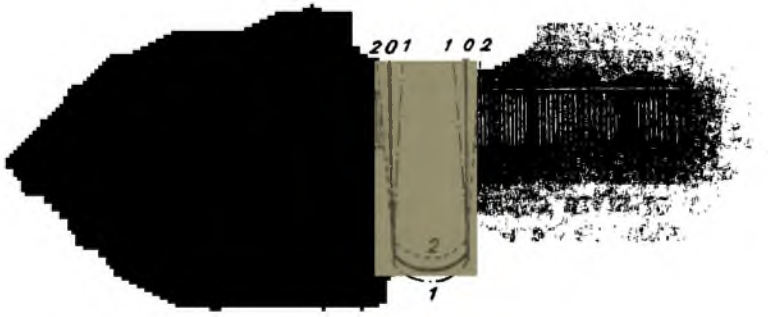
и поради това само в тях могат да се разпространяват напречни вълни. В течностите и газовете това не е възможно. По повърхността на течностите могат да се получат напречни вълни, но техният характер е друг — те се дължат на теглото на частиците.

Следователно *в газовете и течностите могат да се разпространяват само надлъжни вълни, а в твърдите тела — и напречни, и надлъжни* в зависимост от начина, по който те се възбуждат.

Напречни вълни могат да се получат например, когато закрепим тънка и дълга каучукова тръба неподвижно за единия край, а другия опъваме с ръка. При движение на ръката вертикално нагоре и надолу

за кратко време по тръбата към неподвижния край се разпространяват напречни вълни (фиг. 219).

На фиг. 220 е показано получаването на надлъжни вълни при сгъстяването и разредяването на въздуха, когато се доведат в трептене клоновете на камертон.



Фиг. 220. Надлъжно трептене на въздух, предизвикано от трептене на камертон

§ 178. Скорост на разпространение на вълните

От изложеното по-горе се вижда, че разпространението на вълните в пъргава среда е свързано с еластичните свойства на средата и с нейната плътност. Още Ньютон е определил скоростта на разпространението на вълните с формулата

$$c = \sqrt{\frac{E}{\rho}}, \tag{1}$$

където E е модулът на еластичността на средата, а ρ — плътността ѝ. Тъй като твърдите тела могат да трептят напречно и надлъжно, при разпространение на напречните вълни трябва да се вземе модулът на еластичност при хлъзгане, а при надлъжните — при опъване. Следователно скоростта на разпространение на вълните в едно твърдо тяло ще бъде различна в зависимост от техния характер — по-малка при напречните и по-голяма при надлъжните вълни, тъй като е известно, че модулът на еластичност при опъване е по-голям от тоя при хлъзгане. Опитните резултати потвърждават напълно формулата на Нютон за твърдите тела.

Формулата на Нютон може да се изведе теоретично, като се вземат пред вид еластични свойства на средата, в която се разпространяват вълните, и като се използуват по-сложни математически пресмятания.

За газовете формулата на Нютон не съвпада с опитните резултати. [redacted]държи сметка за измененията на температурата, свързани с бързите [redacted]и промени при надлъжните вълни на газовете, Лаплас дава следформула за скорост на разпространение:

$$c = \sqrt{\frac{p}{\rho} \varkappa}. \tag{2}$$

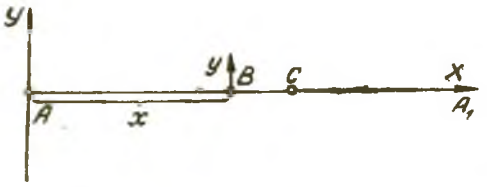
Тук p е налягането на газа, което при газовете е идентично с модула на обемната им еластичност (§ 75), а $\varkappa$ — отношението на специфичните топлини при постоянно налягане и постоянен обем: $\varkappa = \frac{c_p}{c_v}$.

Тази формула на Лаплас съвпада напълно с опитните резултати за скоростта на разпространение на вълните в газовете.

§ 179. Уравнение на линейна вълна

Да съставим уравнение на линейната вълна, значи да намерим такъв израз, който позволява да определим за произволен момент положението на дадена точка от вълната спрямо една начална точка.

Да приемем, че вълната се разпространява по правата AA_1 (фиг. 221). Отклонението от равновесното положение на началната точка A след време t, когато тя извършва хармонично трептене (§ 169), се дава с формулата



Фиг. 221. Определяне трептенето на произволна точка B

$$y = r \sin \omega t = r \sin \frac{2\pi}{T} t = r \sin 2\pi\nu t,$$

където r е амплитудата, ν — честотата, ω — кръговата честота. Поставяме въпроса да определим как ще трепти точка B, отстояща на разстояние x от началната точка A, до която трептящият процес ще достигне след τ *сек*. Следователно точка B ще трепти не t, а $t - \tau$ *сек*. Поради това закъснение ще се получи съответно фазово отместване и нейното отклонение от равновесното ѝ положение ще се изрази с формулата

$$y = r \sin 2\pi\nu (t - \tau). \tag{1}$$

Тъй като τ *сек* представлява времето, за което трептенията се предават от A до B, при скорост c на разпространението на вълните τ ще се изрази с

$$\tau = \frac{x}{c}.$$

Заместваме това значение на τ в (1) и за отклонението получаваме

$$y = r \sin 2\pi\nu \left(t - \frac{x}{c}\right). \tag{2}$$

Уравнение (2) дава трептенето на точка B, отстояща от A на разстояние x, т. е. представлява уравнението на линейната вълна, разпространяваща се от A към A_1. Искаме ли да определим трептенето на някоя друга точка C, отстояща на разстояние x' от A, трябва в (2) да заместим x с x'. По този начин по уравнение (2) можем да определим трептенето на коя да

е точка спрямо A, отстояща от нея на определено разстояние. Като вземем пред вид, че $c=\lambda\nu$ и го заместим в (2), ще получим

$$y = r \sin 2\pi \left(\nu t - \frac{x}{\lambda}\right). \qquad (3)$$

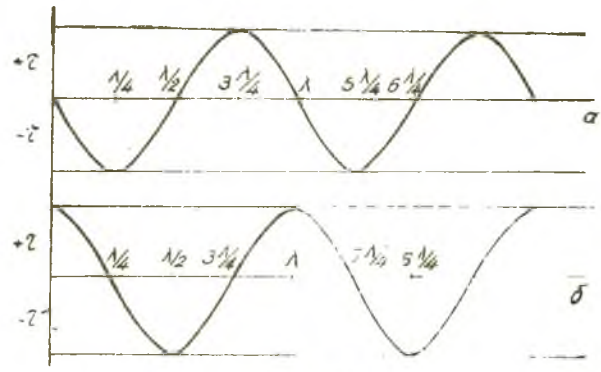
Уравнение (3) ни позволява да определим графично положението на точките от вълната за определен момент t, т. е. да получим моментното разположение на вълната.

Така, ако $t = nT$, където n е цяло число, уравнение (3) приема вида

$$y = r \sin 2\pi \left(\nu n\, T - \frac{x}{\lambda}\right) = -\, r \sin 2\pi \frac{x}{\lambda} \qquad (4)$$

Графикът се получава съгласно уравнение (4), като по абсцисната ос на една координатна система нанасяме отстоянията x на точките от началната точка, напр. $x=0, \frac{1}{4}\lambda, \frac{2}{4}\lambda \ldots$, а по ординатната ос — отклоненията y на съответните точки от вълната.

Като съединим точките с непрекъснатата крива, получаваме синусоида, както и при хармоничното трептене (§ 169). Полученото сходство обаче е само външно. Разликата се състои в това, че при хармоничното трептене получаваме положенията на една и съща точка за различно време, а сега получаваме положенията на различни точки от вълната в един и същ момент (фиг. 222 *а*).



Фиг. 222

Долният график (фиг. 222 *б*) дава положението на точките от вълната след $\frac{1}{4}T$ спрямо горния график, т. е. тази синусоида е отместена вдясно на $\frac{1}{4}\lambda$ спрямо горната.

Когато наблюдаваме например водни вълни, ние обикновено фиксираме гребена на някоя вълна и следим преместването му. Получаваме впечатление, че цялата водна маса се премества по посока на разпространението. В действителност такова преместване на водната маса по посока на движението на вълните не съществува. Частиците от вълните извършват само трептене около равновесното си положение без каквото и да е преместване по посока на разпространението на вълните.

Изразите (2) и (3) за уравнението на линейната вълна получихме, като приехме точка A за първоначална, от която вълните се разпространяват вдясно. Ако, обратно, вълните се преместват към A отдясно на-

ляво, уравнението на вълните ще се измени по следния начин: точка B в този случай ще трепти по-рано от точка A с време $\frac{x}{c}$ (фиг. 221). Ето защо трептенето на точка B ще се изрази със следните формули:

$$y = r \sin 2\pi\nu\left(t + \frac{x}{c}\right) \tag{5}$$

или

$$y = r \sin 2\pi\left(\nu t + \frac{x}{\lambda}\right). \tag{6}$$

Формула (5) и (6) се различават от (2) и (3) само по знака пред x.

§ 180. Кръгови вълни

Ако центърът, възбуждащ трептения, се намира върху спокойна повърхност на течност, наблюдава се образуване на *кръгови вълни*, които непрекъснато се отдалечават от центъра на трептенето. Например такива



Фиг. 223. Постановка за получаване на кръгови вълни по водна повърхност

кръгови вълни, състоящи се от последователни гребени и долове, се получават по повърхността на водата в спокойно езеро, когато пуснем камък в него. Като не се взема под внимание дебелината на водния пласт, участвуващ в кръговите вълни, приема се, че последните се разпространяват само по повърхността. Фронтът на кръговата вълна е окръжността, на която трептенето се е предало от центъра за определено време. Всички точки от фронта са с еднакви фази.



Фиг. 224. Водни кръгови вълни

Опитно кръговите вълни се показват с постановката на фиг. 223. В голяма и плитка вана се налива вода. Посредством моторче се довежда в периодично движение лост, на края на който има подходящо острие, което със същия период се потопява във водата. Около този трептящ център се образуват непрекъснато кръгови вълни, както са показани на снимката на фиг. 224.

Посоките, по които се предават трептенията от центъра, се наричат *лъчи*. Лъчите тук съвпадат с радиусите на кръговете и са нормални към съответните елементи на вълните. Елемент от кръгова вълна, радиусът на която става много голям, се превръща в *плоска вълна*.

§ 181. Сферични вълни

Ако приемем, че трептящата точка е частица от една хомогенна среда, например звуков точковиден източник във въздух, трептенията ще се предават от точката по всички посоки с еднаква скорост. Разпространението на трептенията в тоя случай става под форма на *сферични вълни*. След известно време t разпространяващото се трептене ще достигне на известно разстояние r, което ще представлява радиусът на сферичната вълна, на която всички точки ще имат еднакви фази. Ако означим скоростта на разпространението с c, ще важи равенството

$$r = ct,$$

което значи, че радиусът на сферичната вълна расте с увеличаване на времето.

Изобщо геометричното място на точките с еднакви фази се нарича *вълнова повърхност*, която в изотропна среда е сферична. Повърхността, до която трептенето е достигнало, след известно време образува фронта на вълната. Очевидно фронтът на вълната представлява първата (челната) вълнова повърхност.

При сферичните вълни лъчите съвпадат с радиусите и са перпендикулярни към всеки елемент от сферичната вълна. Следователно сферичната вълна може да се разглежда като съвкупност от безброй много линейни вълни. Ние често ще разглеждаме сферичната вълна, ограничена между два лъча. Предната част е фронтът на така ограничената сферична вълна.

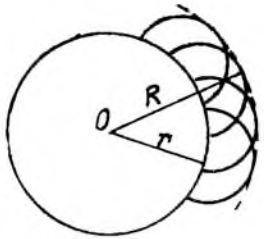
Ако центърът на такава вълна е достатъчно далеч, фронтът ѝ може да се смята за равнинен. Така получената вълна се нарича *плоска*. Очевидно лъчите на плоската вълна са успоредни помежду си и перпендикулярни към фронта на вълната.

§ 182. Принцип на Хюйгенс

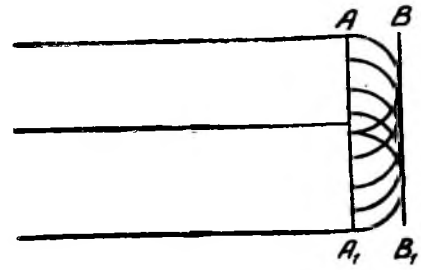
За по-нагледно представяне разпространяването на вълните, както и за по-простото установяване на някои закономерности при вълнообразните движения се използува така наречения *принцип на Хюйгенс*. Този принцип Хюйгенс е дал още в 1690 г. без строго доказателство; той обаче намира опитно оправдание. Неговата правдивост по-късно е била доказана с помощта на общата теория за еластичността. Според този принцип *всяка точка от средата, до която достига вълната, става център на нова елементарна вълна.*

Както показахме по-горе, ако за даден момент t сферичната вълна има радиус r (фиг. 225), след известно време Δt радиусът на сферичната вълна ще стане $R = r + c\Delta t$. Ние обаче съгласно принципа на Хюйгенс можем да разгледаме, че тази сферична вълна е получена като обвивка на елементарните *полусферични вълни* с радиус $c\Delta t$, чиито центрове лежат на сферичната вълна с радиус r, и т. н.

По същия начин може да се представи разпространението и на плоската вълна. Преместването на фронта на плоската вълна от AA_1 в



Фиг. 225. Сферични вълни



Фиг. 226. Плоска вълна

BB_1 може да се разгледа чрез интерфериране на елементарните полусферични вълни с центрове в AA_1, на които BB_1 е обвивката (фиг. 226).

По принципа на Хюйгенс може да се получи плоска вълна по следния начин. На края на трептящ лост се поставя линийка, на която на равни разстояния са набодени остриета, които се потапят едновременно във вода. Плоската вълна се получава като обвивка на елементарните полукръгови вълни, получени при потопяването на остриетата във водата, както това се вижда на снимката на фиг. 227. Около самите остриета се забелязват отделни елементарни вълни, но при разпространяването им се получава общата обвивна плоска вълна. Последната е толкова по-добре оформена, колкото остриетата са по-гъсто.



Фиг. 227. Интеференция на водни вълни, получавани от пет центъра

§ 183. Интерференция на линейни вълни

В една среда могат да се разпространяват едновременно няколко системи вълни, изхождащи от различни центрове на трептения.

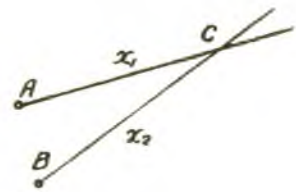
В местата, където вълните, идващи от различни центрове на трептения, се пресичат, настъпва наслагване на вълните. Всяка точка на средата ще извършва резултантно трептене, което ще бъде сума от всички достигнали до нея трептения.

Важен резултат от наслагането на вълните се получава, когато те произлизат от източници, които трептят с еднаква честота и постоянна фазова разлика *(кохерентни източници)*. В този случай точките от сре-

дата, в която се разпространяват наслагащите се вълни, трептят с различни, но постоянни с времето амплитуди. Такъв вид наслагане на вълни се нарича *интерференция на вълни.*

Ние ще се ограничим в разглеждането на най-простия случай — интерференция на линейни вълни с еднакво направление на трептене.

Да приемем, че по правите AC и BC (фиг. 228) се разпространяват две линейни вълни с трептения, перпендикулярни на равнината на чертежа, с различни амплитуди и с еднаква честота. Да определим резултантната амплитуда при интерференциите на вълните.



Фиг. 228. Интерференция на две линейни вълни

Ще приемем, че вълните изхождат от A и B с еднакви фази. В точка C, отстояща от началните точки A и B съответно на разстояние x_1 и x_2, ще достигнат трептения, които съгласно уравнение (3, 145) ще се изразят с формулите

$$y_1 = r_1 \sin 2\pi\left(\nu t - \frac{x_1}{\lambda}\right),$$

$$y_2 = r_2 \sin 2\pi\left(\nu t - \frac{x_2}{\lambda}\right).$$

Задачата се свежда до събиране в точка C на две хармонични трептения с еднакво направление. В този случай амплитудата на резултантното трептене r ще зависи от разликата във фазите и ще се заключава между

$$r_1 + r_2 \text{ и } r_1 - r_2.$$

Резултантната амплитуда ще има максимална стойност само когато разликата във фазите бъде нула или четно число π. В този случай се получава

$$2\pi\left(\nu t - \frac{x_1}{\lambda}\right) - 2\pi\left(\nu t - \frac{x_2}{\lambda}\right) = \pm 2\pi n,$$

където $n = 0, 1, 2, 3, \ldots$ Като преработим последното равенство, получаваме

$$\frac{x_2 - x_1}{\lambda} = \pm n$$

или

$$|x_2 - x_1| = 2n\frac{\lambda}{2}. \qquad (1)$$

Резултантната амплитуда ще има минимална стойност, когато разликата във фазите бъде нечетно число π, т. е. $\pm(2n+1)\pi$, където $n = 0, 1, 2, 3, \ldots$ В този случай се получава

$$|x_2 - x_1| = (2n+1)\frac{\lambda}{2} \qquad (2)$$

При разлика във фазите между $\pm 2n\pi$ и $\pm(2n+1)\pi$ се получава частично усилване или отслабване на трептенията.

Разликата $x_1 - x_2$ се нарича *разлика в ходовете на двете линейни вълни (лъчи)*. Следователно *резултантната вълна ще има максимална амплитуда* $r = r_2 + r_1$, *когато абсолютната стойност на разликата в ходовете е четно число полувълни* (1), *и минимална амплитуда* $r = r_1 - r_2$, *когато абсолютната стойност на разликата в ходовете е нечетно число полувълни* (2).

Когато абсолютната стойност на разликата в ходовете на двете линейни вълни е между $2n\frac{\lambda}{2}$ и $(2n+1)\frac{\lambda}{2}$, се получава частично усилване или отслабване. Изводът е валиден и за сферични и плоски вълни, само вместо разлика в ходовете на линейни вълни се взема разлика в ходовете на лъчите (181).

След наслагане в точка C всяка от линейните вълни по-нататък се разпространява по такъв начин, както и ако нямаше наслагане. Това важи за всякакъв вид вълни независимо от тяхното естество. *Изобщо, ако в една среда се разпространяват две или повече вълни, всяка една от тях продължава разпространението си така, както ако нямаше други вълни.*

Например звуковете, идващи едновременно от оркестър и хор, не се изключват един друг. Ние можем да слушаме само хора или само оркестър, а опитното ухо на музикант — даже звуковете и от отделните инструменти.

Същото важи и за светлината. Ние виждаме например ясно един предмет, макар идващите от него светлинни вълни да се срещат с хиляди други вълни, идващи от други предмети.

§ 184. Стоящи вълни

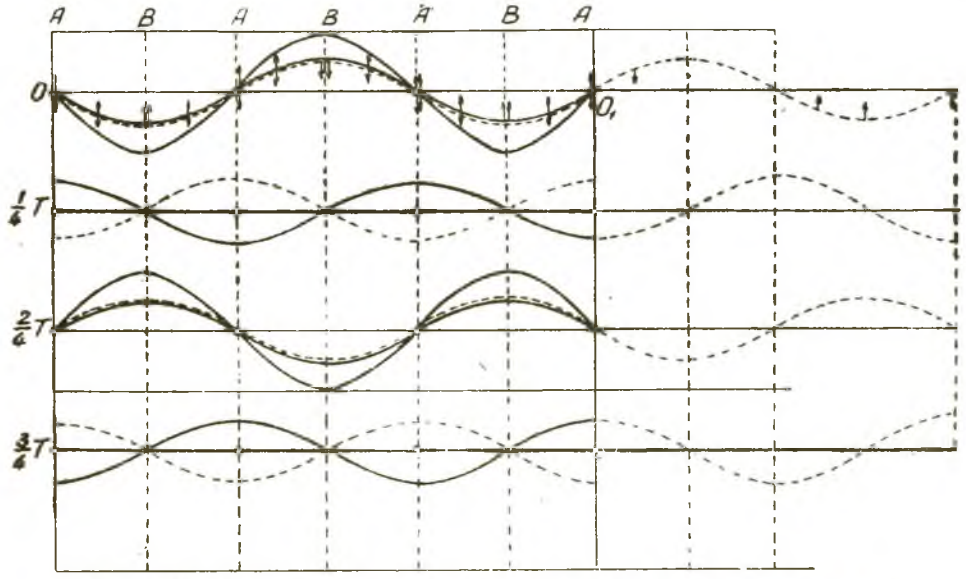
Да разгледаме интерференцията на две линейни вълни с еднаква амплитуда, честота и направление на трептенията, но разпространяващи се в противоположна посока по линията OO_1 (фиг. 229).

За по-лесно разсъждаване ще разгледаме случая, когато разпространяващата се вълна срещне преграда и се отрази. Теоретично е доказано, че в зависимост от преградата отразената вълна се връща без или със загуба на половин вълна. Ако плътността на преградата е по-малка от тая на средата, отразените вълни се връщат без загуба, ако преградата е по-плътна, връщането става със загуба на половин вълна.

За да получим характера на трептене на резултантната вълна, ще разгледаме трептенията на двете вълни в отделни моменти.

На фиг. 229 са представени идващата вълна с непрекъснатата, а отразената — с прекъсната линия през $\frac{1}{4}T$. Отразяването става без загуба на половин вълна. В този случай отразената вълна може да се разглежда като огледален образ на разпространяващата се вълна, ако не съществуваше преграда.

При геометрично сумиране, както се вижда на фиг. 229, точките A през целия период на трептене остават неподвижни; те се нартчат *възли*. Точките B трептят с най-голяма амплитуда, равна на $2r$, и се наричат *върхове* на резултантната вълна. Точките между всеки възел и връх трептят с различни амплитуди — между 0 и $2r$. Всички точки от ре-

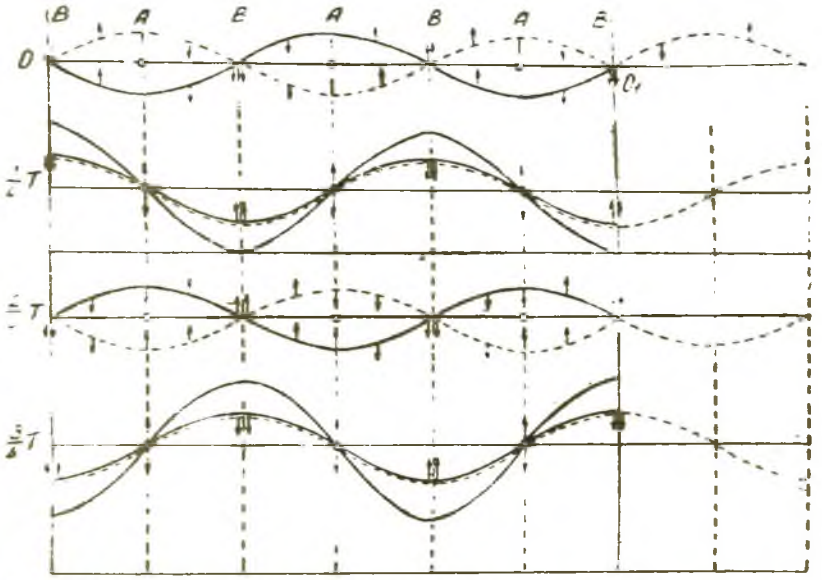


Фиг. 229. Стоящи вълни при отражение от среда с по-малка плътност

зултатната вълна между два съседни възела преминават едновременно през равновесното положение и достигат също едновременно максималните си отклонения. Точките, лежащи от двете страни на един и същ възел, достигат едновременно крайните отклонения, които са противоположни по знак; те преминават едновременно през равновесните положения, но със скорости, насочени в противоположни посоки, което е ясно на фиг. 229.

Ако преградата, от която се отразява вълната, е по-плътна от средата, в която се разпространява, връщането ще стане със загуба $\frac{\lambda}{2}$. Поради това резултантните вълни се различават от първия случай по това, че възлите им са отместени на $\frac{1}{4}\lambda$, както е показано на фиг. 230. От фиг. 229 и 230 се вижда, че разстоянието между два възела или два върха съответствува на половин дължина на вълната. Получената резултантна вълна е синусна, тъй като се получава от събирането на две синусни вълни; тя обаче не се премества като обикновените вълни в посока на разпространяването им, а остава на едно и също място, поради което се нарича *стояща вълна*. Резулгантната вълна се нарича *стояща*, защото в случая амплитудите на трептенията на настъпващата и отразената вълна са равни помежду си и енергия не се пренася.

Демонстрирането на стоящи вълни може да стане, като движим с ръка края на каучукова тръба вертикално нагоре и надолу по-продължително време (фиг. 231). Тогава отразената вълна се движи в обратна



Фиг. 230. Стоящи вълни при отражение от среда с по-голяма плътност

посока на разпространяващата се. Като менимм честотата на движение на ръката, може да получим стабилни стоящи вълни (фиг. 231), защото само при определена честота могат да се изпълнят условията на фиг. 229 и 230.



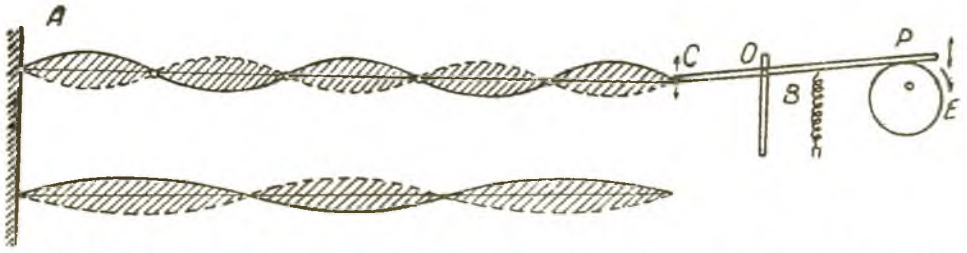
Фиг. 231. Стоящи вълни с каучукова тръба

Още по-добре стоящите вълни се демонстрират с опитната постановка на фиг. 232. Връв, дълга около 3 *м*, е завързана на единия край неподвижно в *A*, а другият ѝ край е завързан за пластинката *B* в точка *C*. Краят *P* на пластинката посредством пружина се допира непрекъснато до ексцентрика *E*, поставен върху оста на мотор. Когато се върти оста на мотора, пластинката *B* трепти около *O*. По връвта се разпространяват настъпващите и отразените вълни в различни посоки.

При определени обороти на мотора, които могат да се изменят, по въжета се получават ясно очертани стоящи вълни.

Като се изменят оборотите на мотора, се установява, че не при всяка честота на пластинката B се получават стоящи вълни по въжета, а само при такава, за която по дължината на въжета могат да се получат цяло число полувълни.

Стоящи вълни се получават при трептене на струна, пръчка, въздушен стълб в отворена и затворена от единия край тръба.



Фиг. 232. Получаване на стабилни стоящи вълни с различна дължина на вълната

§ 185. Отражение и пречупване на плоски вълни

Когато една плоска вълна достигне граничната повърхност на две среди, тя обикновено се разпада на две вълни. Едната се нарича *отразена* — тя се връща от граничната повърхност в първата среда, другата вълна се нарича *пречупена* — тя преминава във втората среда, като изменя посоката си.

Нека плоската вълна A_1A_2 (фиг. 233) е ограничена с крайните лъчи S_1 и S_2. Тази плоска вълна достига граничната повърхност MN, като най-напред лъч S_1 от нея достига повърхността в точка B_1. Тази точка лежи на границата на двете среди и става център на елементарни вълни. Нека скоростта на разпространение на вълните в първата среда е c_1, а във втората — c_2, при това $c_1 > c_2$. Ако лъчът S_2 от точка B_2 достига граничната повърхност в точка C_2 за време t, за същото време от B_1 ще се разпространи в тази среда полукръгова вълна с радиус

$$B_1C_1 = B_2C_2 = c_1t,$$

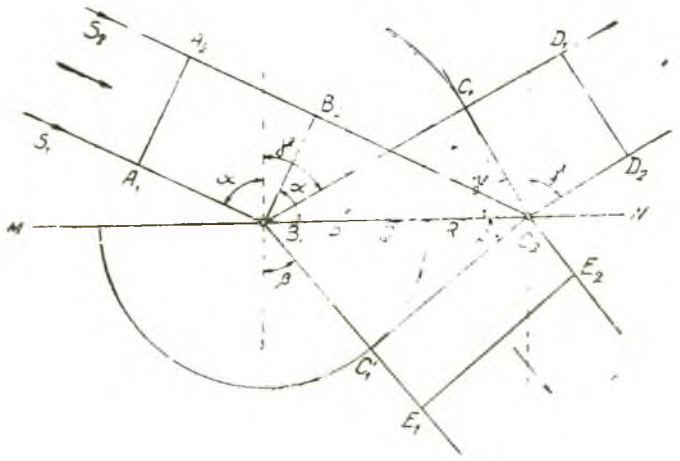
а във втората среда — полукръгова вълна с радиус

$$B_1C'_1 = c_2t.$$

Всички лъчи от плоската вълна между лъчите S_1 и S_2 ще достигнат последователно граничната повърхност в точки P, Q, R и т. н. Всички точки между B_1 и C_2 ще стават последователно центрове на елементарни вълни в двете среди. При това радиусите на елементарните вълни до края на времето t ще стават все по-малки.

В първата среда общата допирателна C_2C_1 към елементарните вълни в края на времето t ще представлява *фронтът на плоската отразена*

вълна в тая среда. Във втората среда общата допирателна C_2C_1 към елементарните вълни в края на времето t ще представлява *фронта на пречупената плоска вълна.*



Фиг. 233. Отражение и пречупване на плоска вълна

Лъчите B_1D_1 и C_2D_2, перпендикулярни на обвивната вълна, представляват отразените, а лъчите B_1E_1 и C_2E_2 — пречупените лъчи, съответни на падналите лъчи S_1 и S_2. Тези отразени и пречупени лъчи ограничават съответно отразената и пречупена плоска вълна.

За да установим законите за отражението и пречупването, издигаме в точки B_1 и C_2 перпендикуляри към граничната повърхност. Ъгълът заключен от падащия лъч S_1 и перпендикуляра, издигнат към граничната повърхност в точка B_1, се нарича *ъгъл на падането.* Ъгълът γ, заключен между перпендикуляра и лъча на отражението B_1C_1, се нарича *ъгъл на отражението.* Триъгълниците $B_1B_2C_2$ и $B_1C_1C_2$ са сходни, тъй като са правоъгълни и имат по две страни равни, а това значи, че

$$\sphericalangle B_2B_1C_2 = \sphericalangle B_1C_2C_1.$$

Но

$$\sphericalangle B_2B_1C_2 = \alpha, \text{ а } \sphericalangle B_1C_2C_1 = \gamma$$

като ъгли с взаимно перпендикулярни рамене.

Оттук следва, че

$$\alpha = \gamma. \qquad (1)$$

Равенството (1) изразява първия закон за отражението, който гласи *Ъгълът на отражението е равен на падането.*

От правоъгълните триъгълници $B_1B_2C_2$ и $B_1C'_1C_2$ с обща хипотенуза следва

$$B_2C_2 = B_1C_2 \sin\alpha = v_1t = v\lambda_1t.$$
$$B_1C'_1 = B_1C_2 \sin\beta = v_2t = v\lambda_2t.$$

Ъгълът β е заключен между пречупения лъч и перпендикуляра и се нарича *ъгъл на пречупването.*

Чрез почленно разделяне на двете равенства се получава

$$\frac{\sin\alpha}{\sin\beta}=\frac{c_1}{c_2}=\frac{\lambda_1}{\lambda_2}=n. \qquad (2)$$

Равенство (2) показва, че за две дадени среди отношението на скоростите на вълните в първата и втората среда е равно съответно на отношението на дължините на вълните в същите две среди, равно още на $\frac{\sin\alpha}{\sin\beta}$, и е величина, постоянна за двете среди. Това отношение се бележи с n и се нарича *показател на пречупване на втората среда спрямо първата.* Равенството (2) представлява първият закон за пречупването, който се изказва така:

Отношението от синуса на ъгъла на падането и синуса на ъгъла на пречупването е величина постоянна, характерна за двете среди, и се нарича показател на пречупване на средата, в която лъчът влиза, спрямо средата, от която излиза.

От симетрията следва още, че отразените и пречупените лъчи лежат в равнината, определена от падащия лъч и перпендикуляра, издигнат към граничната повърхност в точката на падането. Тази дефиниция съдържа вторите закони за отражението и пречупването.

Когато скоростта на вълните в първата среда е по-голяма от втората, $c_1>c_2$, както е в разгледания случай, показателят на пречупване е по-голям от единица, $n>1$, пречупеният лъч се приближава към перпендикуляра — $\beta<\alpha$, и вълните във втората среда са по-къси от тия в първата — $\lambda_2<\lambda_1$.

Обратно, ако скоростта на вълните в първата среда е по-малка от тая във втората, $c_1<c_2$, показателят на пречупване е по-малък от единица, $n<1$, пречупеният лъч се отдалечава от перпендикуляра — $\beta>\alpha$, и вълните във втората среда са по-дълги от тая на първата — $\lambda_2>\lambda_1$.

Ако скоростите от двете среди са равни, $c_1=c_2$, то $n=1$, $\alpha=\beta$ и $\lambda_1=\lambda_2$.

Установените закони за отражението и пречупването са в сила за всички вълнообразни процеси независимо от каква област на физиката са (звук, светлина, електричество и др.).

§ 186. Дифракция на вълнообразните движения

Когато при своето разпространение вълните достигат до преграда с тесен отвор, те се отразяват от преградата, като същевременно по принципа на Хюйгенс отворът става център на нови вълни, поради което вълните проникват и зад преградата. Такова заобикаляне на вълните зад преграда се нарича *дифракция.*

§ 187. Явление на Доплер

Нека известен източник A да произвежда трептения с период T и честота ν, а скоростта, с която се разпространяват вълните в средата, да означим с v. Уредът B, предназначен да възприема трептенията, да отстои по права линия от A на известно разстояние. Нека броят на трептенията, които B възприема в 1 *сек*, да бъде ν'. Ще разгледаме следните случаи: 1) Източникът A и уредът B са неподвижни. 2) Източникът A остава неподвижен, а уредът B се движи със скорост v_1. 3) Уредът B остава неподвижен, а източникът A се движи със скорост v_2. 4) Източникът A и уредът B се движат едновременно съответно със скорости v_2 и v_1.

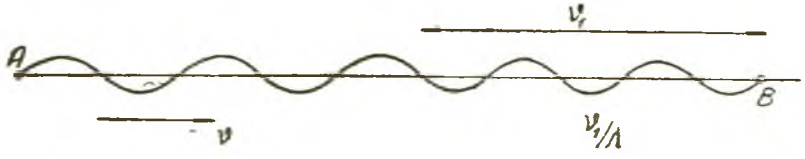
При това, когато B се движи към A, скоростта му v_1 ще приемем за положителна, а когато се отдалечава — за отрицателна. Също когато A се движи към B, скоростта му v_2 ще приемем за положителна, а при отдалечаване от B — за отрицателна.

Първи случай. Тъй като A и B остават неподвижни, $v_1=0$ и $v_2=0$. Трептенията идват непрекъснато от източника към уреда B. Последният възприема честота ν', равна на броя на вълните, които A изпраща за 1 *сек*:

$$\nu'=\frac{v}{\lambda}=\frac{v}{vT}=\frac{1}{T}=\nu. \tag{1}$$

Полученият резултат показва, че честотата, която уредът възприема, е равна на честотата, която източникът произвежда.

Втори случай. Нека уредът B се движи към източника, който остава неподвижен, със скорост v_1, която съгласно приетото по-горе условие е положителна. В този случай уредът ще възприеме за 1 *сек* не само трептенията $\frac{v}{\lambda}$, но още и броя на трептенията $\frac{v_1}{\lambda}$, които се съдържат



Фиг. 234

на разстояние v_1, изминато за секунда време — скоростта, поради приближаването му към A със скорост v_1. Следователно общият брой на възприетите от уреда трептения ще бъде

$$\nu'=\frac{v}{\lambda}+\frac{v_1}{\lambda}=\frac{v+v_1}{vT}=\left(1+\frac{v_1}{v}\right)\nu. \tag{2}$$

В този случай като че скоростта на вълните е $v+v_1$ (фиг. 234). Уредът ще възприеме честота ν', която е $\left(1+\frac{v_1}{v}\right)$ пъти по-голяма от честотата на източника ν.

Ако уредът се отдалечава от източника, то според приетите означения за знаците неговата скорост $v_1 < 0$ и тогава възприеманата честота ще бъде

$$\nu' = \left(1 - \frac{v_1}{v}\right)\nu. \tag{3}$$

Уредът ще възприема честота, по-малка от честотата на източника ν. Изразът (3) показва, че ако уредът се движи със скорост v_1, равна на скоростта на вълните, $\nu' = 0$, което значи, че той няма да може да възприема трептенията на източника, т. е. те не достигат до уреда. Когато $v_1 > v$, получава се $\nu' = \frac{v - v_1}{\lambda} < 0$, което съгласно условно приетите знаци за v_1 означава, че уредът възприема трептенията така, като че ли вълните идват към него от обратна посока.



Фиг. 235

Трети случай. Нека източникът се движи със скорост $v_2 > 0$ към уреда, който остава неподвижен. В този случай дължината на вълната на трептенията се изменя — скъсява се с $\Delta\lambda = v_2 T$, поради изместване на източника за време един период T от A в A_1 (фиг. 235). Следователно новата дължина на вълната ще бъде

$$\lambda' = \lambda - v_2 T = vT - v_2 T = (v - v_2)\, T$$

Оттук следва, че честотата, която уредът ще възприема, ще бъде

$$\nu' = \frac{v}{\lambda'} = \frac{v}{(v - v_2)\, T} = \frac{v}{v - v_2}\nu. \tag{4}$$

Честотата ν', която уредът възприема, се увеличава $\frac{v}{v - v_2}$ пъти спрямо ν. Ако източникът се отдалечава от B, тогава $v_2 < 0$ и съответно се получава увеличение на дължината на вълната с $\Delta\lambda = v_2 T$; честотата, възприемана от уреда, в този случай ще бъде

$$\nu' = \frac{v}{v + v_2}\nu, \tag{5}$$

т. е. тя е по-малка $\frac{v}{v + v_2}$ пъти спрямо ν. Ако v_2 по абсолютна стойност е равна на v, то

$$\nu' = \frac{v}{2v}\nu = \frac{\nu}{2}.$$

В този случай уредът възприема 2 пъти по-ниска честота, отколкото когато A е неподвижен.

Четвърти случай. Ако имаме едновременно движение на източника и уреда, поради приближаване на A към B дължината на вълната λ се намалява, $\lambda' = \lambda - v_2 T$, а поради движението на уреда към A като че скоростта на вълните се увеличава и става $v + v_1$. Следователно при движението и на източника, и на уреда един към друг честотата, която уредът ще възприема, ще бъде

$$\nu' = \frac{v + v_1}{\lambda'} = \frac{v + v_1}{\lambda - v_2 T} = \frac{v + v_1}{v - v_2} \nu. \qquad (6)$$

Полученият израз (6) показва, че честотата, която уредът ще възприема, зависи от скоростта на източника v_2 и скоростта на уреда v_1. Например, ако $v_1 = \frac{v}{2}$ и $v_2 = \frac{v}{2}$, то

$$\nu' = \frac{v + \frac{v}{2}}{v - \frac{v}{2}} \nu = 3\nu,$$

т. е. уредът ще възприема в този случай честота, 3 пъти по-голяма от тая на източника.

Ако посоките на скоростите v_1 и v_2 не са по направление на правата, съединяваща източника и уреда, вземат се слагаемите им върху тази права.

Изменянето броя на трептенията, възприемани от уреда, поради движението на уреда или източника се нарича *явление на Доплер.*

Явлението на Доплер се наблюдава лесно, когато трептенията са звукови. Възприеманият от уреда (ухото) звук изменя височината си съгласно разгледаните случаи, което се установява добре.

Например, когато локомотив се приближава към едно място с голяма скорост, лицето, което се намира на това място, чува сигнала с повисок тон, а обратно, при отдалечаване на локомотива от мястото лицето чува по-нисък тон.

Явлението на Доплер се наблюдава добре при сигналите получавани от изкуствените спътници на Земята, и даже по изменяне броя на трептенията се съди за приближаването или отдалечаването на спътника от дадена точка на Земята.

XXIV. ЗВУК

§ 188. Условия за получаване на звук

Акустика, или *учение за звука,* е оная част от областта на механичните трептения, която изучава трептенията, които могат да се възприемат от ухото като звуково усещане. Затова е необходимо да има трептящо тяло и еластична среда, която да пренесе трептенията до ухото. В същност в акустиката се изучават и такива трептения, които

не могат да се възприемат от ухото, но които по своето естество и характер не се различават от звуковите трептения. Такива трептения са *ултразвуковите* с честота над честотата на звуковите и *инфразвуковите* с честота под тая на звуковите трептения.

Всяка система, която е способна да произвежда звукови трептения, се нарича *звуков източник*. Такива източници могат да бъдат тела от трите агрегатни състояния, които са способни да трептят с честота от 16 до 20 000 херца. Трептенията извън тая граница ухото не може да възприеме като звуково усещане. Горната граница не е строго определена за различните индивиди. Тя се влияе от възрастта, като намалява с увеличаване на възрастта. Трептения над 20 000 *хц* се наричат *ултразвукови*, а под 16 — *инфразвукови*.

Всяка еластична среда може да пренася звукови трептения, но не всички среди имат еднаква звукова проводимост. Еластичните тела — стомана, стъкло, стоманобетон и др., са добри проводници на звука, а нееластичните — каучук, плат и др. — са лоши. Обикновено звуковите трептения се пренасят до ухото като надлъжни вълни по въздуха.

За да се покаже, че освен звуков източник е необходима еластична среда, която да пренася звуковите трептения, се използува опитната постановка на фиг. 236 В стъклен реципиент е закрепен посредством лош звуков проводник звуков източник, например електрически звънец. Звънецът е свързан посредством тънки проводници отвън с източник за електрическа енергия. При това положение се чува ясно звукът от звънеца. Посредством помпа се изтегля добре въздухът от реципиента. След това помпата се спира и звук не се чува, макар че звънецът продължава да звъни. Пусне ли се бавно да влиза въздух, чува се постепенно усилване на звука, който достига първоначалната сила, когато налягането в реципиента се изравни с външното



Фив. 236. Постановка за показване, че звукът се разпространява само в среда

Звукът може да бъде *музикален* и *немузикален звук*, или *шум*. Всеки звук, който създава приятно впечатление за ухото, *е музикален*, а ако той причинява неприятно впечатление, например писък, трясък, скърцане и други, е *шум*, или *немузикален звук*. Музикалният звук бива *прост звук*, или *музикален тон*, и *сложен звук*, съставен от няколко музикални тона. *Тонът е звук с определено и постоянно число основни трептения в секунда, а шумът е сложен звук, обусловен от трептения, честотата и амплитудата на които се менят с времето.* Ние занапред, когато говорим за звук, ще разбираме именно музикален

звук — тон. Но в следващия параграф ще разгледаме шум с оглед на въздействието му върху хората.

§ 189. Качества на звука

Звукът се характеризира с качества: височина, сила и тембър.

Височината на звука е качество, установено по звуковото възприятие. Тя зависи от честотата на трептенията на звуковия източник. Колкото е по-голяма честотата, толкова е по-висок звукът. В музиката се употребяват тонове с честота от около 30 до 4700 *хц*. Едно тяло може да трепти с различна честота в зависимост от формата, естеството, масата и физическото му състояние, например струна при различна дължина, естество и опъване може да произвежда тонове с различна височина.

Силата на звука в дадена точка на звуковото поле е пропорционална на квадрата от амплитудата на трептенията — $I = kA^2$, тя зависи още от честотата, скоростта на звука и от плътността на средата, по която се пренася. *Силата на звука се изразява чрез количеството енергия, която се пренася от звуковите вълни в 1 секунда през 1 см², разположен нормално на направлението на разпространяваните вълни.* Единицата за силата на звука е

$$1\ \frac{erg}{cm^2\ sek} = 10^{-7}\ \frac{vt}{cm^2}.$$

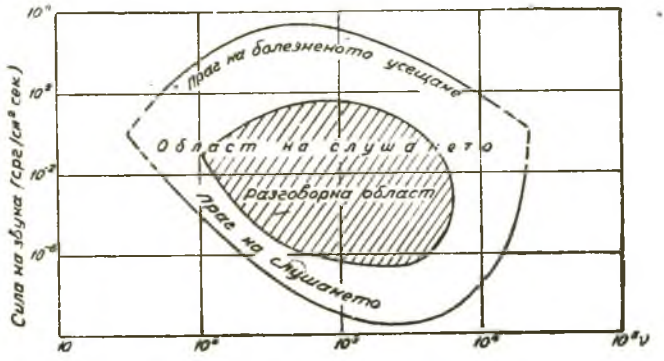
За да може звуковата вълна да предизвика в ухото звуково усещане, необходимо е силата на звука да надминава известна минимална стойност, наречена *праг на слушането*. Звук, чиято сила е под прага на слушането, е толкова слаб, че ухото не може да го възприеме. Прагът на слушане на тонове с различна честота е различен. Нормалното човешко ухо е най-чувствително за звукови трептения с честота от около 1000—3000 *хц* (фиг. 237). За този интервал прагът на слушане е $10^{-9}\ \frac{erg}{cm^2\ sek}$. Към тонове с по-ниска и по-висока честота от горния интервал ухото има значително по-слаба чувствителност, както това схематично е показано на фиг. 237. Трептения с честота под 16 и над 20 000 *хц*, както вече казахме, не могат да се възприемат от ухото като звукови усещания.

Звукови трептения със значително голяма мощ, от порядък стотици хиляди $\frac{erg}{cm^2\ sek}$, не се възприемат като звук: те предизвикват в ухото значително налягане, което предизвиква в болезнено усещане.

Най-голямата сила на звука, от която по-нататък ухото възприема звука вече като болезнено усещане, се нарича *праг на болезненото усещане*. Този праг е също различен за звукове с различна честота. Между прага на слушането и прага на болезненото усещане лежи *областта на слушането* (фиг. 237). Затворената защрихована площ в тази област ограничава приблизително *разговорната област*, лежаща обикновено между честотата 100 и 7000 *хц*.

Обективно съществуващото физично свойство на материята — механичното трептене — се възприема от ухото и се отразява в съзнанието като психическо възприятие за звук. Една от величините, с които характеризираме звуковите трептения, е обективната сила на звука I, на която съответствува отразено в съзнанието усещане — субективна сила на звуковото усещане E.

Нашето ухо е способно да различава с голяма точност тонове с различна височина. Така в областта на разговорната и музикалната честота ухото може да различи две честоти, различаващи се с около 0,3%. За



Фиг. 237. Област на слушането

разграничаване силата на звука ухото обаче се оказва слабо чувствителен апарат. Необходимо е значително изменяне силата на звука, за да се получи разлика в силата на звуковото усещане. Например, ако се произведе тон с определена сила и след това друг тон с двойно по-голяма сила, преценена обективно, ние изобщо не можем да възприемем субективно втория тон като двойно по-силен спрямо първия, а само незначително по-силен. Връзката между обективната сила на звука и силата на звуковото усещане от ухото се изразява така: *Силата на звуковото усещане от ухото расте с логаритъм на обективната сила на звука.*

Например нека обективната сила на един звук е I_0, а на друг по-силен — I, а силите на съответните звукови усещания да бъдат E_0 и E: установява се, че изменението на силата на звуковото усещане $E—E_0$ е пропорционално на изменението на логаритмите на съответните обективни сили на звука

$$E-E_0=k\,(\lg I-\lg I_0)=k\lg\frac{I}{I_0}, \qquad (1)$$

където k е коефициент на пропорционалност.

Ако I_0 е обективната сила на звука на прага на слушането при честота 1000 *хц*, силата на съответното звуково усещане E_0 се приема за нула. Тогава (1) приема вида

$$E=k\lg\frac{I}{I_0}. \qquad (2)$$

Силата на звуковото усещане е пропорционална на логаритъма на отношението $\frac{I}{I_0}$. Това е така наречените *психофизичен закон на Вебер—Фехнер.*

Единицата за звуковото усещане се нарича *бел*, а 10 пъти по-малката единица се нарича *децибел*. Белът се установява по следния начин. Ако при честота 1000 *хц* силата на звука е I, която е 10 пъти по-голяма от I_0, звуковото усещане E, съответствуващо на сила $I=10\,I_0$, се нарича *бел*. От равенство (2) се получава

$$E=k\lg\frac{I}{I_0}=k\lg 10=k=1\,бел=10\ децибела.$$

Изразявайки звуковото усещане в бел, коефициентът на пропорционалност k добива стойност 1 и уравнение (2) приема вида

$$E=\lg\frac{I}{I_0}\ бела.$$

Така, когато $I=100\,I_0$, $E=\lg 100\ бела=2\ бела=20\ децибела$, т. е. силата $I=100\,I_0$ причинява два пъти по-силно звуково усещане, отколкото силата $I=10\,I_0$.

Опитно се установява, че в областта на разговорната и музикалната честота човешкото ухо е нечувствително към слаби изменения на силата на звука. Ухото може да различава изменения на звуковото усещане от около 1 *децибел*, те отговарят на изменение на обективната сила на звука от около 25 %.

Тембър, или цвят на звука се нарича онова качество, по което могат да се различават тонове, произведени от различни източници, даже когато имат еднаква височина и сила. Причината за това е, че всеки източник при издаване на звук освен основния тон, който определя височината, издава и обертонове, характерни за източника, които придружават основния тон и които му предават подходящ оттенък — специфичното качество *тембър*. Поради тембъра еднакви тонове, произведени от различни инструменти, опитното ухо лесно различава. Благодарение на тембъра един музикант различава например тоновете на отделните инструменти от оркестъра.

Тон, получен от даден източник, е сложен — съставен от основния тон и обертонове. Само камертонът произвежда чист тон, който почти не се придружава от обертонове. Тъкмо поради това в музиката се използува тонът на камертон „ла“ с 440 *хц* за нормален тон.

§ 190. Сирени

Сирените са уреди, чрез които могат да се произвеждат тонове с различни, но познати височини. Те се използуват за определяне височината на даден звук, произведен от някой източник. Има различни сирени. Ние ще разгледаме само сирената на *Зеебек*. Тя представлява метален диск, на който по концентрични окръжности са про-

бити на равни разстояния отвори, броят на които за всяка окръжност е различен. Сирената е пригодена да се закрепва на оста на мотор. Посредством реостат могат да се регулират оборотите на мотора.

Срещу отворите на близко разстояние се поставя тръбичка с тесен отвор, през който изтича силна и равномерна въздушна струя, която преминава през отворите, а се задържа от междините. По този начин във въздуха се предизвикват равномерно сгъстявания и разредявания, от които се пораждат надлъжни трептения с честота, равна на произведението от броя на дупките n и броя на оборотите N за 1 *сек*. Обикновено се определят оборотите N_1 за време t и се пресмятат за 1 *сек*, $N=\frac{N_1}{t}$. Тогава честотата на получения звук ще бъде

$$\nu=\frac{nN_1}{t}=nN.$$

Като се използуват дупките от различните концентрични окръжности и се менят оборотите, могат да се получат тонове с различна височина.

Даден звук, на който трябва да се определи височината, сравняваме със звука, произвеждан от сирената, височината на който изменяме по показания начин, докато се получи изравняване на височините на двата звука. Височината на звука от сирената определяме по показания начин, а оттам — и на измервания звук.

§ 191. Скорост на звука

Скоростта на звука във въздуха е била определена от редица изследователи по следния начин. На дадено място се произвежда оръдеен изтрел, съпроводен едновременно със светване от запалването на взрива. На друго място, отстоящо на разстояние s, се отбелязват моментите на светване и чуване изстрела. Разликата от двата момента дава времето t, необходимо звукът да измине разстоянието между двете места. От закона за пътя при равномерното движение се пресмята скоростта на звука:

$$c=\frac{s}{t}$$

В резултат от точни опитни изследвания на скоростта на звука във въздуха при 0° и налягане 760 *мм* Hg се получава стойност 331 *м/сек*.

Скоростта на звука във въздуха зависи от температурата и се дава с формулата

$$c=c_0\sqrt{1+0{,}004\,t}=331\sqrt{1+0{,}004\,t}. \qquad (1)$$

Тази формула се получава от формулата на Лаплас $c=\sqrt{\frac{p}{\rho}}\times$ (§ 178), в която налягането p не зависи от температурата (когато газът е в отворен съд), а плътността ρ на газа в зависимост от температурата се

дава с израза $\rho = \frac{\rho_0}{1+\gamma t}$. Когато се замести ρ във формулата на Лаплас получава се

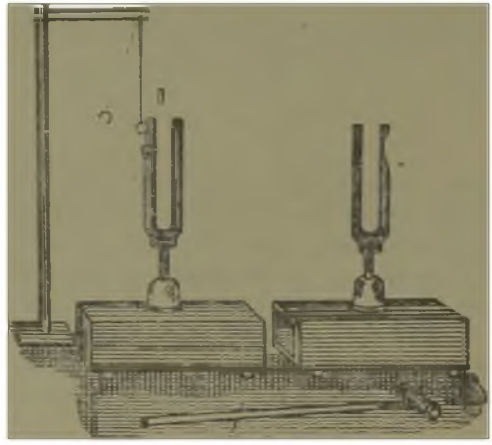
$$c = \sqrt{\frac{p}{\rho}}\,\varkappa = \sqrt{\frac{p}{\rho_0}\,\varkappa\,(1+\gamma t)} = c_0\sqrt{1+\gamma t} = 331\sqrt{1+0{,}004\,t}.$$

Тук 0,004 е обемният коефициент на разширение при средна влажност на въздуха.

По подобен опитен начин е определена и скоростта на звука във водата. В лабораториите скоростта на звука се определя с *кундтова тръба*.

§ 192. Звуков резонанс

Подобно на механичния резонанс в акустиката се наблюдава звуков резонанс. Нека вземем два камертона с еднаква височина, например издаващи тон „ла“ с 440 *хц*, и ги поставим в съседство един до друг, както на фиг. 238. Ако приведем в трептене единия камертон *I* и след това го спрем, като го хванем с ръка, чува се ясно звук от другия камертон *II*. Че действително трепти камертон *II*, може да се покаже още



Фиг. 238. Звуков резонанс с камертони

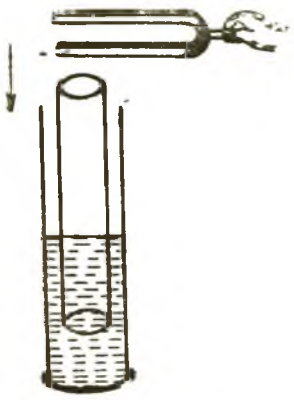
като окачим метално топче на конец така, че да опира до единия клон на камертона *II* (фиг. 238). Приведем ли в трептене камертон *I*, забелязва се веднага подскачане на металното топче и след като спрем камертон *I*, което обективно показва трептенето и на камертон *II*.

Ако обаче на един от клоновете на камертон *II* поставим добавъчна маса (фиг. 238), с което се изменя честотата му, и повторим горните опити, камертонът *II* вече не възприема трептенията на камертон *I* и не звучи.

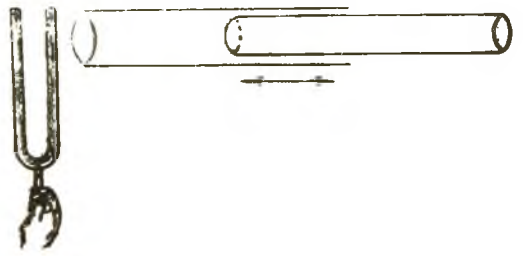
Горните опити показват, че енергията на камертон *I* при трептенето му се предава през въздуха на камертон *II*. Той я възприема и извършва собствени трептения само когато неговата честота е еднаква с тая на камертон *I*. Следователно *всяко звучащо тяло може да възприема такива трептения, такъв тон, каквито то само може свободно да извършва.*

Звуков резонанс може да се покаже и със следните опити. В стъклен цилиндър се налива вода до известна височина. В тоя цилиндър се потопява стъклена цилиндрична тръба, до външния край на която се държи звучащ камертон (фиг. 239). Тръбата бавно се изважда или потопява повече във водата и когато въздушният стълб в нея има определена височина, равна на $\frac{1}{4}\lambda$ от тая, която издава камертонът, звукът се усилва чувствително. В тоя случай въздушният стълб, на който възелът е затвореният край (от водата), а върхът — отвореният, идва в резонанс с камертона.

Нека вземем също така две стъклени тръби, вкарани една в друга, от които едната можем свободно да местим спрямо другата. Когато държим звучащия камертон до отвора на неподвижната тръба (фиг. 240), а подвижната бавно вкарваме и изкарваме от нея, при точно определена



Фиг. 239. Звуков резонанс с въздушен стълб в тръба, затворена от единия край



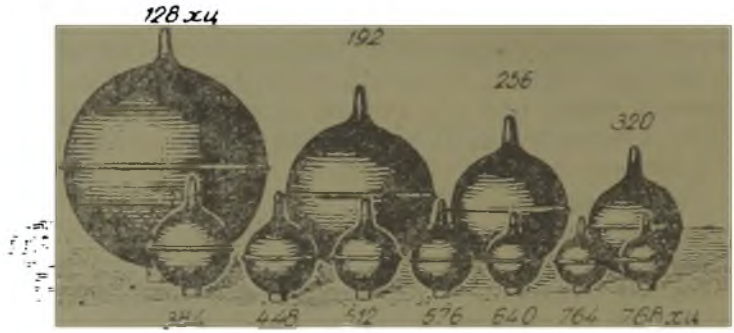
Фиг. 240. Звуков резонанс с въздушен стълб в тръба, отворена от двата края

дължина на въздушния стълб в тръбите, равна на $\frac{\lambda}{2}$ от тая на камертона, звукът се усилва. Отворените краища са върхове, а средата — възел на вълната. Следователно при резонанс въздушният стълб в отворените тръби е два пъти по-дълъг, отколкото когато той е затворен от една страна, както на фиг. 239.

Дървените сандъчета, върху които се поставят камертоните, представляват резонатори. Те са затворени от единия край и дължината им е равна почти на $\frac{1}{4}\lambda$ от тая на камертоните. Камертоните за високи то-

нове се поставят върху резонаторни сандъчета, отворени от двата края, дължината им е равна почти на $\frac{\lambda}{2}$.

Кутиите на цигулка, китара и други инструменти са така направени, че играят роля на резонатори на различните тонове, които инструментите произвеждат.



Фиг. 241. Резонатори на Хелмхолц

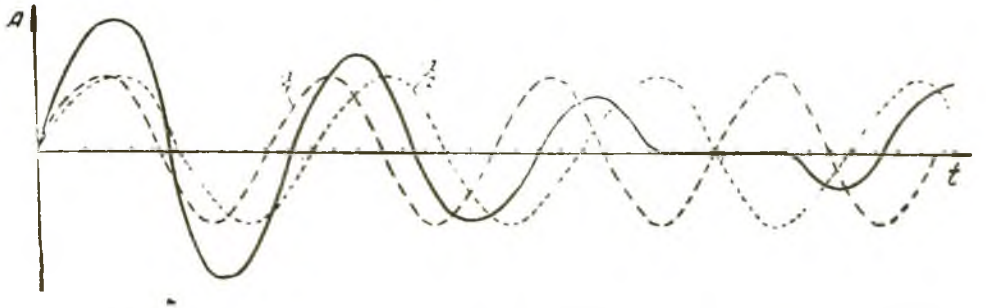
Хелмхолц е употребявал специални сферични резонатори с различни големини и с два противоположни отвора — тесен и широк, показани на фиг. 241. Всеки един такъв резонатор в зависимост от големината (обема) му има собствена честота на трептене и следователно може да резонира на тон със също такава честота. Той е използувал тия резонатори за извършване анализ на звука — да открие в един сложен звук, например човешкия глас, от какви по-прости тонове е съставен. Изследваният звук той е произвеждал пред широкия отвор, а го е слушал през тесния отвор на отделните резонатори и търсел в звука тонове, които резонират на някои от резонаторите.

Днес този начин на анализиране на звука е почти изоставен и има само историческо значение.

§ 193. Звукови биения

Нека два тона имат съответно височини ν_1 и ν_2, разликата между които е незначителна — няколко *трепт/сек*. В някои моменти трептенията съвпадат по фаза и се усилват, а в друг момент фазите им са противоположни и се отслабват или почти се унищожават. В резултат на такова наслагане амплитудите на резултантното трептене се менят непрекъснато между минималната и максималната им стойност, както това е показано схематично на фиг. 242. Такива усилвания и отслабвания на резултантния звук при наслагането на отделните тонове се наричат *звукови биения*. Числото им в 1 *сек* се определя от разликата в честотите на два тона — $\Delta\nu = \nu_1 - \nu_2$.

За простота трептенията са взети с еднакви амплитуди, а честотите им са съответно $\nu_1 = 60$ и $\nu_2 = 50$ *хц*. На фиг. 242 са нанесени трептенията им само за $^1/_{10}$ *сек*. Амплитудите на резултантното трептене се менят от нула до двойна амплитуда на събираемите трептения и се получава за $^1/_{10}$ *сек* 1 биене, или за 1 секунда ще се получат 10 биения.



Фиг. 242. Звукови биения при наслагане на трептения с незначителна разлика

Звукови биения се получават удобно, когато се вземат два еднакви камертона, например „ла", и на единия от тях се постави добавъчна маса, с което слабо се изменя височината му. Двата камертона се поставят близо един до друг, както на фиг. 238, и се възбуждат да звучат едновременно. При това положение се получават ясни биения — силата на получения сложен звук през всичкото време, докато трае той, се мени между минималната и максималната стойност.

Местим ли добавъчната маса на различни места по клона на камертона, изменя се броят на биенията в секунда.

Биенията се използуват в музиката за настройване на музикалните инструменти на еднакъв тон. Изменя се височината на тона на настройвания инструмент до пълно изчезване на биенията между тоновете на двата инструмента.

§ 194. Интерференция и дифракция на звука

Явлението интерференция на звука се показва убедително с *тръбата на Квинке*, дадена схематично на фиг. 243. Състои се от две U-видни тръби *M* и *N*. Тръбата *N* може да влиза леко в тръбата *M*. Тръбата *M* има два отвора *A* и *B*, лежащи противоположно. Ако пред отвора *A* се произведе звук от даден източник, например камертон, той се разпространява по клоновете *AMB* и *ANB*. Дължината на последния може да се изменя чрез изтегляне на тръбата *N*.

При различни дължини на двата клона, съответно всеки с дължина l_1 и l_2, звуковите вълни, разпространяващи се по тях, ще стигнат *B* с фазова разлика, която зависи от разликата в ходовете $l_2 - l_1$. Когато тази разлика е четно число $\frac{\lambda}{2}$,

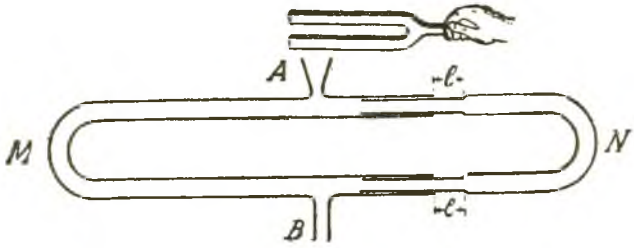
$$l_2 - l_1 = 2k\frac{\lambda}{2},$$

звукът при B ще се усилва; когато е нечетно число,

$$l_2 - l_1 = (2k+1)\frac{\lambda}{2},$$

звукът ще отслабне. В двата случая k е цяло число: 0, 1, 2, 3...

Тръбата на Квинке позволява още, като се използува интерференцията на звука, да се измери лесно дължината на вълната на звука λ, а следователно и височината му ν. Така две последователни усилвания или отслабвания на звука се постигат чрез преместване тръбата N на дължина $l=\frac{\lambda}{2}$, която лесно се измерва, тъй като едното коляно на N, което влиза в M, е разделено на *мм* (фиг. 243). Дължината на звуковата вълна е $\lambda=2l$, понеже ходът на клона се изменя с $2l=\lambda$.



Фиг. 243. Тръба на Квинке

Когато пред отвора A се произвежда сложен звук, ония негови компоненти, за които при B се получават съответно фазови разлики $\frac{\lambda}{2}$, $3\frac{\lambda}{2}$, $5\frac{\lambda}{2}$ и т. н., ще отслабнат. По този начин тръбата на Квинке се явява като филтър на звукови трептения с определена честота.

Интерференция на звука се показва и с кундтова тръба (лаб. упр.), при която интерферират разпространяващите се и отразените звукови вълни и се получават стоящи вълни.

Явлението дифракция на звука се наблюдава всекидневно. Например ние чуваме звук отвън в затворена стая, който прониква през отворите на вратите и прозорците. Отворите стават центрове на звуковите вълни по принципа на Хюйгенс и последните проникват в стаята.

§ 195. Отражение и поглъщане на звука

Когато звуковите вълни се разпространяват в среда със скорост c_1 и достигнат границата с друга среда, в която се разпространяват със скорост c_2, те отчасти се отразяват от нея, като отразените вълни се разпространяват със същата скорост и отчасти проникват във втората среда, където се разпространяват със скорост c_2. Отражението и пречупването на звука се подчиняват на законите, установени за вълнообразните движения (§ 185).

Поради сравнително голямата дължина на звуковите вълни те се отразяват от всякаква повърхност, но по-силно от гладките повърхности, особено от тела с по-голяма плътност. При разпространение на звуковите вълни в дадена среда енергията им постепенно намалява, като преминава в други видове енергия. Повърхностите на порести вещества, като плат, кадифе, азбест, специални строителни материали и др., силно поглъщат звуковите вълни и съвсем слабо ги отразяват. Енергията на звуковите вълни, проникнали в порите на такива вещества, вследствие на триенето се преобразува в друг вид енергия.

Коефициент на поглъщане на звука $\alpha = \frac{E}{E_0}$ *за дадено вещество е отношението от погълнатата* E *и падналата нормално върху веществото енергия* E_0 *или числото, което показва каква част от звуковата енергия, падаща нормално върху веществото, се поглъща.* В табл. 14 са дадени коефициентите на поглъщане за някои по-употребими материали при височина на звука 500 *хц*. С намаляване на височината поглъщането на звуковата енергия от всички материали намалява значително.

Коефициентът на поглъщането за строителните материали, посочени в табл. 14, се отнася за дебелини, каквито обикновено се употребяват

Таблица 14

Вещество	α	Вещество	α
Бетон	0,02	Азбест с шлака	0,65
Стъкло	0,03	Седящи хора в зала	0,95
Тухли	0,03	Тежки драперии на стена	0,75
Свободен отвор	1,00		

в строителството. Тия материали, както се вижда от таблицата, имат незначителен коефициент на поглъщане. Специални звукопоглъщателни материали се изработват от дървени влакна, минерална вата и др. Поглъщането на звука от дадено вещество зависи от дебелината на пласта, начина на неговото устройство (нагънат, гладък и т. н.), разстоянието му до стената и т. н.

Отражението и поглъщането на звука играят особено важна роля при разпространението му в затворени помещения. Ето защо при строеж на театри, концертни зали, салони за събрания, аудитории и др. се обръща особено внимание на акустичните им качества. Последните зависят от многократните отражения на звука от стените, мебелите, хората в залата и т. н. Поради това важно качество, на което трябва да отговарят помещенията, в строителната техника все повече се развива така наречената област *архитектурна акустика.*

§ 196. Реверберация (послезвучие)

Реверберацията е увеличаване продължителността на звука поради отразяването му от окръжаващите предмети.

В затворени помещения произведен звук поради многократни отражения от стените и останалите предмети — столове, хора и др., се удължава и отслабва постепенно, докато най-сетне енергията му падне под прага на чуването.

За акустиката на помещенията играе особено важна роля така нареченото *време на реверберация* (послезвучието). Това е интервалът от време τ, за което енергията на звука се намалява един милион пъти от началната й стойност. Очевидно е, че времето на реверберацията зависи от силата на звука. Обикновено то се определя с оглед на звук със сила, предизвикващ звуково усещане 60 *децибела*. Сила, която предизвиква звуково усещане 60 децибела, е 10^6 пъти по-голяма от прага на слушането $I_0 = 10^{-9}$ *ерг см*^{2}*сек*$^{-1}$. Действително $E = \lg\frac{10^6 I_0}{I_0} = 6$ *бела* $= 60$ *децибела*. При това условие между времето τ, обема на помещението V, отразяващата повърхност S и коефициента на поглъщане съществува зависимост, която се изразява приблизително с формулата на *Себина*:

$$\tau = 0{,}16\,\frac{V}{\alpha S}\ сек.$$

Обемът V се изразява в $м^3$, а S — в $м^2$. Разбира се, за зали, в които има повърхности съответно с различни коефициенти на поглъщане, αS е сума от поглъщанията на всички отделни повърхности:

$$\alpha S = \alpha_1 S_1 + \alpha_2 S_2 + \cdots + \alpha_n S_n .$$

За звук със сила, предизвикващ звуково усещане, по-голямо от 60 *децибела*, времето на послезвучието ще е по-голямо от τ, а за звук със сила, предизвикващ звуково усещане, по-малко от 60 *децибела* — по-малко от τ.

В големи помещения със слабо поглъщане звукът поради отражението му може да се слуша в продължение на няколко секунди след спиране на звуковия източник. В този случай казваме, че се получава *ечене*.

Твърде бавното отслабване на звука влошава акустичните свойства на помещението, тъй като става наслагане на звукове, произведени порано, и звукове, произведени по-късно, поради което музика или говор се приема неясно. При такива помещения звуковото възприятие се подобрява, когато се говори бавно и тихо.

Помещения, в които затихването на отразения звук става твърде бързо, от акустично гледище са също неподходящи. В тоя случай звукът е слаб и „глух". Така става например в неголеми помещения с мека мебел. Слушането на музика или пеене в такива помещения не е приятно.

Необходимо е следователно в помещението да се получи оптимално време за затихване на звука, при което звукът се усилва, придобива приятна пълнота и изпълва цялото помещение.

Оптималното време за послезвучие зависи от редица условия: от обема на помещението, формата му, от това, за какви цели е предназначено то, например концертна зала, театър, аудитория и т. н. Обикновено оптималното време за реверберация е средно от порядък на 1 — 1,5 *сек.*

При построяване на концертни зали, аудитории и др. освен подбиране на условията за получаване на оптимално време за послезвучие необходимо е също така да се изпълни и условието звукът да се слуша добре от всяко място, предназначено за публиката. Тия изисквания архитектът трябва да има пред вид при строеж на такива помещения, за да отговарят те напълно на акустичното си предназначение, та да не се измъчва публиката от лоша акустика въпреки красивия им иначе вътрешен вид. Ето защо при построяване на големи зали архитектът трябва да разчита акустиката така, както се разчита отоплението и осветлението. Една зала може да се подобри акустично чрез допълнителни приспособления, драперии на някои от стените, допълнителни чупки и др.

§ 197. Ултразвук. Ултразвукова дефектоскопия

Механични трептения, числото на които надминава горната граница на звуковото възприятие — 20 000 *хц*, нарекохме ултразвукови трептения. Тия трептения се различават от звуковите само по високата си честота.

Ултразвуковите трептения могат да се получат например по механичен начин с камертон, сирена, свирка и др., чрез възбуждане на механично трептене в кварцови плочки, изрязани подходящо по отношение на тяхната *кристалографна ос*. Когато такава кварцова плочка се разтяга или свива, на срещулежащите й стени се пораждат противоположни електрични товари. Това явление е известно под името *пиезоелектричен ефект*, а плочката се нарича *пиезокварц*. Обратно, ако плочката се постави в електрично поле, тя изпитва механична деформация — разтягане или свиване. Освен кварца и някои други кристали проявяват пиезоелектричен ефект, като турмалин, сегнетова сол и др.

Пиезокварцова плоча, чиито стени са пометалени, когато се постави между два електрода, на които се прилага променливо напрежение, може да се възбуди да извършва механични трептения с висока честота. Амплитудите на трептенията стават особено големи, когато честотата на собствените трептения на плочката съвпадат с честотата на трептенията на приложеното променливо напрежение.

Обикновено ултразвукови трептения се получават, когато кварцовата плочка се включи подходящо в лампов осцилатор за висока честота. Възбудената кварцова плочка трепти с основен тон, който зависи от размерите й, а така също и с редица обертонове, които са по-слаби и придружават основния тон. С пиезокварц могат да се получат ултразвукови трептения от порядък до стотици милиони в секунда. Кварцовите генератори са най-важните източници днес на ултразвук.

Мощността на ултразвуковите вълни, получавани с кварцов генератор, може да бъде значителна — до няколко десетки *ват/см*^{2}, докато

мощността на вълни, получавани по механичен начин (със свирки, сирени), е обикновено по-слаба. Освен това с кварцовите генератори се получават много по-високи честоти, отколкото с механичните. Генераторите от първия тип се използуват повече за излъчване в течна и твърда среда, а от втория тип — в газова, където акустичното съпротивление — произведението $c.\rho$ — е незначително спрямо първите среди.

Ултразвукът се използува широко в практиката и науката. Той предизвиква механични, физико-химични и биологични ефекти.

Така, когато трептяща кварцова пластинка е поставена в съд с течност, при интензивни трептения на повърхността на течността се появява фонтан. Поставим ли пръста си в такъв фонтан, получаваме усещане, каквото получаваме от изгаряне.

Две несмесващи се течности, например вода и живак или вода и масло, налети в епруветка, поднесени във фонтана, бързо образуват емулсия.

Ултразвукът може силно да диспергира различни тела. Това му свойство се използува за получаване на фотоемулсия, силно диспергирана, еднородна и стабилна, показваща чувствителност, по-висока от тая на нормалната емулсия, а във фармацията се използува за приготовляване на лекарства.

Мощният ултразвук предизвиква диспергиране на метали и други твърди тела и по този начин могат да се получат съответни колоидни разтвори.

Ултразвукът предизвиква отделяне на газа, който е абсорбиран от течност; той влияе върху температурата на кипене на някои вещества, върху времето за затвърдяване на разтопени вещества и др.; същият има химичен ефект, предизвиква окислително действие, ускорява някои реакции, влияе върху електролизата, използува се ултразвукова фотография и др.

Ултразвукът има биологично действие: някои малки риби, едноклетъчни организми, инфузори, туберкулозни бацили, вирусите на тифа, грипа и др. под действието на ултразвука умират. Семената на някои растения (картофи, грах) под влиянието на ултразвука намаляват вегетационния си период и така се увеличава добивът от тях. В медицината се използува широко за успешно лекуване на някои заболявания, възпалителни процеси, ишиас и др.

Изследването на физичните свойства на веществата с ултразвук се основава върху обстоятелството, че основните величини, характеризиращи разпространението на ултразвука — скорост, затихване и разсейване, зависят от молекулната структура на средата и тъй като тези величини могат да се измерят с достатъчна точност, при пропускане на ултразвук през изследваното вещество могат да се получат съществени данни, които позволяват да се съди за структурата на същото. Особено резултатни са изследванията с ултразвукове на газове, електролитни разтвори, високомолекулярни течности, пластмаси, метали и др., когато дължината на ултразвуковите вълни е от порядък на нееднородностите на

микроструктурата на изследваната среда поради настъпването на по-голямо изменение на споменатите по-горе величини.

Ултразвуков дефектоскоп. Когато ултразвуковите вълни се пропускат през еднородни метални тела, те не се разсейват и преминават почти без отслабване. Ако обаче в метала има пукнатина или кухина, ултразвуковите вълни се разсейват от тях и не могат да преминат или слабо преминават. Това позволява да се разкриват дефекти в метални части. Този метод за откриване на дефекти се нарича *ултразвукова дефектоскопия*, а уредът, използуван за тази цел — *ултразвуков дефектоскоп*. Той се състои от излъчвател на ултразвукови вълни, който се поставя от едната страна на метала, и приемник от другата страна. Колкото по-висока честота има ултразвукът, толкова по-малки дефекти могат да се разкрият. Но честотата се ограничава от разсейването на много късите вълни в зърнестата структура на материала. Ултразвуковата дефектоскопия се използува широко в машиностроенето. Освен описания дефектоскоп съществуват и други типове ултразвукови дефектоскопи.

За откриване на дефекти в метали се употребява и така наречения *ултразвуков микроскоп*, създаден от С. Я. Соколов, който позволява да се получи образ, няколкостотин пъти по-голям от наблюдавания обект, който се намира вътре в непрозрачно тяло.

Ултразвуковите вълни, които имат сравнително малка дължина на вълната (от 3 до 4 *см*), могат да се насочват като тесен сноп в определена посока, тъй като те твърде слабо дифрактират. Такъв сноп от ултразвукови вълни почти не се абсорбира във вода, поради което се използува за измерване на морски дълбочини, за откриване на препятствие във водата, като подводници, подводни скали и др., като се използува принципът на ехото. Най-напред П. Ланжвен е използувал ултразвуковите вълни за откриване на неприятелски подводници през Първата световна война.

Уредът, предназначен за такива измервания, се нарича *ехолот*. От уреда се излъчват нормално към препятствието краткотрайни ултразвукови сигнали през по-големи интервали от време. Определя се времето t от излъчването на сигнала до приемането му в уреда, който сега играе ролята на приемник, и като се знае скоростта v на разпространението на ултразвука във водата (около 1500 *м/сек*), определя се разстоянието d до препятствието (дъно, подводница и др.), което отразява ултразвуковите вълни по формулата

$$d=\frac{vt}{2}$$

Ехолотът позволява бързо и с достатъчна точност да се извършва измерване дълбочината на море без продължително задържане на кораба на едно място. Измерванията се записват автоматично, поради което може да се изобрази графично и сравнително бързо профилът на значителна част от морското дъно.

Във въздуха ултразвуковите вълни силно затихват, вследствие на което те не са особено подходящи за извършване на измервания и провеждане на сигнали в дебел слой въздух.

Тъй като кварцовите плочки, използувани за получаване на ултразвук, са дефицитен и скъп материал, през последните години те успешно се заменят с керамика от бариев титанат ($BaTiO_3$), който е евтин и може да се получава в големи количества. Получаване на ултразвукови генератори с керамика от бариев титанат позволява да се разшири областта на техническото използуване на ултразвука.

ЕЛЕКТРИЧЕСТВО

XXV. ЕЛЕКТРОСТАТИКА

§ 198. Основни електростатични явления

Около 6 века преди н. е. гръцкият философ Талес Милетски описва следното явление: при натриване на янтарна пръчка с вълнен плат или кожа тя придобива свойството да привлича леки телца. В продължение на повече от 2000 години след това не било направено нищо повече за обясняване на това явление. Едва към 1600 г. английският лекар Джилберт открива, че не само янтарът, но и стъклото, сярата, и други материали, като се натриват с плат или кожа, също придобиват подобни свойства. Доведените в такова състояние тела Джилберт нарича *наелектризирани*, а проявяващата се притегателна сила — *електрическа* (от гръцкото име на янтара — *електрон*).

Казва се, че всяко наелектризирано тяло притежава *електрически товар* или *количество електричество*.

През 1729 г. английският изследовател Грей разделя телата на проводници и непроводници (изолатори). По-късно (1733) френският физик Дюфе установява опитно, че съществуват само два рода електричество. Американският изследовател Франклин установява (1747), че винаги при наелектризиране чрез триене се пораждат двата рода електричество. Електричеството, придобито от стъклото чрез натриването му с вълнен плат, той нарекъл *стъклено* или *положително*, а това, придобито от янтара — *смолено* или *отрицателно*. Следователно всяко наелектризирано тяло може да има електричество или като това на стъклото (положително), или като на янтара (отрицателно).

Редица опити показват, че при наелектризиране на две различни тела чрез триене едно от друго те се наелектризират едновременно с разнородни електричества в равни количества. Ако долепим плътно такива тела, те не проявяват електрически свойства, тъй като действията на електрическите им товари взаимно се унищожават; отделени, те отново проявяват електрическите си свойства.

Докъм края на XVIII столетие се смятало, че само някои тела могат да се наелектризират чрез триене, а именно тия, които Грей нарекъл *непроводници* или *изолатори*. През 1803 г. руският физик В. В. Петров

показал, че и *проводниците* — метали, въглен и др., могат да се наелектризират чрез триене, но че това е възможно само когато те се изолират добре.

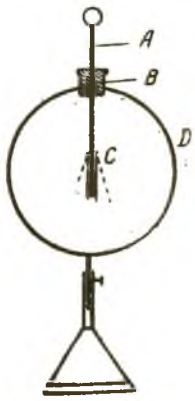
Освен чрез триене едно тяло може да се наелектризира и чрез допиране до друго наелектризирано тяло. Например бъзово топче, окачено на копринен конец, се привлича от доближена до него наелектризирана пръчка, но щом се допре до нея, то веднага се отблъсква. След това се оказва, че топчето също може да привлича малки късчета хартия; следователно то се е наелектризирало.

Когато наелектризирано тяло се допре до проводник, част от електричеството му се разпространява бързо по цялата повърхност на проводника — той бързо провежда електричеството; когато наелектризирано тяло се допре до изолатор, електричеството остава само на мястото на допирането — изолаторът не провежда електричество. Също при допиране до наелектризиран проводник с пръст или с проводник, свързан със земята, електричеството бързо се отвежда изцяло в земята, а при допиране до наелектризиран изолатор — само от мястото на допирането. Тела, които провеждат по-слабо електричество, се наричат *полупроводници*. Някои от тая група тела притежават интересни свойства, поради което ще ги разгледаме отделно. Рязка граница между трите групи тела обаче не съществува.

Установено е опитно, че наелектризираните с еднородно електричество тела *се отблъскват*, а наелектризираните с разнородно електричество — *се привличат*.

§ 199. Електроскоп

Свойството на едноименно наелектризираните тела да се отблъскват дава възможност да се правят електрически уреди, наречени *електроскопи*, с които се установява дали едно тяло е наелектризирано и какъв род електричество съдържа.



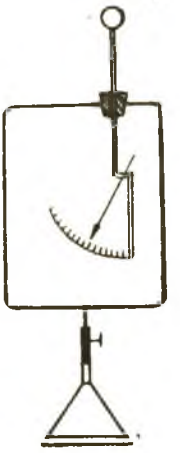
Фиг. 244. Електроскоп

Електроскопът (фиг. 244) се състои от метална пръчка A, прекарана през добър изолатор B от янтар или парафин в метален съд D, който има две противоположни стъклени стени. Към долния край на пръчката, който е в съда, са окачени две леки станиолови листца C, които могат свободно да се въртят около мястото на окачването. Външният край на металната пръчка завършва с метално топче. Съдът предпазва листцата от въздушно течение Ако допрем до металното топче на електроскопа наелектризирано тяло, електричеството се разпространява по пръчката и листцата. Тъй като са наелектризирани с едноименно електричество, листцата се отблъскват от пръчката и се разтварят на известен ъгъл, който се увеличава с предаване на по-голямо количество електричество на електроскопа.

За да се установи видът на електричеството, електроскопът се наелектризира с познато електричество, след което до него се допира на-

електризираното с непознато електричество тяло. Листцата се разтварят повече при едноименно и се приближават при разноименно електричество. .

Ако електроскопът е снабден със скала, по която може да се отчита ъгълът на разтварянето, той се нарича *електрометър*. На фиг. 245 е показан електрометърът на *Браун*. На долната част на металната пръчка, която е в съда, е поставена скала, а около хоризонтална ос може да се върти лека алуминиева стрелка, която при отклонение по скалата показва степента на наелектризирането на електрометъра.



Фиг. 245. Електрометър на Браун

§ 200. Обясняване на електростатичните явления

До началото на миналото столетие описаните електростатични явления не бяха обяснени задоволително. До това време електричеството се смяташе за някакъв флуид без тегло. Идеята за прекъснатост (атомизъм) на електричеството се поражда, след като Фарадей установява законите на електролизата. Въз основа на тия закони Хелмхолц (1881) създава хипотезата за атомния строеж на електричеството, за съществуването на елементарни, неделими електрически товари.

Днес се знае, че всеки електрически товар е съставен от цяло число елементарни електрически товари. Елементарните отрицателни електрически товари, открити от Томсън (1897 г.), се наричат *електрони*. Те имат точно определен електрически товар и маса и са еднакви за всички химически елементи.

През 1932 г. Андерсон открива положителните елементарни електрически товари, наречени *позитрони*, които имат еднаква маса с електроните.

Атомът на всеки елемент се състои от положително ядро, в което е съсредоточена почти цялата му маса и около което обикалят електрони по орбити. Броят на електроните е еднакъв с броя на положителните елементарни товари на ядрото. Електростатичното взаимодействие между положителното ядро и електроните се уравновесява от центробежните сили, пораждани при въртенето на електроните около ядрото. По този начин външно атомът се проявява като неутрален.

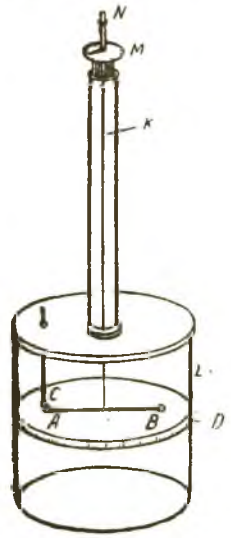
Ако от атома на един елемент се откъснат един или повече електрони, получава се съответно *положителен йон*, който вече не е неутрален електрически, а се проявява като положително наелектризирано тяло. Също така един или повече електрони могат да се присъединят към атома; в тоя случай се получава *отрицателен йон*.

От гледна точка на казаното дотук наелектризирането на дадено тяло чрез триене се обяснява с отнемане от него на електрони, когато то е положително наелектризирано, и приемане на електрони от друго тяло, когато то е отрицателно наелектризирано. Поради това двете

триещи се тела имат еднакви по големина, но различни по знак товари. При металите електроните могат да се откъсват от атомите и се движат свободно между тях, докато такова нещо при изолаторите не става.

§ 201. Закон на Кулон

Взаимодействието между наелектризирани тела било познато само качествено до Кулон (1875), когато той измерва количествено взаимодействие между електрическите товари. Това той постига с помощта на торзионните везни (фиг. 246), които служат за установяване силата на взаимодействие между две наелектризирани тела.



Фиг. 246. Кулонови везни

Везните се състоят от тънка проводникова еластична нишка K, закачена с горния си край на втулка N, която може да се върти в градуиран кръг M. На долния край на нишката е окачена хоризонтално лека стъклена пръчка; на единия ѝ край е поставено пометалено бъзово топче A, а на другия ѝ край — противотежест B за уравновесяване на пръчката. За отстраняване влиянието на въздушните течения системата е поставена в стъклен съд L. През отвора на похлупака минава изолирана пръчка, на края на която има метално топче C, еднакво по големина с топчето A. Изолираната пръчка се закрепва неподвижно така, че топчето C да е на височината на топчето A. Положението на стъклената пръчка се отчита по скалата D, нанесена по обиколката на съда.

Кулон извършва следните опити.

Топчето C се наелектризира с определено количество електричество. Втулката N се завърта, докато топчетата A и C се допрат. Електричеството на C се разпределя по равно между двете топчета. Поради едноименното им електричество A се отблъсква от C, стъклената пръчка се завърта на известен ъгъл, който се отчита по скалата D, а еластичната нишка се усуква. Развилият се в нея торзионен момент уравновесява момента на силата между топчетата.

Като се има пред вид, че торзионният момент на нишката е пропорционален на ъгъла на усукването (в границите на торзионната еластичност), а моментът на силата при постоянно рамо е пропорционален на самата сила, от равенството на двата момента се определя големината на силата между топчетата.

Като оставя разстоянието между топчетата постоянно, а мени електрическите товари, Кулон намира, че силата на взаимодействие расте пропорционално на произведението от товарите им Q_1 и Q_2.

Когато товарите на топчетата Q_1 и Q_2 запазва неизменни, а изменя разстоянието между тях, Кулон намира, че силата на взаимодействие

е обратно пропорционална на квадрата от разстоянието между топчетата.

В резултат на такива измервания Кулон установява следния закон за силата F на взаимодействие между точковидни електрически товари Q_1 и Q_2, отстоящи на разстояние r:

$$F = \pm k \frac{Q_1 Q_2}{r^2}. \tag{1}$$

Знакът (+) се отнася за еднородни, а (−) за разнородни товари.

Законът е валиден за точкови товари. Под точкови товари се разбират наелектризирани тела, чиито размери са пренебрежимо малки в сравнение с разстоянието между тях.

Законът на Кулон при тия условия гласи: *силата на взаимодействие F между два точкови товара Q_1 и Q_2 е право пропорционална на произведението от товарите и обратно пропорционална на квадрата от разстоянието r между тях*; направлението на силата е по съединителната права на точковите товари.

Тук k е коефициент на пропорционалност, чиято стойност зависи от избора на единиците за величините от закона на Кулон. k е 1, ако *за единица количество електричество се избере такова количество, което си взаимодействува с равно нему от разстояние 1 см със сила 1 дина.* Така дефинираната единица за количество електричество се нарича *абсолютна електростатична единица количество електричество*, която съкратено ще означаваме *ел. ст. ед. кол. ел.*

В учението за електричеството единиците, които се установяват въз основа на *CGS*-система и на законите на електростатиката, се наричат *абсолютни електростатични единици*, а системата, която образуват, се нарича *електростатична* и се означава символично *CGSE*.

Изразявайки количеството електричество в абсолютни електростатични единици, законът на Кулон приема по-простия вид

$$F = \frac{Q_1 Q_2}{r^2}. \tag{2}$$

Тъй като абсолютната единица за количество електричество е много малка, в практиката се употребява $3 . 10^9$ пъти по-голяма единица, наречена кулон (k):

$$1\ k = 3 . 10^9\ \textit{ел. ст. ед. кол. ел.}$$

Законът на Кулон [уравнения (1) и (2)] важи за точкови товари които се намират във вакуум, и приблизително за товари, намиращи се във въздух. Ако обаче те се намират в някаква друга среда, законът приема вида

$$F = \frac{Q_1 Q_2}{\varepsilon r^2}, \tag{3}$$

където ε е величина, характеризираща електрическите свойства на средата и се нарича *диелектрична проницаемост*. В системата *CGSE* ε се

явява като величина без измерение. За всяка материална среда $\varepsilon > 1$, докато за вакуум и приблизително за въздух $\varepsilon = 1$. Тя показва колко пъти силата на взаимодействие между товарите намалява, когато те са в среда с диелектрична проницаемост ε в сравнение с вакуум.

Елементарният товар на един електрон или позитрон има стойност

$$e = 4{,}803 \cdot 10^{-10}\ ел.\ ст.\ ед.\ кол.\ ел. = 1{,}601 \cdot 10^{-19}\ k.$$

Следователно 1 *ел. ст. ед. кол. ел.* има около $2 \cdot 10^9$ елементарни електрически товари.

Измерението на количеството електричество е

$$[Q] = [\sqrt{Fr^2}] = M^{1/2} L^{3/2} T^{-1},$$

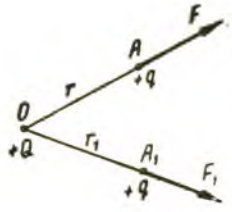
а единицата за колич. електричество в *CGSE*-системата е

$$г^{1/2} см^{3/2} сек^{-1}$$

§ 202. Електростатично поле. Интензивност

Електростатичното силово поле представлява пространство, във всяка точка на което върху поставен точков електрически товар действува електрическата сила, пропорционална на товара.

Действието на електрическата сила във всяка точка на електростатичното поле показва, че то е обективна реалност, т. е. то има материален характер, както и всяко друго поле. Електростатично поле се създава около всяко неподвижно и наелектризирано тяло и може да съществува и в безвъздушно пространство. Електростатичното поле следователно е друга форма на съществуване на материята — *полева*.



Фиг. 247. Интензивност на електростатично поле

Нека в една точка O в пространството е поставен точков товар $+Q$ (фиг. 247), който създава в околното пространство електростатично поле. Ако в някоя точка A на полето на разстояние r от O е поставен товарът $+q$, съгласно закона на Кулон за вакуум (и приблизително за въздух) взаимодействието между товарите се дава с израза

$$F = \frac{Qq}{r^2}. \qquad (1)$$

Взаимодействието между електрическите товари се осъществява чрез техните полета. Полето е определено, когато е известна силата F за всички точки на пространството. Вместо с F обикновено полето се характеризира чрез величината

$$E = \frac{F}{q}, \qquad (2)$$

която се нарича *интензивност на полето за дадена точка. Интензивността в дадена точка се дава числено с големината на силата, действуваща върху единица положителен товар, поставен в тая точка*

на полето и има посоката на силата. От закона на Кулон следва, че E не зависи от големината на товара q и за поле на точков товар Q е

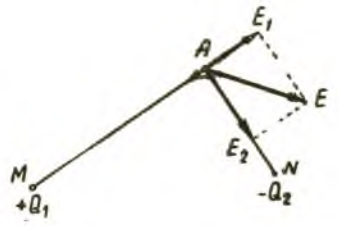
$$E = \frac{Q}{r^2}. \tag{3}$$

Интензивността E е векторна величина. Тя има направление и посока на силата, действуваща върху положителен товар q, поставен в дадена точка на полето, което следва от уравнение (2):

$$\mathbf{F} = q\,\mathbf{E}.$$

За среда с диелектрична проницаемост ε според уравнение (3) числено интензивността е

$$E = \frac{Q}{\varepsilon r^2}. \tag{4}$$



Фиг. 248. Интензивност на поле, създадено от два товара

Ако силата, която действува на единица положителен товар в дадена точка на полето, е една дина, интензивността в тая точка е *една абсолютна единица интензивност.*

От уравнение (4) се вижда, че интензивността на полето (фиг. 247) зависи от товара Q, който създава полето, и от r и за $r \to \infty$ $E \to 0$.

Измерението на интензивността е

$$[E] = \frac{[F]}{[q]} = \frac{MLT^{-2}}{M^{1/2}L^{3/2}T^{-1}} = M^{1/2}L^{-1/2}T^{-1},$$

а единицата за интензивността в *CGSE*-система е $г^{1/2}\,см^{-1/2}\,сек^{-1}$

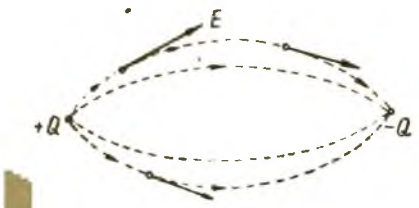
В поле, създадено от два точкови товара, интензивността се определя по правилото на паралелограма. Например нека в точки M и N (фиг. 248) са поставени съответно точковите товари $+Q_1$ и $-Q_2$; интензивността $\mathbf{E}$ в произволна точка A по големина и посока е геометрична сума от векторите на интензивностите $\mathbf{E}_1$ и $\mathbf{E}_2$, т. е. $\mathbf{E} = \mathbf{E}_1 + \mathbf{E}_2$, създадени в тая точка на полето поотделно от товарите $+Q_1$ и $-Q_2$. Ако имаме поле, създадено от повече товари $Q_1, Q_2, \ldots, Q_n$, то резултантната интензивност $\mathbf{E}$ в произволна точка е равна на геометричната сума от векторите на интензивностите $\mathbf{E}_1, \mathbf{E}_2, \ldots, \mathbf{E}_n$, създадени в тая точка на полето поотделно от товарите $Q_1, Q_2, \ldots, Q_n$, т. е. $\mathbf{E} = \mathbf{E}_1 + \mathbf{E}_2 + \ldots + \mathbf{E}_n$.

§ 203. Електрически силови линии

Интензивността на електростатичното поле се мени от точка в точка като във всяка точка има напълно определена големина, направление и посока. Пълна характеристика за едно електростатично поле се получава, когато се установи интензивността във всяка точка на полето. Ако интензивността на всяка точка се представи векторно, получава се сложна и непрегледна картина. Електростатичното поле се представя по-удобно

и по-прегледно, като се въведат *електрически силови линии*.

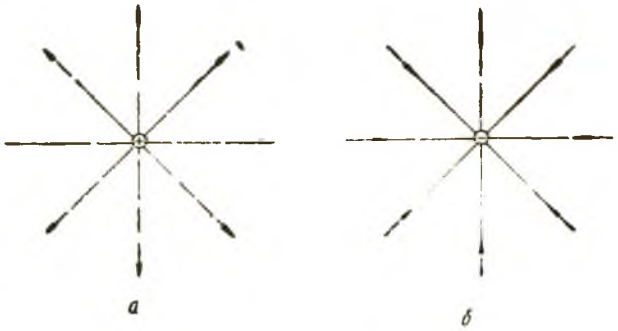
Електрическа силова линия е такава линия, във всяка точка на която векторът на интензивността е допирателен към линията, както е показано на фиг. 249 за полето на два точкови товара $+Q$ и $-Q$. Поради това силовата линия се нарича още *линия на интензивността*. За посока на силовата линия се приема посоката на вектора на интензивността във всяка точка от линията.



Фиг. 249. Векторът на интензивността е допирателен към силовата линия

От направените определения следва, че силовите линии изхождат от положителния електрически товар и се събират в отрицателния товар.

На фиг. 250 *а* е показано схематично електрическо поле на положителен точков (сферичен) товар. Ако в това поле се внесе положителен товар, той се движи радиално навън, което показва, че силовите линии на



Фиг. 250. Силови линии в поле на точков товар: *а* — на положителен, *б* — на отрицателен

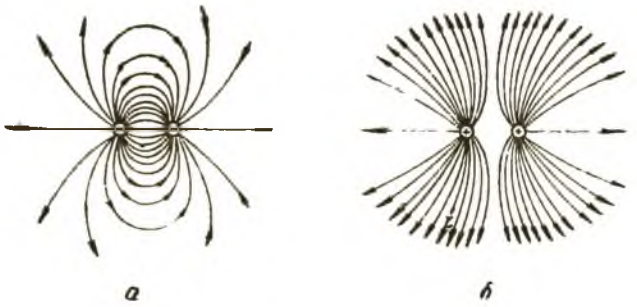
полето представляват разхождащи се радиални лъчи. На фиг. 250 *б* е показано поле на отрицателен точков (сферичен) товар — силовите му линии имат същата форма, но обратна посока.

На фиг. 251 са показани схематично силови линии, създадени съответно от два разноименни (фиг. 251 *а*) и два едноименни (фиг. 251 *б*) точкови товара. В първия случай силовите линии изхождат от положителния и се събират в отрицателния електрически товар, а във втория — изхождат от двата положителни товара.

Опитно силовите линии на фиг. 251, които лежат в една равнина, могат да се получат, когато в стъклена плоча се залепят станиолови кръгчета и плочата се посипе в безпорядък с гипсов прах или сухи семена от маруля. Когато едното кръгче се натовари с положителен, а другото с отрицателен товар (фиг. 251 *а*) или и двете само с положителен товар

(фиг. 251 *б*), гипсовите частици или семената се нареждат, като очертават ясно силовите линии. По подобен начин се онагледява и всяко друго поле.

От разпределението и взаиморазположението на силовите линии може да се съди за интензивността на полето. Това следва от теоремата



а *б*

Фиг. 251. Разположение на силови линии, създадени от разноименни (*а*) и едноименни (*б*) товари

на Остроградски — Гаус, която дава връзката между броя на силовите линии, преминаващи през една затворена повърхнина, и товарите, които тя обхваща. Без да се спираме на извода на тази теорема, даваме само крайния резултат, който гласи: *броят на силовите линии, които излизат от произволна затворена повърхност, обхващаща определен брой електрически товари, е равен на произведението от алгебричната сума на товарите и фактора* 4π.

Ако силовите линии излизат от повърхнината, потокът се смята положителен, ако влизат — отрицателен.

За частния случай, когато има сферична повърхност с радиус r, на която има товар $+Q$, според теоремата броят на силовите линии, които излизат от $+Q$ и преминават през повърхността на сферата, е

$$N=4\pi Q.$$

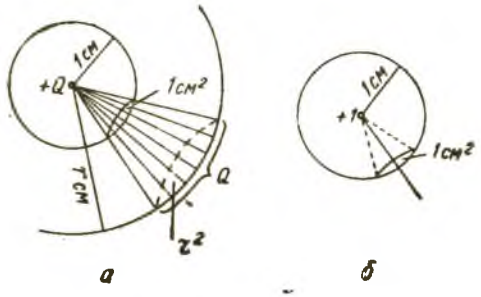
Броят на силовите линии, които преминават през 1 $см^2$ на сферата

$$\frac{N}{4\pi r^2}=\frac{4\pi Q}{4\pi r^2}=\frac{Q}{r^2}, \qquad (1)$$

както е показано на фиг. 252 *а*. Сравнението с уравнение (3, 202) показва, че уравнението (1) представлява интензивността на полето на точковия товар Q на разстояние r от товара.

И така *броят на силовите линии, който преминават през 1 $см^2$ в нормална посока, изразява интензивността на полето на това място.* Изразяването на интензивността по този начин в редица случаи е твърде прегледно и полезно.

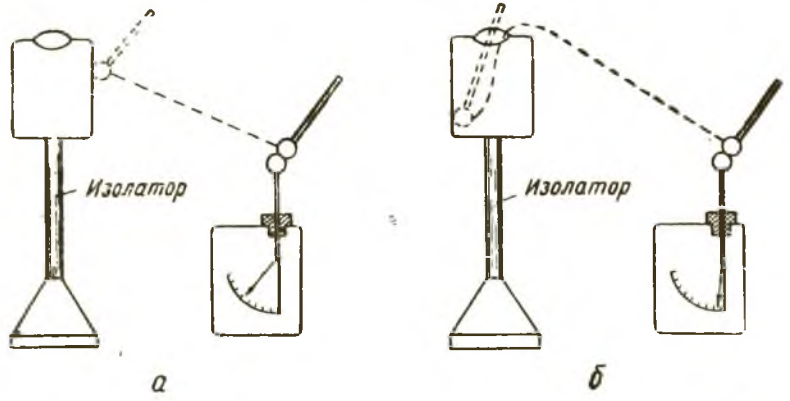
От уравнение (1) следва, че ако $Q=+1$, от него в пространството излизат $N=4\pi$ силови линии. Ако този товар е в центъра на сфера с $r=1$ *см*, през всеки квадратен сантиметър от сферата преминава по една силова линия, както е показано нагледно на фиг. 252 *б*.



Фиг. 252. Изразяване на интензивността със силови линии: при поле, създадено от товар Q (*а*) и товар единица (*б*)

§ 204. Повърхностна плътност на електричеството

Електрическите товари на даден проводник като едноименни се стремят да се отдалечат помежду си колкото е възможно повече, поради което се разполагат по външната му повърхност. Това се показва убе-



Фиг. 253. Опит за показване разпределението на електрическите товари по повърхността на проводниците: по външната повърхност (*а*), по вътрешната повърхност (*б*)

дително чрез следните опити. Наелектризира се добре изолирана куха метална кутия с малък отвор отгоре (фиг. 253); допираме до външната повърхност на кутията (фиг. 253 *а*) пробно топче (метално топче — с изолирана дръжка) и след това го допираме до електроскоп; последният се наелектризира. Ако допрем пробното топче до вътрешната повърхност на кутията (фиг. 253 *б*) и след това до електроскопа, той не

се наелектризира. Това показва, че електрическите товари са разпределени само по външната повърхност на кутията.

Пръв Фарадей е показал разпределянето на електричеството по външната повърхност на проводниците чрез класическия опит с кафез от метална мрежа.

При проводниците се въвежда величината *повърхностна плътност на електричеството (σ), която се определя от количеството електричество, разположено на 1 см² от повърхността.* Очевидно плътността се дава с израза

$$\sigma=\frac{dQ}{dS}, \tag{1}$$

където dS е безкрайно малък елемент от повърхността, а dQ — неговият товар, взети в диференциална форма поради евентуално неравномерно разпределение на товарите.

Опитите показват, че повърхностната плътност е различна за различни места на дадена повърхност. Тя е по-голяма по изпъкналите и особено острите места и по-малка във вдлъбнатите. За сфера, чиято повърхност има навсякъде еднаква кривина, плътността е навсякъде еднаква и има стойност

$$\sigma=\frac{Q}{S}=\frac{Q}{4\pi r^2}.$$

От казаното следва, че при равновесие на товарите върху проводник интензивността на електрическото поле вътре в него е нула ($E=0$). Ако се допусне, че това не е вярно, би следвало да има преместване на свободни товари в проводника, т. е. не би имало електростатично равновесие. От поставеното условие следва още, че на повърхността на проводника интензивността Е на полето е винаги перпендикулярна на повърхността му. Ако това не е вярно, би имало слагаема на интензивността, която би предизвикала преместване на товарите по повърхността, т. е. няма да има равновесие.

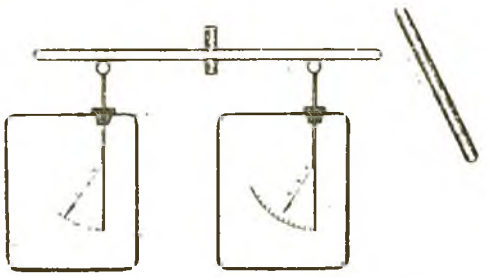
От горното следва, че при равновесие на товарите силовите линии на полето в наелектризиран проводник са перпендикулярни на повърхността му.

При изолаторите електричеството не се разпределя само по повърхността им, а в целия обем. Ето защо при тях не се говори за повърхностна, а за *обемна плътност* ρ, която представлява величина, числено равна на количеството електричество в 1 *см*³. Ако обемът на изолатора е V и товарът Q, обемната плътност е

$$\rho=\frac{Q}{V}. \tag{2}$$

§ 205. Проводник в електростатично поле. Електростатична индукция

Ако един електроскоп е наелектризиран например с положително електричество и след това постепенно се наелектризира с отрицателно електричество, забелязва се намаляване на положителния товар, преценявано по отклонението на листцата му; този товар може да стане нула, а след това да се наелектризира и с отрицателно електричество. Очевидно, когато двата рода електричество върху електроскопа (тялото) станат равни, те се компенсират напълно и електроскопът (тялото) става неутрален. Ако електроскопът (тялото) получи повече положителни или отрицателни електрически товари, той е наелектризиран съответно положително или отрицателно.



Фиг. 254. Наелектризиране по индукция с двата рода електричество

Както видяхме, при натриване на две различни тела винаги едното се наелектризира положително, а другото — отрицателно, като двата рода електричество са равни по абсолютна стойност. Тия опити показват, че електрическите товари не се създават и не се губят; те само се преместват от едно тяло на друго или вътре в дадено тяло. Това запазване на електричеството е известно като *закон за запазване на количеството електричество.*

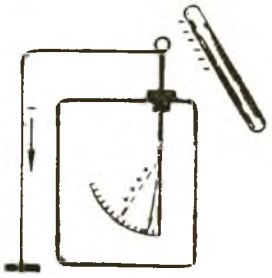
Нека към два еднакви електроскопа (фиг. 254), съединени с метална пръчка, която има изолаторна дръжка, доближим наелектризирана ебонитова пръчка. Двата електроскопа се наелектризират и листцата се отклоняват на еднакъв ъгъл. Ако отдалечим ебонитовата пръчка, електроскопите загубват електричеството си.

Ако опитът се повтори, като преди отдалечаване на ебонитовата пръчка се отстранява и съединителният проводник, се забелязва, че двата електроскопа остават наелектризирани. Установява се, че електроскопът, който стои до ебонитовата пръчка, е наелектризиран с разноименно, а по-далечният — с едноименно на ебонитовата пръчка електричество. Оттук следва, че наелектризираната пръчка възбужда в електроскопите двата рода електричество в еднакви количества. Едноименното електричество на пръчката се възбужда в отдалечения електроскоп, а разноименното — в близкия. Двата рода електричество се компенсират напълно след отдалечаване на наелектризираната ебонитова пръчка. Ако обаче се отстрани съединителният проводник на електроскопите преди отдалечаване на ебонитовата пръчка, разнородните електричества остават разделени върху електроскопите и се запазват.

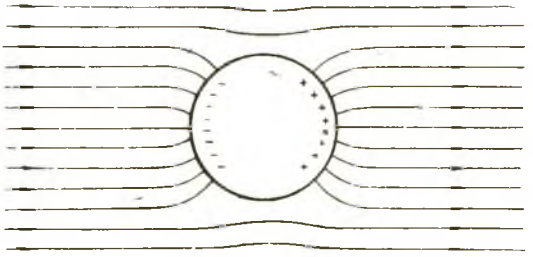
Опитът може да се проведе вместо с два само с един електроскоп; тогава топчето на електроскопа е наелектризирано с разноименно, а листчата — с едноименно електричество на електричеството на пръчката.

Този начин на наелектризиране се нарича *наелектризиране по индукция* или *по влияние*.

Ако електроскопът при наелектризиране по индукция се заземи, в земята се отвежда едноименното електричество, което е свободно, а на електроскопа остава разноименното, свързано с електричеството на пръч-



Фиг. 255. Наелектризиране по индукция с разноименно електричество



Фиг. 256. Проводник в електростатично поле деформира силовите линии

ката. Ако отдалечим пръчката и едновременно премахнем заземяването, електроскопът остава наелектризиран с електричество, разноименно на това на пръчката, както това е показано на фиг. 255. Наелектризиране по индукция се получава винаги, когато проводникът се постави в електрическо поле. Така, ако в електрическо поле, създадено от положителен товар, внесем наелектризиран проводник, под влияние на полето свободните електрически товари (електроните) се преместват към едната страна на външната повърхност на проводника, а противната страна остава наелектризирана положително. Страната на проводника, обърната срещу полето, се наелектризира отрицателно, а страната по посока на полето — положително, като и двата товара са равни (фиг. 256).

Винаги когато проводникът се поставя в електростатично поле, разнородните товари се отделят, т. е. пораждат се два полюса; тогава се казва, че проводникът се *поляризира*.

Равновесието на индуктираните товари в проводника е възможно само ако във всяка точка вътре интензивността на полето е нула ($E = 0$), а интензивността на външното поле е перпендикулярна на повърхността. Вследствие на това индуктираните товари в проводника могат да се преместват дотогава, докато това условие се изпълни. Следователно собственото поле на индуктираните в проводника товари е равно по големина на външното поле, но с обратна посока.

От казаното следва, че ако в електростатичното поле се внесе проводник, силовите линии на полето са насочени перпендикулярно на по-

върхността на проводника и завършват върху нея, без да проникват в неговата вътрешност, като излизат нормално от обратната страна на проводника. Следователно всеки проводник в електрическо поле изменя не само разположението и формата на силовите линии, но и ги прекъсва. На фиг. 256 е показано деформирането на електрическите силови линии от внесен в полето сферичен проводник, като във вътрешността му липсват товари и поле.

Следователно метална обвивка, поставена в електростатично поле, може напълно да защити тела, измерителни уреди и др., намиращи се във вътрешността ѝ, от влиянието на електрически товари извън нея.

§ 206. Изолатор в електростатично поле

Ако в електростатично поле се постави изолатор, за разлика от проводника той не се поляризира изцяло, тъй като в него не съществуват свободни товари — електрони, поради което разнородните товари не могат да се натрупат в противоположните краища на външната му повърхност. В изолаторите, наречени *диелектрици*, само атомите и молекулите под влияние на външно електрическо поле могат да станат диполи. При това електроните на атомите не могат да се откъснат под влияние на външно електрическо поле поради силното им притегляне от ядрото. Товарите в една неутрална молекула на изолатора могат да се разглеждат по следния начин. Всички отрицателни товари, влизащи в състава на една молекула, имат такава външна проява, която би се получила, ако целият отрицателен товар е съсредоточен в една точка на молекулата. Тази точка се нарича *център на отрицателния товар* или *отрицателен полюс*. Също така всички положителни товари могат да се заменят с общ положителен товар, намиращ се също в някоя точка на молекулата. Тази точка се нарича *център на положителния товар* или *положителен полюс*.

Молекула, в която центровете на положителния и отрицателния товар не съвпадат, представлява *дипол*. Ако разстоянието между полюсите е d, произведението от абсолютната големина на товара в единия полюс и d се нарича *момент на дипола*:

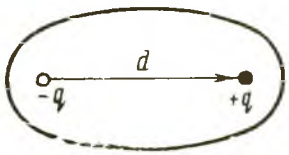
$$M = qd. \tag{1}$$

Моментът на дипола може да се разглежда като вектор с еднакво направление на d и с посока от отрицателния към положителния полюс (фиг. 257). Електрическите свойства на дипола се определят от неговия момент.

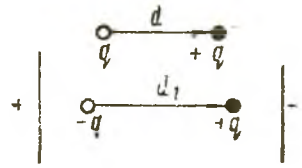
Опитно се установява, че съществуват две групи диелектрици (изолатори) в зависимост от характера на молекулите им.

Към първата група се отнасят такива тела, молекулите на които са диполи и когато не са в електрическо поле. Центровете на положителните и отрицателните товари стоят на определено разстояние d (фиг. 258) и имат определен диполен момент $M = qd$. Такива молекули се наричат *полярни молекули*.

Когато диелектрикът не е в електрическо поле, диполите са разположени безпорядъчно и моментите им имат различни направления, които непрекъснато се изменят вследствие на топлинното им движение (фиг. 259 *а*). Такива диелектрици са водата, спиртът, амонякът и др.

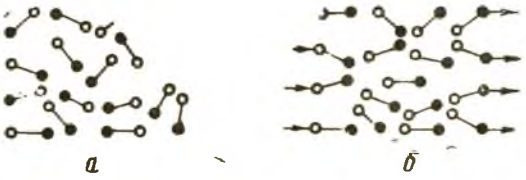


Фиг. 257. Дипол

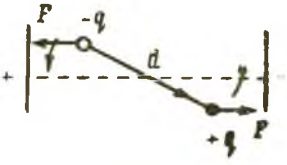


Фиг. 258. Диполи в електрическо поле

Ако такъв диелектрик се постави в електрическо поле, товарите в полярните молекули се раздалечават и диполният момент се увеличава до $M = qd_1$ (фиг. 258). Също така диполите се стремят да се ориентират по посока на полето, като положителните им полюси се обръщат към едната страна, а отрицателните — към обратната (259 *б*). Това явление се нарича *поляризация на диелектрика*. Тя е толкова по-голяма, колкото



Фиг. 259. Неполяризиран (*а*) и поляризиран (*б*) диелектрик



Фиг. 260. Завъртане на диполя в електрическо поле

по-силно е електрическото поле, което действува на диполя с момент $M' = Fd \sin\alpha = qEd \sin\alpha = ME \sin\alpha$. Този момент е пропорционален на момента M и на интензивността на полето E. Той преодолява съпротивлението за ориентиране на диполите, предизвикано от топлинното движение. Ако се премахне външното електрическо поле, поляризацията изчезва почти веднага, тъй като състоянието, в което идват диполите поради топлинното им движение, е безпорядъчно. Разделянето на товарите в поляризиран диелектрик не е възможно чрез разполовяване, както това става при проводниците.

Във втората група тела центровете на положителните и отрицателните електрически товари в молекулите съвпадат. Тогава молекулите следователно не са диполи и се наричат *неполярни молекули*.

Ако диелектрикът от този вид се постави в електрическо поле, товарите в молекулите се преместват в границите на молекулата и образуват полюси, разстоянието d между които се увеличава почти пропорционално на интензивността E на полето:

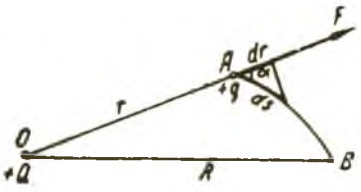
$$d = kE.$$

Моментът на дипола $M = dq$ също зависи от интензивността на полето.

Диполите се стремят да се ориентират под действие на породената двоица сили по посока на полето (фиг. 260).

§ 207. Работа на сили от електростатично поле. Потенциал

Ако в дадена точка O се намира положителен електрически товар Q (фиг. 261), той създава около себе си електростатично поле. Нека в някоя точка A на полето на разстояние r от Q е поставен свободен положителен електрически товар q. Под действието на електрическото поле той започва да се премества, следователно действуващите върху него електрически сили извършват определена работа. Обратно, ако товарът трябва да се върне в изходното си положение, необходимо е да се извърши външна работа за преодоляване силите на полето. Следва, че положителният товар q в точка A на полето притежава известна потенциална енергия.



Фиг. 261. Работа в електростатично поле

Потенциалната енергия се преценява, както е известно, по работата, извършена от нея, или по работата, която трябва да се извърши за нейното получаване.

За да се определи работата на електрическите сили в полето, създадено от точков товар (фиг. 261), трябва да се държи сметка за това, че силите на полето (интензивността му) менят големината си от точка в точка.

Нека положителният точков товар q от точка A на полето, създадено от положителния точков товар Q, се премести на безкрайно малко разстояние ds. На такова малко разстояние може да се приеме, че силата, която действува на q, остава постоянна по големина и посока. Ако преместването ds и посоката на силата сключват ъгъл α, извършената от силата елементарна работа е

$$dA = F\,ds\cos\alpha. \tag{1}$$

Но тъй като $ds\cos\alpha$ е проекцията на преместването върху направлението на силата, т. е. $ds\cos\alpha = dr$, уравнение (1) приема вида

$$dA = F\,dr. \tag{2}$$

Нека товарът q под действие на силата F се премести от точка A в точка B, отстояща от A на крайно разстояние и на разстояние R от товара Q. За да се определи работата, извършена за това преместване, уравнение (2) трябва да се интегрира в граници от r до R:

$$A = \int_r^R F dr. \tag{3}$$

Тук F е силата на взаимодействие между товарите Q и q, която съгласно уравнение (2, 201) за вакуум е

$$F = \frac{Qq}{r^2}.$$

След заместването ѝ в уравнение (3) се получава

$$A = \int_r^R \frac{Qq}{r^2} dr = Qq \int_r^R \frac{dr}{r^2} = Qq \left(\frac{1}{r} - \frac{1}{R}\right),$$

или

$$A = q\left(\frac{Q}{r} - \frac{Q}{R}\right). \tag{4}$$

Уравнение (4) показва, че работата на електрическите сили на полето за преместване на товара q от една точка A в полето, която е на разстояние r от създаващия полето товар Q, до друга точка B на разстояние R от Q зависи само от началното и крайното положение на товара, но не и от пътя, по които става пренасянето на товара, както това се установява и за гравитационното поле.

Ако се приеме, че $R = \infty$, получава се работата на силите в полето за пренасяне на товара $+q$ от дадена точка на полето до безкрайност, където полето престава да съществува:

$$A = \frac{Qq}{r}. \tag{5}$$

От уравнение (5) следва, че работата за пренасяне на една електростатична единица положителен товар ($q = +1$) е

$$\frac{A}{q} = \frac{Q}{r} = U. \tag{6}$$

Работата U, извършена от полето за пренасяне на единица положителен товар от една точка до безкрайност, е характерна величина за тази точка и се нарича потенциал на полето в тази точка. Потенциалът се определя числено още и чрез *работата, която е необходимо да се извърши за преодоляване на електрическите сили на полето за пренасяне на единица положителен товар от безкрайност до същата точка на полето.*

Ако силите на полето се съпротивляват при пренасяне на $+1$ товар от безкрайност до дадена точка на полето, потенциалът на точката е *положителен*. Такъв е именно случаят, когато полето е създадено от положителен товар. Потенциалът във всяка негова точка е положителен.

Ако силите на полето сами притеглят $+1$ товар от безкрайност до дадена точка на полето, потенциалът в точката е *отрицателен*. Такъв е случаят, когато полето е създадено от отрицателен товар.

От уравнение (6) $\left(U=\frac{Q}{r}\right)$ следва, че потенциалът в коя да е точка на дадено поле не зависи от товара q, който се намира в точката. Действително работата A, извършена от силите на полето, които действуват на товара q, е пропорционална на товара и следователно отношението $\frac{A}{q}$, т. е. потенциалът остава постоянен.

От дефинициите за потенциала следва, че той е *скаларна величина*. Следователно, ако едно поле е образувано от наслагване на полетата на няколко товара, потенциалът му в коя да е негова точка е алгебричната сума от потенциалите на отделните полета за същата точка.

Тъй като във всяка точка на полето потенциалът има определена стойност, той, както и интензивността E служат за характеризиране на електрическото поле. Но докато интензивността E изразява силовото действие на полето във всяка негова точка, потенциалът характеризира полето енергетично в отделните му точки.

От уравнение (6), където $U=\frac{A}{q}$, се получава единицата за потенциал. Ако A и q се изразяват в абсолютни единици, потенциалът също се изразява в абсолютни единици. Следователно *потенциалът в една точка на полето е абсолютна единица, ако за пренасяне на абсолютна единица положителен товар от тая точка до безкрайност електрическите сили извършват работа 1 ерг или още ако потенциалната енергия на абсолютната единица положителен товар в тая точка е 1 ерг:*

$$1\ абс.\ ед.\ пот. = \frac{1\ ерг}{1\ абс.\ ед.\ ел.}.$$

Измерението на потенциала е

$$[U]=\frac{[A]}{[q]}=\frac{ML^2T^{-2}}{M^{1/2}L^{3/2}T^{-1}}=M^{1/2}L^{1/2}T^{-1},$$

а единицата потенциал в *CGSE*-система е $г^{1/2}\ см^{1/2}\ сек^{-1}$.

Тази единица е голяма, ето защо в практиката се употребява друга, наречена *волт* (*в*), която се получава, когато $A=1$ джаул (*дж*) и $q=1$ кулон (*к*), т. е.

$$1\ в=\frac{1\ дж}{1\ к}=\frac{1}{300}\ абс.\ ед.\ пот.$$

§ 208. Еквипотенциални повърхнини. Напрежение

От уравнение (6, 207) следва, че за поле, създадено от точков товар $+Q$, потенциалът за всички точки на разстояние r от него е един и същ. За такъв товар точките с еднакви потенциали лежат по сферични повърхнини, в центъра на които се намира товарът. Повърхнини с еднакъв потенциал се наричат *еквипотенциални повърхнини* или *повърхнини с еднакви нива.* Ясно е, че сферичните повърхнини с по-голям радиус имат по-малък потенциал, като за $r \to \infty$ потенциалът клони към нула.

Потенциалът на сферична повърхност с радиус r е един и същ: $U = \frac{Q}{r}$ независимо от това, дали товарът Q е съсредоточен в центъра на сферата или е равномерно разпределен по сферичната повърхност, тъй като полето и в двата случая остава едно и също. Ето защо вместо точков товар може да се вземе товарът на една сфера.

От уравнение (6, 207) следва, че потенциалите за точки от сферични повърхнини с радиуси r и R са

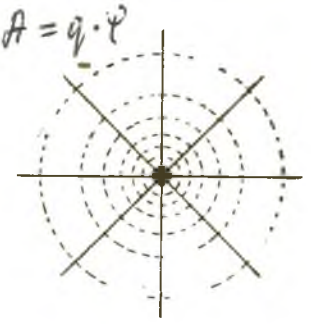
$$U_r = \frac{Q}{r} \quad \text{и} \quad U_R = \frac{Q}{R}.$$

От уравнение (4, 207) следва, че

$$A = q(U_r - U_R) = qU, \tag{1}$$

където U означава потенциалната разлика между двете повърхнини (двете точки) и се нарича *напрежение.*

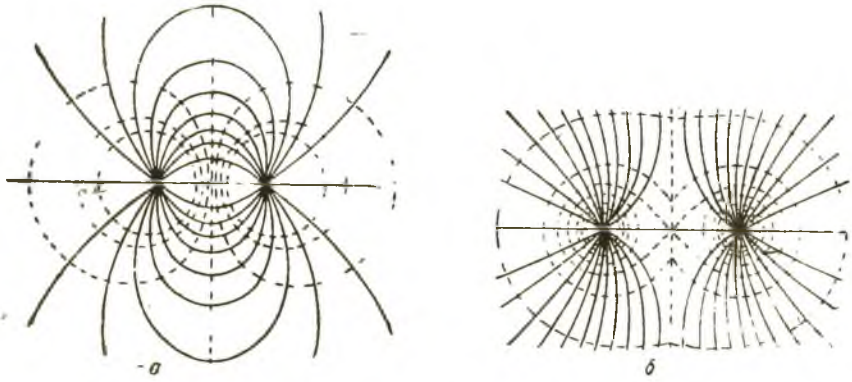
Следователно *извършената работа от електрическите сили на полето за пренасяне на q единици товар от едно потенциално ниво до друго се изразява с произведението от пренесения товар q и потенциалната разлика (напрежението) между двете потенциални нива.* Тази работа не зависи от пътя, по който става пренасянето на товара, а само от началния и крайния потенциал. Когато $q = 1$, то $U = A$, т. е. напрежението между две точки се изразява числено с работата, извършена от силите на полето за пренасяне на единица товар от едното до другото ниво; ако работата за пренасяне на 1 абсолютна единица товар е 1 *ерг*, напрежението е 1 абсолютна единица потенциал, а ако работата за пренасяне на 1 кулон е 1 джаул, напрежението е съответно 1 волт.



Фиг. 262. Еквипотенциални повърхнини при точков товар. Пунктираните линии стоят нормално на силовите линии

Ако товарът q се премества в електрическо поле от точка A и се връща пак в нея, като се движи по затворена крива, от уравнение (1) следва, че $U = 0$, тъй като началната и крайната точка се сливат, т. е. работата $A = 0$. Значи *работата на електрическите сили на полето за преместване на товар по затворена крива е равна на нула.*

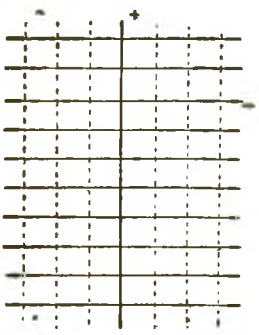
От уравнение (1) следва също, че работата на електрическите сили на полето при преместване на товар по еквипотенциална повърхнина е равна на нула. Това показва, че силовите линии на полето са перпендикулярни на еквипотенциалната повърхнина, защото само тогава не се



Фиг. 263. Еквипотенциални повърхнини на поле, създадено от два разноименни (*а*) и от два едноименни (*б*) товара

извършва работа. Следователно *еквипотенциалните повърхнини във всяка своя точка са нормални на силовите линии на полето.*

Когато полето е създадено от точков товар, силовите му линии са радиални (фиг. 262), а еквипотенциалните повърхнини, означени с пунктирани линии, са сферични.



Фиг. 264. Еквипотенциални повърхнини на плосък проводник

Изобразеното на фиг. 263 *а* поле е създадено от два разноименни, а на фиг. 263 *б* — от два едноименни точкови товара. Еквипотенциалните повърхнини са означени също с пунктирани линии и са нормални на силовите линии на полето.

При наелектризиран плосък проводник силовите линии са нормални на повърхността му, а еквипотенциалните повърхнини са успоредни на нея и еднакви от двете му страни, както е показано на фиг. 264.

Изобщо при всяко поле *електрическите силови линии са фамилни линии, нормални на еквипотенциалните повърхнини, образуващи също фамилия повърхнини.*

В § 204 показахме, че при равновесие на електрическите товари по повърхността на един проводник силовите линии са насочени перпендикулярно на повърхността на проводника. Следователно *повърхността на всеки наелектризиран проводник при равновесие на товарите представлява еквипотенциална повърхност.*

Видяхме, че потенциалната разлика или напрежението между две

точки на полето се измерва с работата, необходима за пренасяне на + 1 товар между тези точки (1). Ако едната точка е много далеч в полето, нейният потенциал е нула; за такъв се приема обикновено потенциалът на земята.

Реално значение има не величината потенциал на дадена точка от полето, а потенциалната разлика (напрежението) между две точки; обикновено напрежението между дадена точка и земята в практиката се означава като „потенциал“ на точката.

Измерването на потенциала на дадена повърхност или потенциалната разлика между две точки може да стане по отклонението на листцата на електроскопа или се отчита по-точно по еталонираната скала на електрометър в съответни единици. Отклонението се увеличава с увеличаване на товара, следователно и на потенциала, както следва от уравнение (6, 207).

Например с електроскоп лесно се установява, че потенциалът на цялата повърхност на наелектризиран проводник е един и същ — отклонението на листцата е еднакво независимо от това, че повърхностната плътност на електричеството на отделните части от проводника е различна; с увеличаване на товара се увеличава отклонението, а следователно и потенциалът. Ето защо, обратно, по отклонението на листцата на електроскопа може да се прецени потенциалът на един проводник или по-точно потенциалната разлика между проводника и външната обвивка на електроскопа (земята). За точни измервания на потенциала, респ. напрежението, се употребяват специални електрометри с голяма чувствителност, като например квадратни електрометри, нишкови електрометри и др.

Връзката между интензивността и потенциала на електростатичното поле следва от уравнения (3, 202) и (6, 207):

$$E = \frac{Q}{r^2},$$

$$U = \frac{Q}{r}.$$

От двете уравнения се получава

$$E = \frac{U}{r}. \qquad (2)$$



Фиг. 265. Хомогенно електростатично поле

Следователно интензивността на поле, създадено от точков товар, се изразява числено с намалението на потенциала за единица дължина в направление, перпендикулярно на еквипотенциалните повърхнини, и е насочена в посока на намаляването на потенциала.

Формулата за потенциала и другите изводи бяха получени, като допуснахме, че електрическите товари са във вакуум или във въздух.

Ако това условие не е изпълнено, формулата за потенциала трябва да се умножи с $\frac{1}{\varepsilon}$; тогава тя приема вида

$$U = \frac{1}{\varepsilon}\frac{Q}{r}. \tag{3}$$

На фиг. 265 е показано електростатично поле между две успоредни безкрайно големи плочи. В този случай силовите линии са успоредни прави, стоящи нормално на плочите и на еквипотенциалните повърхнини, а интензивността на полето е еднаква във всички точки и също е нормална на плочите. Такова поле се нарича *хомогенно*. Числената стойност на интензивността и тук се дава с изменението на потенциала за единица дължина:

$$E = \frac{U}{d}, \tag{4}$$

където d е разстоянието между плочите, а U е потенциалната им разлика.

§ 209. Електрически капацитет

От уравнение (6, 207) следва, че потенциалът на даден проводник е пропорционален на количеството електричество, с което той е натоварен. Ако на даден проводник, който е изолиран добре и отдалечен от други проводници, се предава количество електричество Q_1, Q_2, Q_3, . . . , Q, установява се, че той получава съответно потенциал U_1, U_2, U_3, . , U, при което се получава равенство на отношенията

$$\frac{Q_1}{U_1} = \frac{Q_2}{U_2} = \frac{Q_3}{U_3} = \cdots = \frac{Q}{U} = C.$$

Тук C е постоянна величина, характерна за дадения проводник. Тя зависи от големината и от формата му, но не от веществото му. Тази характерна за проводника величина се нарича *капацитет на проводника*.

От зависимостта

$$C = \frac{Q}{U}, \text{ или } Q = CU \tag{1}$$

следва, че *капацитетът на един проводник числено е равен на количеството електричество, от което потенциалът му се изменя с единица.*

Абсолютната единица за капацитет се получава, когато в уравнение (1) се замести $Q = 1$ *абс. ед. кол. ел.* и $U = 1$ *абс. ед. пот.*

Тогава

$$1 \textit{ абс. ед. кап.} = \frac{1 \textit{ абс. ед. ел.}}{1 \textit{ абс. ед. пот.}}.$$

Измерението на капацитета е

$$[C] = \frac{[Q]}{[U]} = \frac{M^{1/2}L^{3/2}T^{-1}}{M^{1/2}L^{1/2}T^{-1}} = L,$$

т. е. капацитетът има измерение на дължина.

До същия резултат се стига от изложеното в § 208; сфера с радиус r от количество електричество Q придобива потенциал

$$U = \frac{Q}{r}.$$

Капацитетът на същата сфера обаче е

$$C = \frac{Q}{U} = r.$$

Капацитетът на една сфера числено е равен на радиуса ѝ в сантиметри.

Следователно абсолютна единица капацитет 1 *см* е капацитетът на сфера с радиус 1 *см*.

От изложеното следва, че *абсолютна единица капацитет (1 см) има проводник, който от една абсолютна единица количество електричество увеличава потенциала си с една абсолютна единица.*

Абсолютната единица капацитет е твърде малка и заради това в практиката се употребява по-голяма, наречена *фарад (ф)*.

Капацитет един фарад има такъв проводник, който от количество електричество един кулон изменя потенциала си с един волт, т. е.

$$1\ ф = \frac{1\ к}{1\ в} = \frac{3 \cdot 10^9\ абс.\ ед.\ ел.}{\frac{1}{300}\ абс.\ ед.\ пот.} = 9 \cdot 10^{11}\ абс.\ ед.\ кап. = 9 \cdot 10^{11}\ см.$$

Тази единица е много голяма, което се вижда от обстоятелството, че капацитет един фарад има сфера с радиус $9 \cdot 10^{11}$ *см*, а радиусът на Земята е 6370 *км* = 6,37 10^8 *см*, т. е. сфера с около 1000 пъти по-голям радиус от тоя на Земята. Ето защо в практиката се употребяват и по-малки от фарада единици: микрофарад (*мкф*), която е милион пъти по малка от фарада:

$$1\ мкф = \frac{1\ ф}{10^6} = 9 \cdot 10^5\ см,$$

и пикофарад (*пкф*), която е милион пъти по-малка от микрофарада:

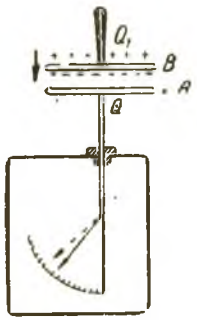
$$1\ пкф = \frac{1\ мкф}{10^6} = 0{,}9\ см.$$

От изложеното се вижда, че сферични проводници с по-големи капацитети трябва да имат съответно големи радиуси, което води до практически затруднения.

Често обаче във физиката, електротехниката и радиотехниката за редица случаи са нужни големи капацитети. Те се получават от подходящи системи, които в сравнително малък обем могат да имат голям капацитет. Такива системи се наричат *кондензатори.*

§ 210. Кондензатори

Дефиницията за капацитет на един проводник, дадена в § 209, важи само за случаите, когато проводникът е отдалечен от други проводници. Опитите, проведени от Фарадей, показват обаче, че капацитетът на един проводник може чувствително да се увеличи, когато до него се постави друг проводник, както и когато между тях се постави диелектрик. Това може да се покаже със следните опити.



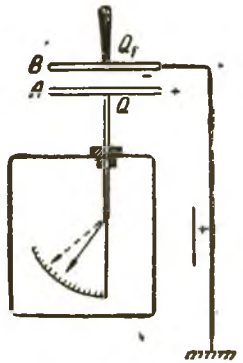
Фиг. 266. Увеличаване капацитета на проводник от приближаването на друг проводник

Метална плоча A (фиг. 266) се поставя върху електроскоп и се наелектризира например с Q единици положително електричество. Потенциалът на A се преценява по показанията на електроскопа. Ако към наелектризираната плоча A доближим ненаелектризирана плоча B, снабдена с изолирана дръжка, потенциалът на електроскопа намалява. Ако отдалечим плочата B, електроскопът показва първоначалния потенциал, което е указание, че товарът на плочата A остава неизменен. Явлението се обяснява по следния начин. Когато доближим плочата B до плочата A, тя се наелектризира по индукция с равни и разноименни електричества $+Q_1$ и $-Q_1$. Тези два товара влияят върху полето, създадено от товара $+Q$ на плочата A. Понеже товарът $-Q_1$ е по-близо от $+Q_1$ до A, неговото влияние върху полето на товара $+Q$ е по-силно, поради което полето отслабва и в резултат потенциалът на A намалява. Но тъй като товарът на A остава неизменен, намаляването на потенциала му съгласно уравнение (1, 209) показва, че капацитетът му се е увеличил. За да достигне проводникът A първоначалния потенциал, необходимо е да се увеличи товарът му; той получава същия потенциал от по-голям електрически товар, следователно капацитетът му действително се е увеличил.

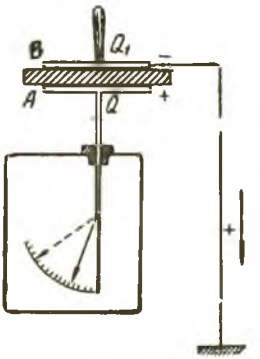
Ако заземим плочата B (фиг. 267), положителното електричество $+Q_1$ отива в земята и тогава товарът $-Q_1$ отслабва още повече полето на Q, от което потенциалът намалява повече. При достатъчно приближаване на плочата B към A индуктираният товар Q_1 става равен по абсолютна стойност на Q и полето на A отслабва още повече; колкото повече B се доближава до A, толкова по-силно отслабва полето на A, т. е. потенциалът става все по-малък и следователно капацитетът се увеличава.

Ако оставим разстоянието между плочите A и B постоянно, а местим B встрани успоредно на A така, че да покрива по-малка площ S от A, потенциалът се увеличава, следователно капацитетът намалява; върнем ли плочата B в първоначалното положение, възстановява се и потенциалът, т. е. и капацитетът.

Когато доближим плочата B до A на достатъчно близко разстояние и пространството между тях се запълни с диелектрик (фиг. 268) с диелектрична проницаемост ε, полето между двете плочи отслабва съгласно изложеното в § 202 толкова пъти, колкото е диелектрическата проницаемост на диелектрика, поради което потенциалът се понижава, а капацитетът съответно се увеличава.



Фиг. 267. Увеличението на капацитета е по-голямо, когато приближеният проводник е заземен



Фиг. 268. Увеличението на капацитета е по-голямо, когато между проводниците се поставя диелектрик

Система от два проводника, която има определен, практически независим от околните тела капацитет, се нарича *кондензатор*.

От направените опити следва, че капацитетът на кондензатора зависи от разстоянието между проводниците, от повърхността им и от диелектрика между тях. Според предназначението си кондензаторите имат различно устройство.

Плосък кондензатор (фиг. 267). Той се състои от две метални пластинки, всяка с повърхност S *см*^{2}, които са една от друга на разстояние d *см*. Едната пластинка е изолирана, а другата може да се заземява. Между двете пластинки се поставя диелектрик с диелектрична проницаемост ε. Когато едната от пластинките се натоварва с количество електричество Q, в другата пластинка по индукция се възбужда същото количество електричество, но с обратен знак; абсолютната стойност на Q се нарича *товар на кондензатора*, от който между пластинките се създава потенциална разлика $U = U_1 - U_2$. Ако едната пластинка е съединена със земята, потенциалът ѝ U_2 е нула.

Капацитетът C на плоския кондензатор се изразява чрез зависимостта

$$C = \frac{Q}{U_1 - U_2} = \frac{Q}{U}. \qquad (1)$$

Капацитетът на плосък кондензатор може да се пресметне по следния начин. Между двете пластинки се създава хомогенно електрическо поле, чиято интензивност съгласно уравнение (4, 208) е



Фиг. 269. Плосък кондензатор с една заземена обвивка

$$E = \frac{U}{d}.$$

Тъй като всяка от пластинките има товар Q и повърхност S и всичките силови линии $4\pi Q$ (§ 203), излизащи от едната пластинка, са успоредни и насочени към другата пластинка, интензивността, изразена чрез силовите линии, е

$$E = \frac{1}{\varepsilon}\frac{4\pi Q}{S}.$$

Като елиминираме E от последните две формули, за U се получава

$$U = \frac{4\pi Q d}{\varepsilon S},$$

от която съгласно уравнение (1) (за капацитета на плоския кондензатор) се получава изразът

$$C = \frac{S\varepsilon}{4\pi d} \qquad (2)$$

Оттук следва, че капацитетът на плоския кондензатор е пропорционален на повърхността S (покривната повърхност) на едната пластинка и на диелектричната проницаемост ε на диелектрика и обратно пропорционален на разстоянието d между пластинките.

За даден кондензатор капацитетът е постоянна величина, независеща от товара, интензивността на полето и напрежението на кондензатора.

Ако диелектрикът между пластинките е вакуум, за който $\varepsilon = 1$, или въздух, за който $\varepsilon \approx 1$, капацитетът се пресмята по зависимостта

$$C_0 = \frac{S}{4\pi d}. \qquad (3)$$

От сравняването на уравнения (2) и (3) следва, че

$$C = C_0\varepsilon,$$

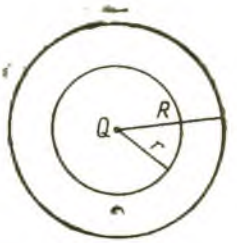
откъдето се вижда, че *капацитетът на един кондензатор се увеличава* ε *пъти, ако въздухът между пластинките му се замени с диелектрик, който има диелектрична проницаемост* ε, *т. е. диелектричната проницаемост* ε *показва колко пъти капацитетът на един кондензатор се увеличава, ако въздухът между пластинките му се замени с диелектрик.*

От последното уравнение се вижда, че диелектричната проницаемост ε на един диелектрик може да се определи, като се измери ка-

пацитетът C на плосък кондензатор с диелектрик и C_0 — без диелектрик; тогава

$$\varepsilon = \frac{C}{C_0}. \tag{4}$$

Сферичен кондензатор (фиг. 270). Той се състои от две концентрични сферични повърхнини, изолирани с диелектрик. Радиусите на сферите са r и R. Външната сферична повърхност е отведена в земята, а вътрешната сферична повърхнина е натоварена с електрически товар Q, което значи, че товарът е съсредоточен в центъра. Тогава потенциалите на сферичните повърхнини могат да се пресметнат по формулата за потенциала в полето, създадено от точков товар.



Фиг. 270. Сферичен кондензатор

Според уравнение (3, 208) потенциалът на вътрешната сферична повърхнина е

$$U_r = \frac{Q}{\varepsilon r},$$

а потенциалът на външната сферична повърхнина съответно е

$$U_R = \frac{Q}{\varepsilon R}.$$

Потенциалната разлика (напрежението) между двете повърхнини следователно е

$$U = U_r - U_R = \frac{Q}{\varepsilon}\left(\frac{1}{r} - \frac{1}{R}\right) = \frac{Q(R-r)}{\varepsilon R r}.$$

Тогава от уравнение (1) за капацитета на сферичния кондензатор се получава

$$C = \frac{Q}{U} = \frac{Rr}{R-r}\varepsilon. \tag{5}$$

Ако се приеме, че дебелината $d = R - r$ на сферичния кондензатор е много малка спрямо радиуса на вътрешната сферична повърхнина, т. е. $d = R - r \ll r$, тогава $R \approx r$. В този случай уравнение (5) приема вида

$$C = \frac{r^2\varepsilon}{d}. \tag{6}$$

Ако умножим числителя и знаменателя на дясната страна на (6) с 4π, за капацитета се получава изразът

$$C = \frac{4\pi r^2 \varepsilon}{4\pi d} = \frac{S\varepsilon}{4\pi d},$$

т. е. за капацитета на такъв сферичен кондензатор се получава същата формула, както при плоския кондензатор, при което S е повърхността на сферата с радиус r.

Ако

$$R \gg r,$$

то от (5) следва

$$C \approx \frac{Rr\varepsilon}{R} = r\varepsilon.$$

В тоя случай капацитетът на сферичния кондензатор е еднакъв с капацитета на сфера с радиус r.

Енергия на кондензатор. Нека един кондензатор е натоварен с електрически товар Q, от който едната пластинка получава спрямо заземената пластинка потенциал

$$U = \frac{1}{C} Q.$$

Натовареният кондензатор има потенциална енергия, която е разпределена в неговото поле и може да се прояви по различен начин. Тази енергия е числено равна на работата, извършена от външна сила за натоварването му. За да се пресметне тази работа, постъпваме по следния начин. Приемаме, че товарът Q на кондензатора се увеличава с безкрайно малката величина dQ, за което е нужно да се извърши безкрайно малка работа dA за преодоляване на силите на полето, от която съответно се увеличава енергията му с dW. При такова безкрайно малко увеличение на товара може да се смята, че потенциалът на кондензатора остава неизменен, следователно извършената елементарна работа е

$$dA = UdQ = \frac{1}{C} QdQ = dW.$$

За да се пресметне цялата енергия на кондензатора при натоварването му с товар Q, трябва да се интегрира предният израз в границите от 0 до Q:

$$A = \int_0^Q \frac{1}{C} QdQ = \frac{Q^2}{2C} = \frac{QU}{2} = \frac{U^2C}{2} = W. \tag{7}$$

Енергията W на кондензатора е следователно пропорционална на квадрата на напрежението и на капацитета му. Един кондензатор с малък капацитет C_1 получава голяма енергия, ако устройството му позволява да се приложи високо напрежение U_1, което диелектрикът да издържи.

Друг кондензатор, диелектрикът на който издържа сравнително ниско напрежение U_2, достига същата енергия при по-голям капацитет C_2. Двата кондензатора имат еднаква енергия, когато е удовлетворено условието

$$U_1^2 C_1 = U_2^2 C_2.$$

Пример. Да се изчисли енергията на кондензатор с капацитет 1 *мкф* и с приложено напрежение 3000 *в*. Примерът се решава, като се употребят единиците в абсолютната (а) или в практичната (б) система:

$$\text{а)}\ W = \frac{9 \cdot 10^5 \left(\frac{3000}{300}\right)^2}{2} = \frac{9 \cdot 10^5 \cdot 100}{2} = 4{,}5 \cdot 10^7\ \textit{ерга} = 4{,}5\ \textit{дж}.$$

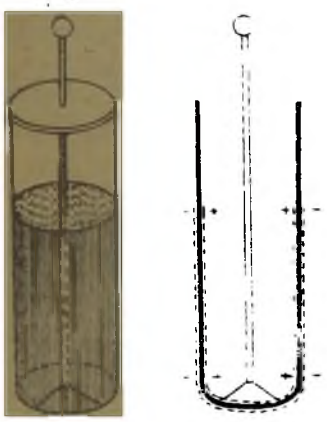
$$\text{б)}\ W = \frac{10^{-6}(3000)^2}{2} = \frac{10^{-6} \cdot 9 \cdot 10^6}{2} = 4{,}5\ \textit{дж}.$$

§ 211. Видове кондензатори

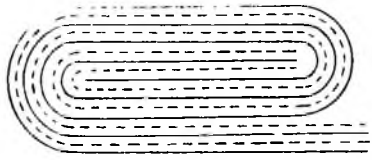
От формулата за капацитета на плоския кондензатор

$$C = \frac{S\varepsilon}{4\pi d}$$

се вижда, че кондензатор с голям капацитет трябва да има голяма повърхност S, малко разстояние d между пластинките и диелектрик с голяма диелектрична проницаемост. Като се държи сметка за тия условия, а така също и за енергията на кондензатора, задачата за изработване на подходящи кондензатори с големи капацитети за нуждите на електротехниката, радиотехниката и др. е свързана и с изискванията за



Фиг. 271. Лайденска стъкленица



Фиг. 272. Блокконденсатор с парафинирана хартия

малки размери, за удобна и целесъобразна употреба и т. н. с оглед на предназначението им. Изработват се различни видове кондензатори.

Лайденска стъкленица (фиг. 271). Тя е видоизменение на плоския кондензатор. Състои се от стъклен цилиндричен съд, който на височина около $^3/_4$ отвътре и отвън е облепен със станиол. Горната необлепена част служи за по-добро изолиране на двете метални обвивки. По оста на цилиндъра минава метална пръчка, която достига до дъното, а горният ѝ край излиза над съда и завършва с метално топче. Вътрешната обвивка се товари с електричество, а външната се заземява. Цилиндричният съд има по-голяма или по-малка височина и различна дебелина

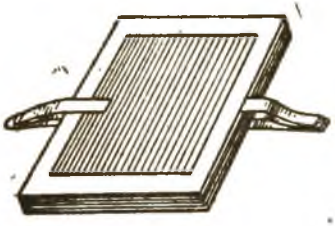
на стъклото според големината на капацитета на лайденската стъкленица. По-големи лайденски стъкленици с дебелина на стъклото до 5 *мм* могат да издържат високо напрежение до няколко десетки хиляди волта и следователно могат да акумулират при даден капацитет по-голяма енергия съгласно уравнение (7, 210). Капацитетът ѝ се пресмята по формулата за плоския кондензатор и обикновено е от порядък на $1000 \div 9000$ *см*.



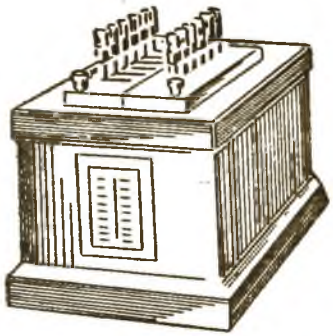
Фиг. 273. Блоккондензатор със слюда

Блокконденсаторите с парафинирана хартия се състоят от две дълги станиолови ленти с широчина няколко сантиметъра, изолирани добре с две ленти от тънка и по-широка от станиоловите ленти парафинирана хартия, завити на руло (фиг. 272). По този начин могат да се вземат станиолови ленти с голяма повърхност S и много малко d и да се получат блокконденсатори с капацитет до няколко микрофарада. Тези блокконденсатори имат двойно по-голям капацитет, отколкото отговаря на повърхността на станиоловите листове при обикновен плосък кондензатор, тъй като вследствие навиването и двете страни на станиоловите листове вземат участие. Така полученият блок се обвива с дебела хартия, от която двете метални обвивки се извеждат навън.

Блокконденсатори могат да се получат и когато се наредят един върху друг еднакви станиолови листове, изолирани помежду си с тънки слюдени пластинки, например с дебелина 0,1 *мм*. Всички нечетни станиолови листове се съединяват помежду си и образуват едната обвивка, а всички четни — другата обвивка на кондензатора, както е показано на фиг. 273. Така полученият блок се поставя в подходяща кутия, снабдена с два края или витла, в които се отвеждат двете обвивки (фиг. 274). Ако нечетните и четните станиолови листове се свържат не изцяло, а по няколко и се отведат във витла върху кутия, получават се отделни помалки кондензатори, обикновено намиращи се в десетично отношение. Такива кондензатори са наречени *декадни* (фиг. 275).



Фиг. 274. Общ вид на блокконденсатор



Фиг. 275. Декаден конденсатор

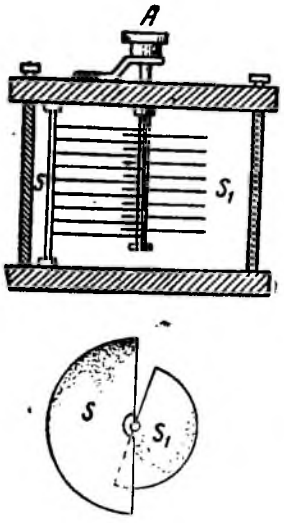
Електролитните кондензатори се състоят от два метални електрода (обикновено от Al), поставени в електролит. Чрез подходящо

формиране при постоянно напрежение върху повърхността на един от електродите се образува твърде тънък оксиден пласт с дебелина от порядъка на хилядни от милиметъра, който служи като диелектрик. Този електрод е положителният полюс. Електролитът е отрицателният полюс. Другият електрод служи само за осъществяване контакт с електролита. Той е обикновено алуминиевата кутия, в която е поставен електролитът.

Дебелината на диелектрика, а следователно и големината на капацитета чрез формиране може да стане различна. Тези кондензатори имат голям капацитет — от ня-



Фиг. 276. Електролитен блокконденсатор



Фиг. 277. Променлив кондензатор

колко микрофарада до няколко хиляди микрофарада в сравнително малък обем. На фиг. 276 е даден такъв кондензатор с капацитет 10 *мкф* и за напрежение 300 *в*.

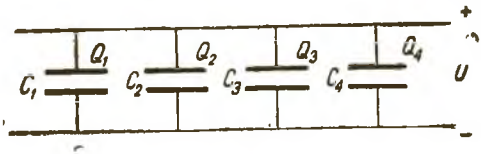
Променливите кондензатори (фиг. 277) се състоят от отделни метални пластинки S, съединени успоредно и неподвижно помежду си за метална рамка. На една ос, която може да се върти, са закрепени също метални пластинки S_1, които при въртене на оста влизат между неподвижните пластинки, от които са изолирани; така, като се вкарат подвижните пластинки между неподвижните (показано отделно с две пластинки на фигурата), капацитетът постепенно се увеличава. Обратно, при изкарването им капацитетът намалява. Следователно с променливия кондензатор капацитетът може постепенно да се мени в известни граници. Такива кондензатори намират широко приложение в радиотехниката.

За всеки кондензатор е посочено напрежението, което може да му се прилага при работа, а при някои е дадено най-високото напрежение, при което диелектрикът вече се пробива; то се нарича *пробивно напрежение*. Стойността на работното напрежение е значително под пробивното напрежение.

§ 212. Свързване на кондензатори в батерии

Често за лабораторни и технически цели е необходим кондензатор с определен капацитет, с какъвто не винаги разполагаме. В такъв случай желаният капацитет може да се получи чрез свързване на наличните кондензатори в *батерии*. Обикновено се употребяват два начина за свързване на кондензаторите в батерии: паралелно и последователно свързване.

Паралелно свързване се получава, когато едната обвивка на всеки кондензатор се отведе в общ проводник, а другата обвивка на всеки кондензатор се отведе в друг проводник, както е показано схематично на фиг. 278. В този случай напрежението U, приложено на батерията, е същевременно напрежение и на всеки кондензатор. Отделните кондензатори в зависимост от капацитета си се натоварват със съответно количество електричество



Фиг. 278. Батерия от паралелно свързани кондензатори

$$Q_1 = UC_1;\ Q_2 = UC_2;\ Q_3 = UC_3.$$

Като се съберат почленно тези равенства и се обобщи за повече кондензатори, се получава

$$Q_1 + Q_2 + Q_3 + \cdots = (C_1 + C_2 + C_3 + \cdots)\, U = U \Sigma C_k.$$

Ако с Q се означи товарът на цялата батерия и с C капацитетът ѝ се получава

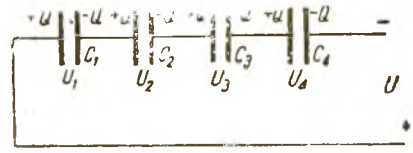
$$Q = UC,$$

$$C = (C_1 + C_2 + C_3 + \cdots) = \Sigma C_k. \qquad (1)$$

Следователно *при паралелно свързване на кондензатори общият капацитет на батерията е равен на сумата от капацитетите на отделните кондензатори.* Паралелното свързване на по-голям брой кондензатори дава възможност да се получи капацитет с желана големина.

Ако капацитетите на всички кондензатори са еднакви и броят им е n, тогава

$$C = nC_1.$$



Фиг. 279. Батерия от последователно свързани кондензатори

Последователно свързване се получава, когато обвивката на един кондензатор се съедини с обвивка от вътри, неговата свободна обвивка — с обвивка на трети и т. н., както е означено схематично на фиг. 279. Ако свободната обвивка на първия кондензатор се натовари с $+Q$ товар, а свободната обвивка на последния се заземи, по индукция обвивките на всеки кондензатор се натоварват съответно с $+Q$ и $-Q$, като обвивките, стоящи на нечетните места, се натоварват с $+Q$, а тия на четните с $-Q$, както се вижда на фиг. 279. В този

случай общото напрежение U на батерията е сума от напреженията на отделните кондензатори:

$$U_1=\frac{Q}{C_1};\ U_2=\frac{Q}{C_2};\ U_3=\frac{Q}{C_3}.$$

Като се съберат почленно равенствата и се обобщи за повече кондензатори, се получава

$$U_1+U_2+U_3+\cdots=Q\left(\frac{1}{C_1}+\frac{1}{C_2}+\frac{1}{C_3}+\cdots\right)=Q\Sigma\frac{1}{C_k}.$$

Тъй като общото напрежение на батерията е U, а C е общият капацитет, получава се

$$U=\frac{Q}{C}$$

и

$$\frac{1}{C}=\frac{1}{C_1}+\frac{1}{C_2}+\frac{1}{C_3}+\cdots=\Sigma\frac{1}{C_k}. \qquad (2)$$

Следователно *при последователно свързване на кондензатори реципрочната стойност от общия капацитет на батерията е равна на сумата от реципрочните стойности на капацитетите на отделните кондензатори.*

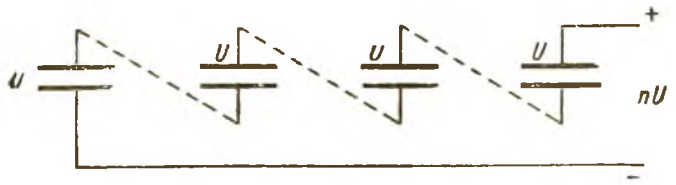
Ако капацитетите на всички кондензатори са еднакви (C_1) и броят им е n, то

$$\frac{1}{C}=\frac{n}{C_1};\ C=\frac{C_1}{n}.$$

В този случай общият капацитет на батерията е n пъти по-малък от капацитета на един кондензатор. От зависимостите за кондензаторите следва, че

$$U_1=\frac{U}{n}.$$

От това заключаваме, че последователното свързване е удобно за високи напрежения, тъй като приложеното на всеки кондензатор напрежение е n пъти по-малко от общото.



Фиг. 280. Превключване на паралелно свързани кондензатори в последователно

Когато е необходимо много високо напрежение, а не разполагаме с такова, то може да се получи, като напрежението, с което разполагаме, се приложи на батерия от еднакви паралелно свързани кондензатори, след което те автоматично се превключват последователно, както е показано на фиг. 280. Ако броят на кондензаторите е n, батерията се

увеличава n^2 пъти. Този начин се използува в ядрената техника за получаване на много високи импулсни напрежения, необходими за ускоряване на заредените частици.

XXVI. ПОСТОЯНЕН ЕЛЕКТРИЧЕСКИ ТОК

§ 213. Условия за получаване на електрически ток

Когато между две точки съществува потенциална разлика и са налице свободни товари, последните се преместват в определена посока под действието на полето, докато настъпи изравняване на потенциалите. *Преместването на електрически товари в дадена посока се нарича електрически ток.* Следователно при обикновени условия за протичане на електрически ток по един проводник е необходимо да съществува между краищата му потенциална разлика и да има свободни електрически товари.

При металите от атомите се отделят лесно електрони, които се намират винаги в свободно състояние в кристалната решетка на метала. Ето защо при наличност на потенциална разлика в металните проводници електрическият ток се обуславя от насоченото пренасяне само на електрони, поради което той се нарича *електронен ток.* Металните проводници образуват отделна класа, наречени *проводници от първи род.* Те следователно притежават *електронна проводимост.* Електроните се движат в посока от отрицателния към положителния, или изобщо от по-ниския към по-високия потенциал.

При някои течни проводници — разтвори на соли, киселини и основи, свободните електрически товари са положителни и отрицателни йони. Положителните йони се движат от положителния към отрицателния, или изобщо от по-високия към по-ниския потенциал, респ. в посока на електрическото поле, а отрицателните — в обратна посока. Следователно при споменатите течни проводници електрическият ток се обуславя от пренасяне на йони и поради това се нарича *йонен ток*, а проводимостта им — *йонна проводимост.* Течните проводници с йонна проводимост се наричат *проводници от втори род* или *електролити* (§ 230).

Електрическият ток при газовете се обуславя както от преместването на йони, така също и от електрони. Следователно те притежават *йонна и електронна проводимост.*

При подходящи условия електрически ток може да протича и във вакуум. В този случай токът се обуславя от движението на електрони, за което е необходимо да има източник на електронна емисия, например нагорещена жица. Ако обаче вакуумът не е пълен, както обикновено се случва, токът се дължи и на движението на йони. Изобщо в такива случаи йонният ток зависи от степента на вакуума.

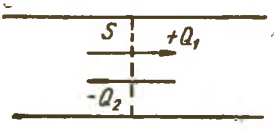
По-нататък ще разгледаме поотделно всеки от споменатите видове проводимост и ще установим закономерностите, на които те се подчиняват.

За да може по даден проводник да се поддържа постоянно протичане на ток, т. е. постоянно пренасяне на свободни електрически товари, които се стремят да изравнят потенциалната разлика, с което се постига електростатично равновесие върху проводника, необходимо е потенциалната разлика да се поддържа постоянна, което очевидно изисква изразходване на друг вид енергия. Следователно за поддържане на постоянна потенциална разлика е необходимо да се извършва работа за преодоляване изравняването на потенциалната разлика от пренасяните електрически товари. Такава работа се получава за сметка например на механическа, химическа и други видове енергия.

Получаването на електрически ток (енергия) за сметка на други видове енергия става в системи, които се наричат *източници на електрически ток.* Всеки източник на електрически ток се характеризира с величината *електродвижеща сила* (е. д. с.). *Електродвижещата сила се изразява чрез работата, необходима за пренасяне на единица положителен товар по цялата верига, която работа се извършва от възникналото електрическо поле,* или още *е. д. с. е алгебрична сума от потенциалчите разлики в източника и веригата, включена към него.* Електродвижещата сила не зависи от силата на тока и съпротивлението във веригата, в която източникът е включен; тя зависи само от естеството на веществата, от които е съставен източникът. Електродвижещата сила се измерва със същите единици, с които се измерва и потенциалната разлика.

§ 214. Сила на тока

Характерна величина за електрическия ток е силата му. Силата на *електрическия ток се изразява с количество електричество, което протича през напречното сечение на проводника в единица време.* Протичането на положителни товари в една посока от електрическа гледна точка е напълно равнозначно с протичане на също такова количество отрицателни товари в противоположна посока. Ето защо, ако през напречното сечение S на един проводник (фиг. 281) протича за времето t *сек* Q_1 единици положителни товари в едната посока и Q_2 единици отрицателни товари в обратна посока, в електрическо отношение може да се сметне, че през сечението са преминали $Q_1 + Q_2 = Q$ единици положителни товари само в една посока. Според даденото определение силата на електрическия ток се дава от израза



Фиг. 281

$$I = \frac{Q}{t}, \tag{1}$$

когато протичането на електрическите товари е равномерно. При неравномерно протичане на товарите силата на тока се дава от израза

$$I = \frac{dQ}{dt}. \tag{2}$$

Тъй като dQ и dt са скалари, то силата на тока е скаларна величина.

Ако количеството електричество Q се изразява в практически единици (кулон) и времето t в секунди, силата на тока се изразява също в практически единици, наречени *ампери (а)*. Следователно 1 *ампер е сила на електрически ток, която се получава, когато за 1 сек през напречното сечение на проводника протича количество електричество 1 кулон*, или 3.10^9 абсолютни единици, или $6{,}25.10^{18}$ елементарни електрически товари, т. е.

$$1a = \frac{1к}{1\ сек} = \frac{3.10^9\ абс.\ ед.\ ел.}{1\ сек} = \frac{6{,}25.10^{18}\ елем.\ ел.\ тов}{1\ сек}.$$

Абсолютна единица за сила на тока се получава, когато за 1 *сек* през напречното сечение на проводника протича 1 абсолютна единица количество електричество. Тази единица почти не се употребява.

От 1948 г. в СССР е възприета следната дефиниция за ампер.

Един ампер е силата на такъв ток, който, като тече по всеки един от два безкрайно дълги, тънки и успоредни праволинейни проводника, отстоящи един от друг на 2 м във вакуум, създава между тези проводници на всеки метър дължина сила на взаимодействие 10^{-7} нютона.

Измерението за силата на тока съгласно формула (1) е

$$[I] = \left[\frac{Q}{t}\right] = \frac{M^{1/2}L^{3/2}T^{-1}}{T} = M^{1/2}L^{3/2}T^{-2},$$

а единицата за сила на ток в *CGSE* система е $г^{1/2}см^{3/2}сек^{-2}$.

В тази глава ще разгледаме само така наречения постоянен електрически ток. Постоянен ток е този, силата и посоката на който не се изменят с времето. Такова постоянно движение на електрическите товари може да се получи само при неизменно с течение на времето електрическо поле. Ясно е, че при постоянен ток, протичащ по затворена верига, електрическите товари никъде не могат да се натрупат, да изчезнат или да се създадат, тъй като в противен случай се изменя електрическото поле. В такава верига силата на тока е една и съща за всяко сечение, т. е. през всяко сечение на дадена верига протича за единица време едно и също количество електричество.

За посока на тока се приема условно посоката, в която се движат положителните свободни товари.

Протичането на електрически ток не може непосредствено да се наблюдава от човешките сетивни органи. За електрическия ток се съди по действията, които той предизвиква. За основни действия на тока се смятат следните три:

1. Топлинно действие. То се състои в това, че проводникът, по който протича електрически ток, се нагрява.

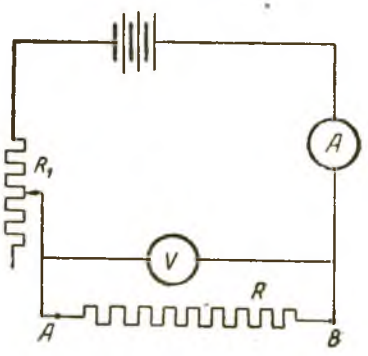
2. Химично действие. Протичането на електрически ток през електролит е придружено с химическо действие, в резултат на което настъпват различни химически промени. Такова действие се наблюдава само при електролитите.

3. Магнитно действие. Протичащият по един проводник електрически ток създава в околността си магнитно поле, което проявява магнитно действие. Интензивността на магнитното поле зависи от силата на тока.

Силата на електрическия ток се измерва с апарати, наречени *ампермetри*. Устройството им е различно и зависи от действието на тока, което се използува за преценка на силата му. С устройството им и с начина на мерене ще се запознаем по-късно. Апаратите за измерване на потенциални разлики (напрежения) се наричат *волтметри* и в повечето случаи имат устройство, подобно на амперметрите.

§ 215. Закон на Ом

Видяхме, че за протичане на ток е необходимо напрежение и свободни електрически товари. Зависимостта между напрежението, приложено в краищата на един проводник, и силата на тока, който протича през него, е установена от Ом в 1827 г. За тази цел той използувал схемата, дадена на фиг. 282. В една затворена верига е включен проводникът AB; през нея протича електрически ток със сила I, която се измерва с амперметъра A. В краищата на проводника източникът създава определена потенциална разлика — напрежението $U=U_1-U_2$. Като се изменя напрежението U на проводника, изменя се съответно и силата на тока I. При това Ом установява, че *отношението между напреженията, приложени в краищата на проводника, и съответните сили на тока, който протича през проводника, остава постоянно:*



Фиг. 282. Схема за проверка закона на Ом

$$\frac{U'}{I'}=\frac{U''}{I''}=\frac{U'''}{I'''}=\ldots=\frac{U}{I}=R=\text{пост.}, \qquad (1)$$

или

$$\frac{U}{I}=R.$$

Това постоянно отношение, характерно за даден проводник, Ом нарича *електрическо съпротивление* или само *съпротивление на проводника*. Стойността му зависи само от естеството и размерите на проводника. Уравнение (1) е известно като *закон на Ом*.

Уравнение (1) се употребява по-често в следните видове:

$$U=IR \qquad (2)$$

и

$$I=\frac{U}{R}. \qquad (3)$$

От уравнение (1) може да се определи единицата за съпротивлението. Ако U и I се заместят с абсолютните им единици, получава се абсолютната единица за съпротивлението, която на практика почти не се употребява. Ако U и I се заместят с практичните им единици, получава се за съпротивлението също практичната единица, наречена ом (*ом*) в чест на Ом. Следователно *един проводник притежава съпротивление 1 ом, ако от приложено на краищата му напрежение 1 в през него протича ток със сила 1 а.* Значи

$$1\ ом = \frac{1в}{1а} = \frac{1/300\ абс.\ ед.\ напр.}{3.10^9\ абс.\ ед.\ ел.\ ток} = \frac{1}{9.10^{11}}\ абс.\ ед.\ съпротивление.$$

Измерението на съпротивлението е

$$[R] = \frac{[U]}{[I]} = \frac{M^{1/2}L^{1/2}T^{-1}}{M^{1/2}L^{1/2}T^{-2}} = TL^{-1}$$

Проводник със съпротивление 1 *ом* представлява живачна нишка с дължина 106,3 *см* и напречно сечение 1 *мм*^{2}. На един международен конгрес, състоял се през 1908 г. в Лондон, е било възприето съпротивлението на тази живачна нишка при 0°C да служи за *международен ом*. Сега това съпротивление се прави от сплавта манганин (86 % Cu, 12 % Mn и 2 % Ni).

Производна единица на ома е 1 *ком* $= 10^3$ *ом* и 1 *мгом* $= 10^6$ *ом*.

От уравнение (2) следва, че когато съпротивлението R е включено в една верига, в която се изменя силата на тока, напрежението в краищата на съпротивлението се изменя пропорционално на силата на тока. Когато силата на тока във веригата е постоянна, напрежението по различните ѝ части, или, както се казва още, падението на напрежението, е право пропорционално на съпротивленията на съответните части от веригата.

Като изменя размерите на проводници от едно и също вещество и като взема проводници с еднакви размери от различни вещества, Ом установява опитно, че съпротивлението се определя от зависимостта

$$R = \rho \frac{l}{S}, \qquad (4)$$

където l е дължината, S — напречното сечение на проводника и ρ — коефициент на пропорционалност.

Уравнение (4) е известно като *втори закон на Ом*. От него следва че *съпротивлението е пропорционално на дължината l и обратно пропорционално на напречното сечение S на проводника*. Коефициентът на пропорционалност ρ е характерна константа за всяко вещество и се нарича *специфично съпротивление*. Той представлява съпротивлението на проводник с единица дължина и единица напречно сечение. Числената му стойност зависи от избора на единиците за дължина и напречно сечение. Така, ако $l = 1$ *см* и $S = 1$ *см*^{2}, то $\rho = R$ е съпротивлението на

проводник с дължина 1 *см* и сечение 1 *см*². Измерението на специфичното съпротивление следва от уравнение (4):

$$[\rho]=[R]\frac{[S]}{[l]}=\frac{TL^{-1}L^2}{L}=T.$$

Като изразим R в омове, S — в *см*² и l — *см*, единицата за специфичното съпротивление е *ом см*.

За твърдите проводници числената стойност на ρ е много малка, поради което се взема техническо специфично съпротивление ρ_1 при $l=1$ *м* и $S=1$ *мм*². Връзката между двете специфични съпротивления е

$$\rho_1=\rho.10^4.$$

Реципрочната стойност на съпротивлението R се нарича *електрическа проводимост* или *електропроводимост* и се бележи с G, а измерението ѝ е

$$[G]=\frac{1}{[R]}=LT^{-1}. \tag{5}$$

Реципрочната стойност на специфичното съпротивление ρ се нарича *специфична електрическа проводимост* или *специфична електропроводимост*; бележи се с $\varkappa$:

$$\varkappa=\frac{1}{\rho}\,ом^{-1}\,см^{-1}. \tag{6}$$

Специфичното съпротивление ρ и специфичната проводимост $\varkappa$ са характерни константи за всяко вещество и по тях често се съди за вида на веществото на проводника.

Напрежението U, приложено в краищата на проводник с дължина l и сечение S, може да се изрази с интензивността E на полето на проводника

$$E=\frac{U}{l},\ \text{или}\ U=El.$$

Ако в уравнение (3) U се замести с El, а R се вземе от уравнение (4), се получава

$$I=\frac{U}{R}=\frac{El}{\rho\frac{l}{S}}=\frac{ES}{\rho}=\varkappa ES. \tag{7}$$

Отнесем ли силата на тока за единица сечение на проводника, получава се *плътността на тока* J, за която от уравнение (7) следва

$$J=\frac{I}{S}=\varkappa E. \tag{8}$$

Оттук се вижда, че *плътността на тока е пропорционална на интензивността на полето и на специфичната проводимост на проводника.*

Законът на Ом е валиден и за течни проводници. Дължината на течния проводник се ограничава от разстоянието между два метални електрода, потопени в съда с течността, а сечението му — от потопената площ на електродите, разположена нормално на направлението, по което протича токът. Течните проводници изобщо имат значително по-голямо съпротивление от твърдите; ето защо специфичното им съпротивление ρ се взема обикновено при $l=1$ *см* и $S=1$ *см*^{2}.

§ 216. Изменение на специфичното електрическо съпротивление от външни фактори

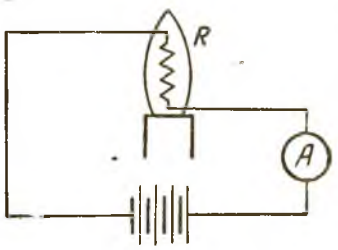
Съпротивлението на проводниците зависи и от някои външни условия — температура, магнитно поле, светлина и др. Изменението на съпротивлението от темпернтурата става по закон, подобен на този, съгласно който телата изменят дължината и обема си при промяна на температурата, а именно

$$\rho = \rho_0 (1 + \alpha t) \tag{1}$$

или

$$R = R_0 (1 + \alpha t). \tag{2}$$

Тук ρ_0 и R_0 са съответно специфичното съпротивление и съпротивлението при 0° С, а ρ и R — при температура t°; α се нарича *температурен коефициент на електрическото съпротивление* и представлява изменението на единица съпротивление при изменяне на температурата с 1° С.



Фиг. 283. Увеличаване съпротивлението на метален проводник при загряване

От уравнения (1) и (2) се получава за α съответно

$$\alpha = \frac{\rho - \rho_0}{\rho_0 t} \text{ или } \alpha = \frac{R - R_0}{R_0 t}.$$

За металите α е положително, т. е. с повишаване на температурата съпротивлението се увеличава. Например при загряване на витлово навита желязна жица, както е показано на фиг. 283, силата на тока във веригата намалява. Тънка платинена жица, навита подходящо около слюдена пластинка, може да служи като термометър за измерване на температури чрез измерване изменението на съпротивлението ѝ от температурата и се нарича *електрически съпротивителен термометър*.

За електролитите, въглена, селена и други проводници α е отрицателно. Специфичната проводимост на полупроводниците нараства от температурата по експоненциалния закон

$$\varkappa = \varkappa_0 e^{-\frac{b}{T}}$$

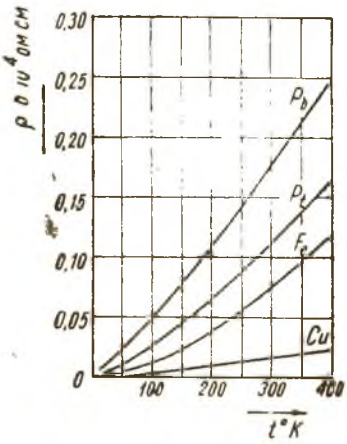
където b е характерна константа за полупроводника, T е абсолютната му температура.

Електропроводимостта на полупроводниците силно нараства с повишаване на температурата (виж § 227). Например при повишаване на температурата от 0° до 100° С електропроводимостта се увеличава около 50 пъти. Оттук следва, че чрез измерване изменението на съпротивлението на подходящ полупроводник можем да измерваме температури и да го използуваме като съпротивителен термометър.

Съпротивителните термометри се използуват от доста дълго време за лабораторни измервания; те са били изработвани от метални жици. Тъй като металите имат малко специфично съпротивление, необходимо е да се вземат дълги и тънки метални жици, за да бъде съпротивлението по-голямо от това на останалите проводници; това позволява да се измерва по-точно слабото изменение на съпротивлението им от температурата.

Съпротивителните термометри от полупроводници се наричат *термистори* и в сравнение с металите имат значителни предимства:

1) поради голямото им специфично съпротивление достатъчна е дължина само от няколко милиметъра, а в някои случаи и части от милиметъра, за да се направят чувствителни термистори; 2) незначителните размери на термисторите намаляват чувствително тяхната инертност, т. е. твърде бързо възприемат температурата на средата; 3) поради незначителния им топлинен капацитет може да се измери температурата на малки предмети — насекоми, лист от растение и т. н.; 4) относителното изменение на съпротивлението на полупроводниците е около 15 пъти по-голямо от това на металите, което повишава точността на измерванията с тях.



Фиг. 284. Зависимост на специфичното съпротивление от температурата

Поради изтъкнатите предимства на термисторите те все по-широко се използуват напоследък в практиката не само за измерване на температури в много широк температурен интервал, но и за други задачи, например увеличаване силата на тока в една верига след определено време и др.

Числената стойност на α за повечето метали е близка до $0{,}00367 = \frac{1}{273}$, т. е. до стойностите на обемния коефициент за разширяване на газовете. Поради това уравнение (1) може да се напише във вид

$$\rho = \rho_0 \alpha T. \qquad (3)$$

Уравнение (3) не е строго вярно за твърде високи и твърде ниски температури. За високи температури стойността на α се увеличава, а за ниски се намалява чувствително. На фиг. 284 е показано изменението на

ρ от T за Cu, Fe, Pt и Pb. Сплавите манганин и константан изменят много слабо специфичното си съпротивление от температурата.

Когато незначително количество от един метал се прибави към друг метал, съпротивлението на последния се увеличава даже и тогава, когато прибавеният метал има по-малко съпротивление от метала, към който се прибавя. Така например съпротивлението на медта се увеличава чувствително, когато тя съдържа дори незначително количество примеси от други метали. Например прибавяне на 1% силиций към мед увеличава съпротивлението ѝ повече от 5 пъти. Ето защо медта, която се употребява в електротехниката за проводници, трябва да бъде до висока степен пречистена от примеси; вследствие на това се употребява електролитна мед, която почти не съдържа примеси. У нас електролитна мед в по-големи количества се добива в медодобивния завод „Георги Димянов". Поради споменатите причини почти всички сплави имат значително по-голямо съпротивление, отколкото металите, от които те са съставени.

Някои полупроводници, като селен, двумеден окис, кристалофосфоритe, а така също и някои изолатори под действие на светлината намаляват съпротивлението си. Например селенът, взет като жица, намалява съпротивлението си почти наполовина при осветяването му с крушка от 100 *в*, стояща на разстояние около 40 *см*. Съпротивления, които се изменят от светлината, се наричат *фотосъпротивления*.

Някои вещества, например бисмутът, увеличават чувствително съпротивлението си в магнитно поле. Поради това жица от бисмут, навита на спирала, наричана *манганова спирала*, се употребява за измерване интензивността на магнитни полета.

В табл. 15 са дадени техническите специфични съпротивления ρ_1 при $t = 18°$ C на някои по-употребявани метали, сплави и изолатори, както и температурните коефициенти на съпротивленията им.

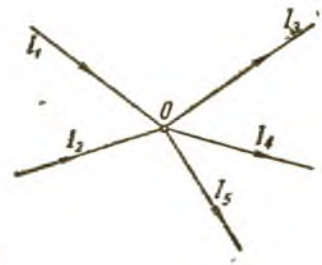
Таблица 15

Метали и сплави	$\rho_1 = 10^6 \rho$ (ом см)	α	Изолатори	$\rho_1 = 10^6 \rho$ (ом см)
Сребро	0,016	0,0041	Янтар	10^{23}
Мед	0,017	43	Парафин	$10^{20} \div 10^{22}$
Алуминий	0,027	47	Стъкло	$10^{17} \div 10^{18}$
Цинк	0,059	42	Кварцово стъкло	$10^{19} \div 5 \cdot 10^{23}$
Желязо	0,098	66	Порцелан	$3 \cdot 10^{14}$
Бисмут	1,170	45	Мрамор	$10^{13} \div 10^{15}$
Никел	0,070	68	Ебонит	$10^{19} \div 10^{23}$
Манган (86% Cu, 2% Ni, 12% Mn)	0,43	002	Фибър	$10^{12} \div 10^{14}$
Константан (54% Cu, 45% Ni, 1% Mn)	0,50	005	Шеллак	10^{20}
Никелин (67% Cu, 30% Ni, 3% Mn)	0.40	02	Сяра	10^{20}
Ново сребро (60% Cu, 17% Ni, 23% Zn)	0,30		Тролитул	10^{23}
Месинг (62% Cu, 38% Zn)	0,09—0,17		Слюда	$10^{19} \div 10^{21}$

§ 217. Закони на Кирхоф

Докато законът на Ом се отнася за проста затворена верига, законите на Кирхоф важат за вериги с разклонения.

С така наречения *първи закон на Кирхоф* ще се запознаем въз основа на фиг. 285, която представлява една възлова точка O, от която излизат няколко проводника, например пет (или най-малко три). По два от тях токът тече към възловата точка; тази посока се приема за положителна. По останалите три проводника токът тече от възловата точка навън; тази посока се приема за отрицателна. Като изхожда от условието, че електричеството не се натрупва по проводника никъде или не изчезва, Кирхоф намира, че сумата от силите на токовете, втичащи се към възловата точка, е равна на сумата от силите на токовете, изтичащи от нея:



Фиг. 285. Възлова точка на проводници

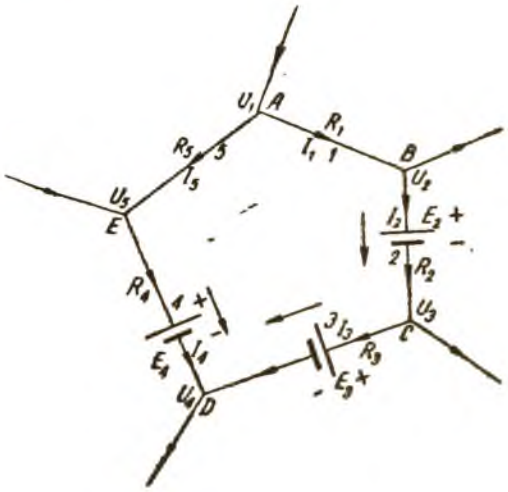
$$I_1 + I_2 = I_3 + I_4 + I_5 \qquad (1)$$

или

$$I_1 + I_2 - I_3 - I_4 - I_5 = 0. \qquad (2)$$

Ако силите на токовете се вземат като алгебрични числа и случаят се обобщи за произволен брой проводници, например n, уравнение (2) приема вида

$$\sum_{k=1}^{n} I_k = 0. \qquad (3)$$



Фиг. 286. Затворен контур от проводници с разклонения

В този случай първият закон на Кирхоф гласи, че *алгебричната сума от силите на токовете за всяка възлова точка е равна на нула.*

Вторият закон на Кирхоф ще разгледаме въз основа на фигура 286. В една произволно разклонена верига е включена затворената верига *ABCDEA*, клоновете на която имат определени съпротивления и електродвижещи сили. Да приемем определена посока на тока за положителна, например посоката по движението на часовниковата стрелка, а обратната посока — отрицателна. Нека означим с U_1, U_2, U_3,... потенциалите в съответните точки на затворената верига. Като се приложи законът на Ом за всеки клон от затворената верига и се държи сметка

за електродвижещите сили, включени в съответните клонове, и за техните знаци, могат да се напишат зависимостите:

$$U_1-U_2=I_1R_1;$$
$$U_2-U_3+E_2=I_2R_2;$$
$$U_3-U_4+E_3=I_3R_3;$$
$$U_4-U_5-E_4=-I_4R_4;$$
$$U_5-U_1=-I_5R_5.$$

Като се съберат почленно тези равенства, се получава

$$E_2+E_3-E_4=I_1R_1+I_2R_2+I_3R_3-I_4R_4-I_5R_5=$$
$$=U'_1+U'_2+U'_3-U'_4-U'_5, \qquad (4)$$

където U'_1, U'_2, U'_3, U'_4 и U'_5 представляват напреженията в съответните клонове.

Ако силите на токовете и електродвижещите сили се вземат като алгебрични числа и се обобщи случаят за произволен брой клонове на затворената верига, например n, уравнение (4) приема вида

$$\sum_{k=1}^{n} E_k=\sum_{k=1}^{n} I_kR_k=\sum_{k=1}^{n} U'_k. \qquad (5)$$

Уравнение (5) изразява втория закон на Кирхоф, който гласи: *във всяка затворена верига алгебричната сума от електродвижещите сили е равна на алгебричната сума от произведенията на силите на токовете и съпротивленията в отделните клонове или на алгебричната сума от напреженията в отделните клонове.*

Ако в затворена верига липсват електродвижещи сили, уравнение (5) приема вида

$$\sum_{k=1}^{n} I_kR_k=\sum_{k=1}^{n} U'_k=0. \qquad (6)$$

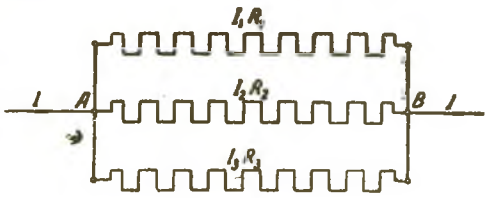
§ 128. Някои приложения на законите на Кирхоф. Паралелно и последователно свързване на проводници

Паралелно свързване на проводници. Нека електрически ток със сила I, протичащ по една верига, да се разклони в точка A (фиг. 287) по паралелно включените проводници съответно със съпротивления R_1, R_2 и R_3 и в точка B токовете на паралелните проводници отново да се съединят. Съгласно първия закон на Кирхоф за възловата точка A може да се напише

$$I=I_1+I_2+I_3,$$

където I_1, I_2 и I_3 са силите на токовете през съответните съпротивления. Потенциалите в точки A и B да означим съответно с U_A и U_B, напрежението между тях е $U_A - U_B = U$, а общото съпротивление, което паралелно свързаните проводници оказват на протичащия ток със сила I, е R. Съгласно закона на Ом силите на токовете през всеки проводник могат да се заместят в последното равенство с равните им величини

$$\frac{U}{R} = \frac{U}{R_1} + \frac{U}{R_2} + \frac{U}{R_3}.$$



Фиг. 287. Паралелно свързани съпротивления

Като се съкратят напреженията, се получава

$$\frac{1}{R} = \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} + \frac{1}{R_3}. \tag{1}$$

Понеже по уравнение (5, 215) реципрочната стойност на съпротивлението е проводимостта G, уравнение (1) може да се напише и във вида

$$G = G_1 + G_2 + G_3. \tag{2}$$

Уравнения (1) и (2), обобщени за произволен брой n паралелно свързани проводници, дават

$$\frac{1}{R} = \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} + \frac{1}{R_3} + \cdots + \frac{1}{R_n} = \sum_{k=1}^{n} \frac{1}{R_k}, \tag{3}$$

$$G = G_1 + G_2 + G_3 + \cdots + G_n = \sum_{k=1}^{n} G_k. \tag{4}$$

Следователно при паралелно свързани проводници *реципрочната стойност на общото съпротивление е равна на сумата от реципрочните стойности на отделните съпротивления или общата проводимост е равна на сумата от проводимостите на отделните проводници.*

За частния случай на два паралелно свързани проводника (фиг. 288) се получава

$$I = I_1 + I_2,$$

$$\frac{1}{R} = \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2}$$

и

$$R = \frac{R_1 R_2}{R_1 + R_2}.$$

От закона на Ом следва, че

$$U_A - U_B = I_1 R_1 = I_2 R_2,$$

или

$$\frac{I_1}{I_2}=\frac{R_2}{R_1}, \tag{5}$$

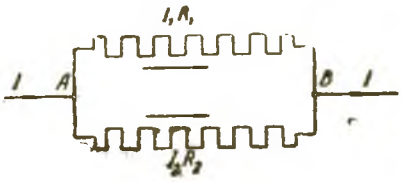
т. е. *силите на токовете в клоновете са обратно пропорционални на съпротивленията.*

Ако от зависимостта $I=I_1+I_2$ и от уравнение (5) се елиминира I_1 или I_2, се получават силите на токовете в клоновете, изразени с общия ток I:

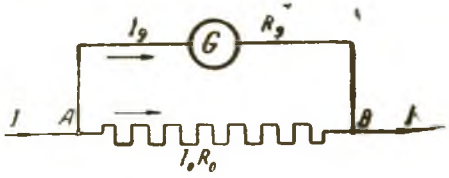
$$I_1=I\frac{R_2}{R_1+R_2} \tag{6}$$

и

$$I_2=I\frac{R_1}{R_1+R_2}$$



Фиг. 288. Две паралелно свързани съпротивления



Фиг. 289. Шунт, включен към измервателен инструмент

Уравнения (6) дават възможност един измервателен инструмент за слаб ток, например галванометър, да се приспособи да измерва по-силни токове. За тази цел галванометърът се включва във веригата, на която се измерва силата на тока, като паралелно на него се включва съпротивление R_0 (фиг. 289), което се нарича *отклонение* или *шунт* и е значително по-малко от съпротивлението R_g на галванометъра. В този случай съгласно първото от уравнения (6), като се заместят I_1 с I_g, R_1 с R_g и R_2 с R_0, силата на общия ток е

$$I=I_g\frac{R_0+R_g}{R_0}. \tag{7}$$

Ако например се избере $R_0=\frac{1}{99}R_g$, за I се получава

$$I=100\,I_g.$$

Протичащият ток е 100 пъти по-силен от измерения с галванометъра, или само $\frac{1}{100}$ от тока протича през галванометъра, а $\frac{99}{100}$ през шунта. Обикновено съпротивлението на шунта се избира да бъде $\frac{1}{9}$, $\frac{1}{99}$, $\frac{1}{999}$ и т. н. от съпротивлението на измервателния инструмент и съответно протичащият ток I е 10; 100; 1000 и т. н. пъти по-силен от I_g.

За взетия пример общото съпротивление R е

$$R=\frac{R_g R_0}{R_g+R_0}=\frac{99}{100}R_0=\frac{1}{100}R_g,$$

т. е. то е почти равно на по-малкото съпротивление — на шунта.

Последователно свързване на проводници. Ако в една затворена верига е включен само един източник на ток с електродвижеща сила E и вътрешно съпротивление R_i и няколко последователно включени проводника със съпротивление R_1, R_2 и R_3, съгласно втория закон на Кирхоф се получава

$$E=IR_i+IR_1+IR_2+IR_3=IR_i+I(R_1+R_2+R_3)=IR_i+IR=U_i+U. \quad (8)$$

Тук R е общото съпротивление на външната верига; ако с него се заместят последователно свързаните съпротивления, токът във веригата не се изменя. Следователно

$$R=R_1+R_2+R_3. \quad (9)$$

За общия случай с n последователно свързани съпротивления уравнението (9) приема вида

$$R=R_1+R_2+\cdots+R_n=\sum_{k=1}^{n}R_k. \quad (10)$$

Следователно *общото съпротивление на няколко последователно свързани проводника е равно на сумата от съпротивленията на отделните проводници.*

$U_i=IR_i$ е падението на напрежението на вътрешното съпротивление на източника.

$$U=IR=I(R_1+R_2+R_3)=IR_1+IR_2+IR_3=U_1+U_2+U_3 \quad (11)$$

е падението на напрежението на външното съпротивление, т. е. напрежението между витлата на източника. Понеже навсякъде по веригата токът е един и същ, от уравнение (11) следва, че падението на напрежението във всеки проводник е пропорционално на съпротивлението му.

Ако $R\gg R_i$ в уравнението $E=IR_i+IR$, членът IR_i може да се пренебрегне; тогава се получава

$$E\approx IR=U. \quad (12)$$

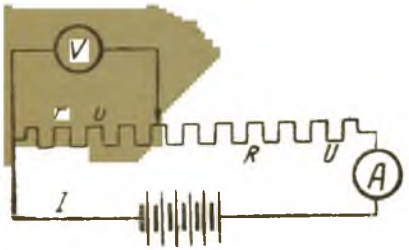
Следователно напрежението на витлата на източника е почти равно на електродвижещата му сила, когато външното съпротивление е много голямо, т. е. когато през веригата протича твърде слаб ток. Казаното е още по-точно, когато силата на тока е нула, т. е. веригата е отворена; тогава напрежението на витлата е еднакво с електродвижещата сила. Ето защо електродвижещата сила на източника може да се измерва направо с волтметър, ако той притежава голямо съпротивление.

От уравнение (8) за силата на тока във веригата се получава

$$I=\frac{E}{R_i+R}$$

Максималната сила I_{max} на тока, която може да се получи от един източник, се достига при $R=0$, т. е. когато $U=IR=0$ — при т. нар. *късо съединение*. В този случай от уравнение (8) следва

$$I_{max}=\frac{E}{R_i} \tag{13}$$



Фиг. 290. Потенциометър

Ток с такава сила е обикновено вреден за източника и трябва да се избягва.

Потенциометър. Ако в една затворена верига е включено подходящо съпротивление R и през веригата протича ток със сила I, напрежението в краищата на съпротивлението е $U=IR$. Едното витло на волтметър с голямо съпротивление свързваме с единия край на съпротивлението, а другото — с подвижен контакт, който може да се мести по съпротивлението, както е показано на фиг. 290. Ако при съпротивление r волтметърът показва напрежение u, съгласно закона на Ом се получава

$$u=Ir,$$

$$U=IR,$$

където I е силата на тока във веригата, R е съпротивлението и U — напрежението в краищата му.

Когато се разделят почленно двете уравнения, се получава

$$\frac{u}{U}=\frac{r}{R},$$

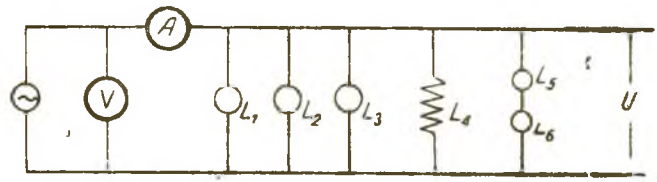
или

$$u=U\frac{r}{R}. \tag{14}$$

Оттук се вижда, че при $r=0$ $u=0$, а при $r=R$ $u=U$. Следователно като се движи подвижният контакт по съпротивлението R, се получават напрежения, които са пропорционални на r, и u може да заеме всяка стойност между 0 и U. Получаване на напрежение u по описания начин се нарича *потенциометрично*, а приспособлението (съпротивлението), което служи за подобно включване и получаване на желано частично напрежение, се нарича *потенциометър*. Той се използува широко за лабораторни цели и в радиотехниката.

Включване на консумативни уреди към електрическа мрежа. В една електрическа мрежа електрическите консуматори, като лампи, електродвигатели, кухненски прибори и т. н., се включ-

ват паралелно, както е показано на фиг. 291. Понеже напрежението на консуматорите е едно и също, през всеки един от тях ще протича ток, съответствуващ на съпротивлението му. Силата на общия ток съгласно първия закон на Кирхоф е равна на сумата от силите на токовете през всеки от консуматорите. Успоредното включване е удобно, тъй като всички консуматори могат да работят едновременно при еднакво напрежение и независимо един от друг. Включването или изключването на един консуматор не влияе на останалите.



Фиг. 291. Включване на консумативни уреди към електрическа мрежа

Когато в електрическата мрежа се включат паралелно повече консуматори и особено такива с по-малко съпротивление, тогава изобщо външното съпротивление R на веригата намалява, а общата сила на тока се увеличава. Съгласно уравнение (8) се увеличава падението на напрежението от вътрешното съпротивление на източника и се намалява напрежението на витлата на източника — генератора. Това се чувствува например вечер, когато, след като се включи в мрежата мощен консуматор — електрическа печка, голям котлон, интензивността на лампите се намалява. Ето защо, когато се налага да се включват мощни консуматори, каквито има в лаборатории, заводи, фабрики и др., мрежата на двигателната сила се отделя от тая за осветление.

Последователно свързване на консуматори се прави само тогава, когато те са пригодени за по-ниско напрежение. Например в мрежа с напрежение 220 *в* могат да се употребяват електрически лампи за 20 *в*, ако се включат последователно 11 лампи. При такова свързване консуматорите са зависими един от друг; при повреда на един от тях престават да работят и останалите поради прекъсване на тока.

Изобщо всяка електрическа мрежа е оразмерена за едно максимално натоварване. Всяко надминаване на допустимия товар, първо, води до нарушаване на нормалния режим на работата поради падение на напрежението и второ, до редица нежелателни повреди, като изгаряне на предпазители, на електромери, на самата мрежа и т. н. Силно претоварване на цялата мрежа води до повреди на самите източници, поради което то изобщо не се допуска и се контролира с измервателни уреди.

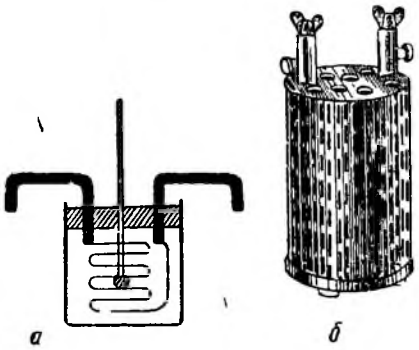
§ 219. Видове съпротивления

За регулиране силата на тока в една затворена верига се употребяват уреди, наречени *реостати* или *съпротивления*. Реостатът представлява съпротивителна жица с по-голямо специфично съпротивление и с незначителен температурен коефициент, за да не се изменя съпротивлението ѝ чувствително при протичане на ток през нея. Такива жици се приготовляват от сплавите манганин, константан, реотан, никелин и др.

Реостатите са пригодени за удобно включване във веригата и за лесно изменяне на съпротивлението било плавно, било стъпално.

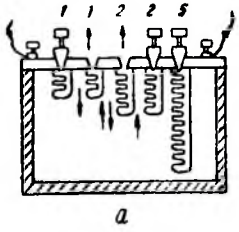
В зависимост от предназначението им се употребяват различни видове реостати. Ще разгледаме някои реостати, които по-често се употребяват.

Нормално съпротивление. То се приготовлява от манганинова жица с точно определено съпротивление, например 0,001; 0,01; 0,1; 1; 10; 100 *ом* и т. н. На фиг. 292 *а* е дадено схематично вътрешното му устройство, а на фиг. 292 *б* — външният вид на по-нов тип нормално съпротивление. Стойността на съпротивлението важи за точно определена температура, която е означена на кутията му. За поддържане на постоянна температура жицата се държи в подходящ съд с масло (фиг. 292 *а*). Краищата на жицата са свързани с дебели медни проводници, които не изменят стойността на съпротивлението при включването му в електрическата верига.



Фиг. 292. Нормално съпротивление

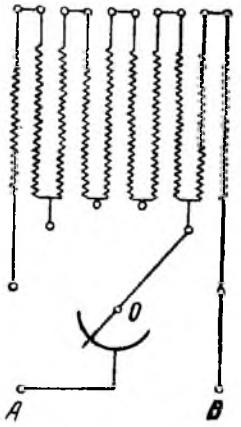
Реостат с ключове. Той се състои от отделни съпротивителни жици, всяка от които има различно съпротивление. Краищата на всяко съпротивление са съединени в два съседни дебели медни или месингови къса. Тези късове могат да се съединяват чрез подходящ ключ. На фиг. 293 *а* е показано схематично устройство на такъв реостат, а на фиг. 293 *б* — външният му вид. На краищата на реостата са поставени витла за включване в електрическа верига. Когато всички ключове са поставени, токът протича през дебелия проводник, чието съпротивление е нищожно и може да се пренебрегне; ток през паралелно включените съпротивителни жици почти не протича. Ако даден ключ се извади, токът протича през съпротивителната жица.




Фиг. 293. Реостат с ключове

която има точно определено съпротивление, означено до ключа. Ако се извадят повече ключове, общото съпротивление съответно нараства; то е сума от отделните съпротивления, които са свързани последователно. Следователно посредством реостата с ключове може удобно и стъпално да се включват във веригата определени съпротивления. Тези реостати намират широко приложение в измерителната техника Те са предназначени обаче за сравнително слаби токове.

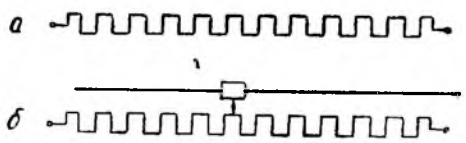
Стъпален реостат. Той е показан схематично на фиг. 294. Жицата е разделена на отделни части — сектори, които са съединени с метални контакти, разположени по дъга от окръжност, чийто център е оста O на ръчката. Двете му витла A и B за свързване във веригата са съединени, както следва: витлото B с единия край на жицата, а витлото A — с оста O на ръчката. При движение на ръчката във веригата се включват повече или помалко части от жицата и съпротивлението съответно се изменя. Обикновено тези реостати са предназначени за силен ток. Съпротивлението им се изменя стъпално. Употребяват се за пускане на електродвигатели, куплирани към динамомашини, напр. при трамваите и т. н.



Фиг. 294. Стъпален реостат

Реостат с плъзгач. Състои се от подходяща съпротивителна жица, която е навита изолирано върху цилиндър от порцелан или керамична маса, както е показано на фиг. 295. Краищата на жицата са свързани с витла. По метална пръчка се движи плъзгач, който проводимо се допира до жицата. Металната пръчка също има витло. Реостатът се включва в дадена верига чрез витлото, свързано с началото на жицата, и витлото, свързано с пръчката. Когато плъзгачът се движи по жицата, във веригата се


Фиг. 295. Реостат с плъзгач



Фиг. 296. Схематично означаване на съпротивления

включва по-дълга или по-къса част от нея и по този начин съпротивлението може да се изменя почти плавно от най-голямата му стойност до нула. Реостатите с плъзгачи се употребяват главно за лабораторни цели.

На всеки реостат е означено максималното му съпротивление и максималната сила на тока, който той може да пропуска, без да се повреди при продължителна употреба.

Така наречените *лампови съпротивления* се състоят от електрически лампи, главно от такива с въгленова жичка, които се свързват последователно или паралелно. При тях съпротивлението се изменя стъпално.

Графитни съпротивления. Те се употребяват главно за слаб ток и имат големина от няколко ома до няколко мегаома. Приготвяват се по различни начини, например чрез нанасяне на графитова черта върху хартия или порцелан. Краищата им са свързани с медна жица за лесно включване във веригата чрез запояване или чрез винтове. Защитени са от механическа повреда чрез обвивка. Те имат широко приложение в радиотехниката.

Схематичното изобразяване на съпротивленията е показано на фиг. 296: постоянно съпротивление — 296 *а*, и променливо съпротивление — 296 *б*.

§ 220. Работа и мощност на електрическия ток

В § 208 се установи, че работата, извършена от електрическите сили на полето за пренасяне на q кулона електричество между две нива с потенциална разлика (напрежение) $U_1 - U_2 = U$ волта, се изразява в джаули и се дава с произведението от товара и напрежението

$$A = q(U_1 - U_2) = qU \text{ дж}. \tag{1}$$

Когато един проводник със съпротивление R е включен в дадена верига, по която протича постоянен електрически ток със сила I, през всяко сечение на проводника протича за едно и също време t еднакво количество електричество $q = It$. Ако потенциалната разлика в краищата на проводника е $U_1 - U_2 = U$, електрическите сили между краищата на проводника ще извършват за времето t работа

$$A = q(U_1 - U_2) = qU = UIt, \tag{2}$$

която се нарича работа на електрическия ток. Когато U се измерва във волтове, q — в кулони, I — в ампери и t — в секунди, работата A се измерва в джаули. Следователно, *ако по проводника протече един кулон електричество при потенциална разлика в краищата му един волт, работата на тока е един джаул:*

$$\textit{джаул} = \textit{кулонволт} = \textit{волтамперсек}.$$

В електротехниката работата може да се изразява вместо с механична единица джаул с равностойната ѝ *кулонволт*.

Ако отнесем работата на тока за единица време (1 *сек*), се получава мощността на тока. Следователно от уравнение (2) за мощността се получава

$$N = \frac{A}{t} = UI \text{ вт}.$$

Токът, който извършва работа 1 *дж* за 1 *сек*, има мощност 1 *вт*:

$$1 \text{ ват} = \frac{1 \text{ джаул}}{1 \text{ сек}} = 1 \text{ волтампер},$$

или ток с мощност 1 вт е тоя, на който силата е 1 а при потенциален пад в проводника 1 в.

В електротехниката мощността на тока се изразява вместо с механичната единица *ват* (*вт*) още с равностойната ѝ *волтампер* (*ва*).

По-често употребявани единици за работа в електротехниката са: ватсекунда (*втсек*), ватчас (*втч*), хектоватчас (*хвтч*) и киловатчас (*квтч*).

$$1\ втсек = 1\ дж;$$

$$1\ втч = 1\ вт \,.\, 3600\ сек = 3600\ дж = 367\ кГм;$$

$$1\ хвтч = 100\ вт \,.\, 3600\ сек = 360\,000\ дж = 36\,700\ кГм;$$

$$1\ квтч = 1000\ вт \,.\, 3600\ сек = 3\,600\,000\ дж = 367\,000\ гКм.$$

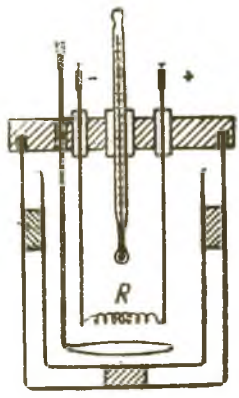
Електрическата енергия, използувана за домакински или производствени цели, се измерва с електромери направо в киловатчасове.

Закон на Джаул—Ленц. Протичането на ток по дадена верига с включени в нея различни консуматори е съпроводено с извършване на механична работа, например в електродвигателите, с отделяне на топлина — в отоплителните уреди, и т. н.

Тук ще се спрем по-подробно за отделяне на топлина в проводник, по който протича електрически ток със сила I в продължение на време t, когато му е приложена потенциална разлика U. Такава зависимост е била установена опитно от английския физик Джаул и независимо от него от руския физик Ленц и е известна като закон на Джаул—Ленц, който се изразява със зависимостта

$$Q = 0{,}24\ A = 0{,}24\ UIt = 0{,}24\ I^2 Rt\ кал, \qquad (3)$$

където Q (*кал*) е количеството топлина, отделена в проводника, протичащо през него.



Фиг. 297. Електрически калориметър

Законът на Джаул—Ленц се извежда непосредствено от уравнение (2) за работата на електрическия ток, изразена в джаули, като се държи сметка за топлинния еквивален на един джаул (0,24 *кал*).

Опитна проверка на закона се извършва обикновено с електрически калориметър (фиг. 297). Съпротивителната жица R е съединена чрез дебели медни проводници с витлата на капака на калориметъра. Към витлата на калориметъра се включва източник на ток. Силата на тока във веригата се регулира с включен в нея реостат и се измерва с амперметър. Към витлата на калориметъра е свързан волтметър, който измерва напрежението U на жицата със съпротивление R. Опитът се провежда, като се пропуска ток със сила I [a] да протича в продължение на време t [*сек*]; измерва се отделената в калориметъра топлина Q [*кал*] и се проверява валидността на уравнение (3).

Следователно *количеството топлина, отделено в един проводник от протичащия през него ток, е пропорционална на квадрата на силата на тока* (I), *на съпротивлението на проводника* (R) *и на вре-*

мето (t), *през което протича токът*. Коефициентът на пропорционалност 0,24 е топлинният еквивалент на работа 1 джаул. Когато силата на тока се измерва в ампери, съпротивлението — в омове и времето — в секунди, топлината се получава в калории. В проводник със съпротивление 1 *ом*, по който тече ток със сила 1 *а*, се отделя всяка секунда по 0,24 *кал* топлина.

Уравнение (3) показва, че във верига с последователно свързани проводници, по която протича ток с постоянна сила I, най-голямо количество топлина се отделя в оня проводник, който има най-голямо съпротивление (R).

Ако силата на тока се изрази чрез напрежението U и съпротивлението R, уравнение (3) приема вида

$$Q = 0{,}24 \frac{U^2}{R} t \text{ кал.} \qquad (4)$$

В този вид законът на Джаул—Ленц е удобен за преценяване на отделеното количество топлина по паралелно свързани проводници. Понеже при такова свързване всички проводници в краищата си имат еднакво напрежение, съгласно уравнение (4) най-голямо количество топлина се отделя в проводника с най-малко съпротивление, т. е. обратно на случая при последователно свързване на проводниците.

С оглед да се постигне по-голямо практическо удобство при използуване на Джауловата топлина може да се употреби последователно или паралелно свързване на проводници.

Например при паралелно свързване на електрически лампи, както става обикновено, лампата с най-малко съпротивление отделя най-много топлина.

§ 221. Приложение на топлинното действие на тока

Топлинното действие на електрическия ток се използува широко в различните видове нагревателни уреди. Всички нагреватели, предназначени за практически и други културни нужди, са направени от съпротивителна жица, чието съпротивление се подбира така, че при подходяща дължина на жицата в уреда да се отделя необходимото количество топлина и да е възможно използуването му по-дълго време. Обикновено се употребяват жици от сплави, като реотан, кантал, хром-никел и др., в зависимост от температурата на загряване. Отоплителните уреди трябва да се нагряват до определена температура и да се използуват по-продължително време. При нагревателните уреди се подбира подходящ изолационен материал, към който жицата се прикрепя така, че изолаторът да не се повреждa от високата температура, за която са предназначени тези уреди. На всеки нагревател са означени напрежението и мощността. Обикновено те са пригодени за директно включване в мрежата.

Електрическите пещи се състоят от тръба, изработена от порцелан или друга огнеупорна материя, около която се намотава съпротивителната жица, издържаща по-висока температура. За да се намалят

загубите на топлина, пещта се изолира с азбест или огнеупорна пръст. Пещи, предназначени за температури до 1000 ÷ 1200° С и продължително загряване, се правят със съпротивителни жици обикновено от кантал и хром-никел. За температура до 1400° С се употребяват пещи със специални силитови пръчки, а за температури до 2000° С — така наречените *криптолни пещи*. Нагревателят им представлява смес от късчета карборунд, графит и печена глина, поставени между два електрода. Тая смес има голямо съпротивление и издържа на висока температура.

За лабораторни нужди се използуват уреди, наречени *термостати*, които са по-малки или по-големи клетки с подходящи нагреватели и добре изолирани стени и служат за поддържане на постоянна температура в известен температурен интервал. Температурата се поддържа постоянна чрез подходящи терморегулатори.

Топлинното действие на тока се използува и в *електрическите лампи*.

За намаляване на топлинното излъчване жиците не са прави, както по-рано, а се навиват на гъсти спирали или още по-добре на двойно навита спирала — лампи с биспирала. Новите лампи с волфрамова жица консумират около 1 *вт* на декалумен, а тия с по-голяма мощност — около 0,5 *вт* на декалумен. Средният живот на една електрическа лампа е около 1000 часа.

Топлинното действие на тока се използува и при *волтовата дъга*, която се употребява и за осветление, и за направа на електрически пещи с температура над 2000° С. Тези пещи намират широко приложение както за научни, така и за индустриални цели, например в металообработвателната промишленост.

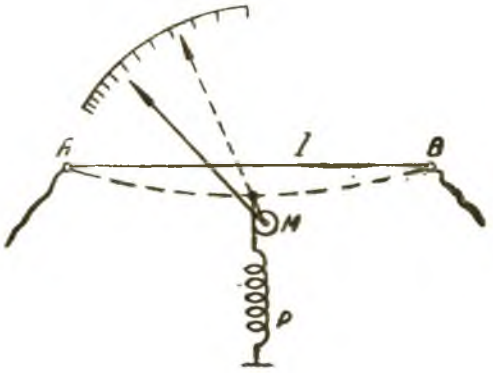
Електрическите предпазители (бушони) се включват на подходящо място в мрежите; състоят се от жица, поставена в специална фасонка, която е оразмерена да издържа ток до определена сила. Когато силата на тока в мрежата надмине допустимата стойност, жичката в предпазителя се стопява, прекъсва се токът и мрежата се предпазва от повреда. Напоследък все повече обикновените предпазители се заменят с автоматични, които имат редица предимства.

Някои измервателни апарати — амперметри и волтметри, са направени с нагряваща се жичка. Съществената част на такива амперметри е една тънка съпротивителна жичка AB (фиг. 298), в която според силата на протичащия през нея електрически ток се отделя джаулова топлина и тя се удължава. Жичката се поддържа опъната чрез подходяща, еластична пружинка p, която е свързана с жичката посредством нишка, прехвърлена през макара M, на оста на която е закрепена стрелка. Като се изменя дължината на жицата, стрелката изменя положението си, което се отчита върху скала, на която деленията са еталонирани в съответни единици, например в ампери.

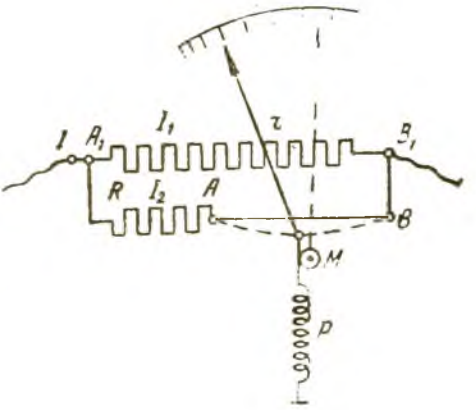
Включването на амперметъра в същност изменя силата на тока във веригата, тъй като към съпротивлението на веригата се прибавя и собственото му съпротивление. Следователно последователното включване на амперметъра във веригата намалява силата на тока, което

намаление е по-малко, ако е по-малко собственото му съпротивление. Поради това добрите амперметри имат малко вътрешно съпротивление, което се постига чрез шунтирането им.

Волтметрите служат за измерване на напрежението в краищата на даден проводник. Те имат принципно същото устройство, каквото имат амперметрите, но с тази разлика, че имат голямо вътрешно съпротивле-



Фиг. 298. Схема на амперметър с нагряваща жичка



Фиг. 299. Схема на волтметър с нагряваща жичка

ние. Устройството им е показано схематично на фиг. 299. Когато включим волтметъра успоредно на проводник със съпротивление r, на който трябва да се измери напрежението $U = Ir$, силата на тока през проводника намалява до стойност $I_1 < I$, понеже $I = I_1 + I_2$ и следователно волтметърът измерва в същност напрежението $U_1 = I_1 r$, което е толкова по-близко до U, колкото I_1 по-малко се различава от I. Разликата от двете напрежения е

$$U - U_1 = r(I - I_1) = rI_2$$

и тя е толкова по-малка, колкото е по-слаб токът I_2, който минава през волтметъра, т. е. колкото е по-голямо собственото му съпротивление R. Следователно с един волтметър напрежението в краищата на дадено съпротивление се измерва толкова по-точно, колкото е по-голямо собственото му съпротивление. Ето защо във волтметрите се включва последователно на нагряващата се жица допълнително съпротивление R.

Измервателните апарати с нагряваща се жичка се употребяват и за постоянен, и за променлив ток, както и за токове с по-висока честота. При тях отклонението на стрелката не е пропорционално на силата на тока, тъй като топлинното действие на тока зависи от квадрата на силата му.

XXVII. ЕЛЕКТРИЧЕСКИ ТОК В МЕТАЛИ И ПОЛУПРОВОДНИЦИ

§ 222. Опитно потвърждаване на електронната проводимост на металите

Опитите показват убедително, че протичането на електрически ток през металите не е свързано с пренасяне на вещество, поради което в тях не настъпват химически изменения. През 1901 г. Рике правил специални опити, като пропускал в продължение на около една година силен ток през плътно допрени с шлифованите си краища меден и алуминиев цилиндър, но не могъл да установи каквато и да е следа от единия метал в другия.

Въз основа на такива наблюдения следва да се приеме, че металите имат *електронна проводимост.*

За обясняване на електронната проводимост се предполага, че атомите в металите частично се разпадат на електрони и положителни йони, които образуват кристалната им решетка (§ 141). Ето защо в металите винаги има значителен брой свободни електрони, които изпълват кристалната решетка подобно на газ, наречен *електронен газ.* Тези електрони могат свободно да се преместват в образуваната от йоните кристална решетка на метала. Металният проводник остава неутрален, тъй като свободните електрони в металите се движат хаотично. Когато обаче на проводника се приложи външно напрежение, електроните се насочват в определена посока, преместването им в тоя случай обуславя електрическия ток.

Тази хипотеза била потвърдена от опити, чийто принцип бил приблизително следният.

Ако един проводник се приведе в движение с определена голяма скорост v_0, електроните, намиращи се в него, се увличат в движението. При внезапно спиране на проводника за известно кратко време t електроните по инерция продължават да се движат в проводника в същата посока. От това преместване на електроните вътре в проводника се получава електрически ток със сила $I=\frac{Q}{t}$, където Q е преместеното количество електричество (електрони) през времето t до пълно спиране на движението на проводника.

Количеството електричество Q може да се пресметне приблизително по следния начин. До спиране на проводника той получава ускорение $-a$, следователно електроните в проводника, които в първия момент запазват скоростта си поради инерцията си, придобиват относно проводника ускорение $+a$. Движението на електроните по отношение на проводника може да се допусне, че е предизвикано от поле с интензивност E. Тогава на всеки електрон ще действува сила $F=Ee$. От тази сила електронът следва да получи същото ускорение a, каквото получава и при спирането на проводника. Ето защо силата, действуваща върху всеки електрон, може да се изрази още с $F=ma$, където m е масата на електрона. Следователно трябва да съществува равенството

$$F=Ee=ma$$

и оттук следва

$$E=\frac{F}{e}=\frac{ma}{e} \tag{1}$$

Ако дължината на проводника е l и в краищата му съществува потенциална разлика $U_1-U_2=U$, интензивността на полето E ще бъде

$$E=\frac{U}{l}.$$

Като се замести тази стойност на E в уравнение (1), за U се получава изразът

$$U=\frac{m}{e}al. \tag{2}$$

Токът I, обусловен от преместването на електроните в проводника, може да се разгледа като еквивалентен на ток, възбуден в проводник със съпротивление R от приложеното напрежение U, т. е.

$$I=\frac{U}{R}=\frac{ma}{eR}l. \tag{3}$$

Абсолютната стойност на ускорението a при спирането на проводника за време t е

$$a=\frac{v_0}{t};$$

като го заместим в уравнение (3), то приема вида

$$I=\frac{mv_0}{eRt}l. \tag{4}$$

Оттук за количеството електричество Q, протекло през проводника за време t, се получава

$$Q=It=\frac{mv_0}{eR}l. \tag{5}$$

От уравнение (5) следва, че като се намери опитно Q, може да се пресметне *специфичният товар на електрона* $\frac{e}{m}$, който представлява отношението между електрическия му товар и неговата маса:

$$\frac{e}{m}=\frac{v_0 l}{QR}. \tag{6}$$

Направените разсъждения се нуждаеха от опитно потвърждение. Пръв такъв опит бил извършен от руските физици Л. И. Манделщам и Н. Д. Папалекси през 1913 и 1914 г. Те използват плоска кръгла намотка с много навивки от тънка жица, която довеждат в бързи колебания около оста ѝ; краищата на жицата съединяват с телефонна слушалка, в която слушат звука, дължащ се на възбудения в намотката ток от преместването на електроните в нея.

Подобен опит извършват Толман и Стюарт през 1916 г. Те правят и количествени измервания, като използуват плоска намотка с много навивки от тънка жица с обща дължина около 500 *м*. Намотката привеждат в бързо въртене (около 500 *об/мин*) около оста ѝ, след което я спират бързо. Краищата на намотката били съединени посредством меки проводници, преминаващи по оста, с чувствителен баластичен галванометър, чрез който се измерва Q със задоволителна точност. Посоката на отклонението на галванометъра съответствува на движението на отрицателни електрически товари. Като измерват още v_0 и познават R и l те пресмятат $\frac{e}{m}$ по уравнение (6).

Опитно получените от тях резултати за $\frac{e}{m}$ са представени в табл. 16

Таблица 16

Вещество	e/m	
	в *CGSE ед. кол. ел/г*	в *к/г*
За мед	$4{,}80 . 10^{17}$	$1{,}60 . 16^{8}$
За алуминий	$4{,}62 . 10^{17}$	$1{,}54 . 10^{8}$
За сребро	$4{,}47 . 10^{17}$	$1{,}49 . 10^{8}$

Получените разлики в резултатите могат да се сметнат за незначителни, особено като се имат пред вид трудностите, с които са съпроводени тези опити. От резултатите се вижда, че за всички метали отношението $\frac{e}{m}$ може да се сметне за еднакво, а това значи, че носителите на електрически товари в металите имат еднакво естество — те са електрони.

С помощта на значително по-точни методи, основно различни от разгледания, за специфичния товар на електрона е получена стойност

$$\frac{e}{m} = 5{,}273 . 10^{17}\ CGSE\ ед.\ кол.\ ел/г.$$

По метода на Миликен (§ 238) напоследък е намерено за товара на електрона следната стойност:

$$e = 4{,}803 . 10^{-10}\ CGSE\ ед.\ кол.\ ел.$$

От специфичния товар и товара на електрона за масата му се получава стойност

$$m = 9{,}109 . 10^{-28}\ г,$$

която съставлява 1/1838 от масата на водородния атом.

§ 223. Законът на Ом от гледище на електронната теория

Както отбелязахме, когато на метален проводник не е приложено външно електрическо поле, свободните електрони се намират в хаотично топлинно движение и се разглеждат като електронен газ. Поради ударите на електроните в кристалната решетка и помежду си движението им се характеризира със *среден свободен пробег* l, който представлява разстоянието между два последователни удара на един електрон. Нека означим с n броя на електроните в 1 $см^3$ от метала, за който може да се смята, че е равен приблизително на броя на атомите в 1 $см^3$ Този брой се дава с израза

$$n = \frac{\rho}{M} N. \tag{1}$$

където N е числото на Авогадро, M — масата на един мол и ρ — плътността на метала. Очевидно $\frac{\rho}{M}$ е броят молове в 1 $см^3$ от метала; тогава броят на атомите в 1 $см^3$ е произведението $\frac{\rho}{M} . N$.

Изхождайки от представата, че електронният газ има свойства на идеален газ, Доренц приема, че средната кинетична енергия на електрона е равна на средната кинетична енергия на постъпателното движение на атома на газа, която е равна на $\frac{2}{3} kT$ (2, 119) където k е константата на Боцман, а T — абсолютната температура.

Ако средната скорост на хаотичното топлинно движение на електроните се означи с c и масата на електрона с m, следва, че средната кинетична енергия на електрона е

$$\frac{mc^2}{2} = \frac{3}{2} kT \tag{2}$$

или

$$c = \sqrt{\frac{3kT}{m}}. \tag{3}$$

За да добием представа за големината на тази скорост, ще я сравним със скоростта на газовите молекули (атоми). Нека масата на един атом от газ е $m_A = Am_H$, където A е атомното тегло на газа, а m_H — масата на водородния атом. Тогава средната скорост на топлинното движение на този атом съгласно формула (3) е

$$c_A = \sqrt{\frac{3kT}{m_A}} = \sqrt{\frac{3kT}{Am_H}}. \tag{4}$$

Тъй като масата на електрона е 1838 пъти по-малка от тая на водородния атом, очевидно от уравнение (3) и (4) следва, че средната скорост на хаотичното топлинно движение на електроните е много по-голяма от средната скорост на топлинното движение на атомите.

Отношението на двете скорости е

$$\frac{c}{c_A} = \sqrt{A\frac{m_H}{m}} = \sqrt{1840\,A} \approx 43\sqrt{A},$$

а самата скорост на електрона е

$$c = 43\,c_A\sqrt{A}. \tag{5}$$

Тъй като средната скорост на газовите молекули (атоми) при стайна температура е от порядък на 10^5 *см/сек*, т. е. няколкостотин метра в секунда (§ 121), средната скорост на топлинното движение на електроните при същата температура съгласно формула (51) ще е от порядък на 10^7 *см/сек*, т. е. около 100 *км/сек*.

Когато на металния проводник се приложи външно електрическо поле, електроните освен хаотично започват да се движат и в определена посока с една средна насочена скорост v. Лесно може да се покаже, че даже и при електрически ток със значителна плътност скоростта v на електроните в проводника е незначителна.

Действително броят на електроните, преминаващи за 1 *сек* през сечение 1 $см^2$ от проводника перпендикулярно на посоката на скоростта, се определя по следния начин. При средна скорост на електрона v *см/сек* и сечение 1 $см^2$ за 1 *сек* ще преминават всички електрони от обема v $см^3$, а тъй като в 1 $см^3$ имаме n електрона, то общият брой на електроните, които ще преминат за 1 *сек* през 1 $см^2$, ще бъде nv. Понеже всеки електрон носи товар e, плътността на тока J, т. е. пренесеният товар за 1 *сек* през 1 $см^2$, е

$$J = env. \tag{6}$$

Порядъкът на средната скорост на насоченото движение на електроните, определен от (6):

$$v = \frac{J}{ne}, \tag{7}$$

може да се прецени от следния пример:

Нека по проводника протича ток с плътност $J = 100\ \frac{a}{см^2} = 3 \cdot 10^{11}\ \frac{CGSE\ ед.\ сила\ на\ тока}{см^2}$. Товарът на електрона е $e = 4{,}8 \cdot 10^{-10}$ *абс. ед. кол. ел.*, а броят на свободните електрони в 1 $см^3$ се определя от уравнение (1) $n \approx \frac{\rho}{M}N$. За повечето метални проводници масата на един *мол* е няколко десетки грама. Например за меден проводник тя кръгло е $M = 64$ *г/мол*. Плътността на металите ρ обикновено не надминава 10. Като заместим тези стойности в (7), за v се получава стойност от порядък

$$v = \frac{JM}{Nne} = \frac{3 \cdot 10^{11} \cdot 64}{6 \cdot 10^{23} \cdot 10 \cdot 4{,}8 \cdot 10^{-10}}\ см/сек = 7 \cdot 10^{-3}\ см/сек.$$

Полученият резултат показва, че средната скорост v на насоченото движение на електроните при протичане на ток по метален проводник е твърде малка в сравнение със средната скорост c на топлинното им движение.

Трябва да се отбележи обаче, че малката средна скорост на електроните при протичане на ток по метален проводник не трябва да се смесва със *скоростта на разпространяване на електрическия ток по проводника*, която съответствува на *скоростта, с която се разпространява електрическото поле*. Тая скорост е много голяма и достига до 300 000 *км/сек*.

Така, когато в една верига се приложи електрическо поле, то се разпространява практически моментално в цялата верига и електроните започват да се движат по дължината на целия проводник почти едновременно в една посока с незначителна скорост от няколко десети от милиметъра в секунда.

Средната скорост на насоченото движение на електроните v при протичане на ток по проводника можем да определим теоретично чрез следните разсъждения: Когато на метален проводник се приложи електрическо поле с интензивност E, на всеки електрон действува сила

$$F = eE,$$

насочена в посока, обратна на полето. Под действието на тази сила всеки електрон за времето τ, през което продължава свободният му пробег, придобива ускорение

$$a = \frac{F}{m} = \frac{eE}{m}. \tag{8}$$

Ако интензивността E на полето е постоянна, ускорението на електрона е също постоянно, той се движи равноускорително по посока на F, и то само през време на свободния си пробег, тъй като при удара на електрона действуват относително големи сили, които изменят ускорението му.

В края на свободния си пробег електронът придобива в рамките на насоченото от електрическото поле движение скорост v_1, за която съгласно уравнение (8) се получава изразът

$$v_1 = a\tau = \frac{eE}{m}\tau, \tag{9}$$

където τ е времетраенето на свободния пробег.

Средното време на свободния пробег на електроните се получава, като се раздели средната дължина l на свободния пробег на средната скорост на електроните. Тъй като при обикновената плътност на тока и обикновена температура скоростта v на електроните при протичане на тока е твърде малка по отношение скоростта на топлинното им движение c, v може да се пренебрегне и за τ се получава стойност

$$\tau = \frac{l}{c}.$$

Като заместим тази стойност за τ в уравнение (9), за средната насочена скорост на електроните в края на свободния пробег се получава

$$v_1 = \frac{eE}{m}\frac{l}{c}. \tag{10}$$

Средната скорост v на насоченото движение през време на свободния пробег е средна аритметична от скоростта в началото, която е нула, и скоростта v_1 в края на пробега

$$v = \frac{1}{2}v_1 = \frac{1}{2}\frac{eEl}{mc}. \tag{11}$$

И така под действието на приложеното електрическо поле с интензивност E към хаотичното движение на електроните се наслагва насочено движение, чиято средна скорост е пропорционална на интензивността E на електрическото поле.

Наличието на такава средна скорост на електроните в метала поражда ток, плътността на който се получава, като се замести намерената стойност за v в уравнение (6):

$$J = \frac{1}{2}\frac{e^2nl}{mc}E. \tag{12}$$

За даден проводник при дадена температура множителят

$$\frac{1}{2}\frac{e^2nl}{mc} = \varkappa \tag{13}$$

е постоянен. Ето защо уравнение (12), сравнено с уравнение (8, 215), представлява точно законът на Ом за плътността на тока:

$$J = \varkappa E, \tag{14}$$

където $\varkappa$ представлява специфичната електропроводимост.

От уравнение (13) се вижда, че при увеличаване на скоростта c, която се увеличава с температура T, специфичната електропроводимост на металите $\varkappa$ намалява, което е в съгласие с изложеното в § 216.

§ 224. Законът на Джаул—Ленц от гледище на електронната теория

При движение на електроните в метален проводник под действие на приложено външно електрическо поле те придобиват на разстояние на свободния пробег l кинетична енергия $E_к$ от насоченото движение, която предават на метала при ударите си с йоните и атомите. Под действие на полето електроните след всеки удар придобиват такава кинетична енергия, която те отново предават на метала. Този процес се повтаря непрекъснато, докато протича ток. По този начин металът се нагрява за сметка на работата, извършвана от електрическото поле.

Нека пресметнем количеството топлина, която се отделя за 1 *сек* в 1 $см^3$ от металния проводник за сметка на кинетичната енергия на електроните.

В края на средния свободен пробег, както показахме с уравнение (10, 223), електронът придобива скорост

$$v_1 = \frac{eE}{m}\frac{l}{c},$$

откъдето следва, че кинетичната енергия, която електронът отдава при удара си, е

$$E_к = \frac{mv_1^2}{2} = \frac{1}{2}\frac{e^2E^2l^2}{mc^2}.$$

Нека означим средния брой удари, които всеки електрон прави в 1 *сек*, със z. Този брой може да се пресметне от скоростта c, която електроните имат при топлинното си движение, и средния свободен пробег l:

$$z = \frac{c}{l}. \tag{1}$$

Общото количество енергия W, която се предава в 1 *сек* на 1 $см^3$ от метала, се получава като произведение от кинетичната енергия $E_к$ на електрона, от броя на ударите z на един електрон в 1 *сек* и от броя на електроните n в 1 $см^3$:

$$W = E_к\, zn = \frac{1}{2}\frac{ne^2l}{mc}E^2. \tag{2}$$

Множителят $\frac{1}{2}\frac{ne^2l}{mc}$ според уравнение (13, 223) представлява специфичната проводимост $\varkappa$ на метала, следователно

$$W = \varkappa E^2. \tag{3}$$

Този израз представлява друга форма на закона на Джаул—Ленц. Според уравнение (3, 220) законът на Джаул—Ленц се изразява със зависимостта

$$Q = 0{,}24I^2Rt\ кал,$$

като топлината Q се изразява в калории, когато силата на тока I се измерва в ампери, съпротивлението R — в омове и времето t — в секунди. Но топлината може да се изрази и в еквивалентни единици за механическа работа — джаули. Тогава последното уравнение, както е известно, има вида

$$A = I^2Rt\ дж. \tag{4}$$

Тази топлина A е отделена за време t в проводник с дължина l и сечение S.

Топлинната енергия W, отделена в 1 $см^3$ за 1 *сек*, изразена в единици за механична работа, се нарича *плътност на топличната мощност*. Тогава W може да се изрази така:

$$W = \frac{A}{Slt}, \tag{5}$$

където Sl е обемът на проводника. Като заместим в уравнение (5) A от уравнение (4), се получава

$$W = \frac{I^2Rt}{Slt} = \frac{I^2R}{Sl} = \frac{I^2\frac{1}{\varkappa}\frac{l}{S}}{Sl} = \frac{I^2}{S^2\varkappa} = \frac{J^2}{\varkappa} = \varkappa E^2,$$

т. е. уравнение (3) действително представлява една форма на закона на Джаул—Ленц.

От уравнение (3) се вижда, че *плътността на топлинната мощност е равна на произведението от квадрата на интензивността на електрическото поле и от специфичната проводимост на проводника.*

Електронен характер има не само проводимостта в металите, но и в полупроводниците. Различието между проводимостта в металите и полупроводниците не може да се обясни обаче с електронната теория, а с квантовата механика.

§ 225. Връзка между топлопроводимост и електропроводимост

Металите се характеризират с голяма електропроводимост, която се дължи на наличието на значително количество свободни електрони.

Според уравнение (13, 223) специфичната електрическа проводимост е

$$\varkappa = \frac{ne^2l}{2mc}.$$

Както е известно, металите имат и голяма топлопроводимост. Законът за топлопроводимостта се дава с израза (2,155)

$$Q = -\sigma GS\tau,$$

където σ е коефициентът на топлопроводимостта, G — температурния градиент, S — сечението и τ — времето.

Коефициентът σ има големи стойности при металите, докато при диелектриците той е малък. От това следва да се заключи, че електроните играят главна роля и при топлопроводността на металите. При движението си електроните пренасят от местата с по-висока температура към местата с по-ниска температура кинетична енергия, която предават при ударите си с йоните и повишават температурата на тялото. Следователно и двата процеса — електропроводимост и топлопроводимост — се обуславят от движението на електроните.

Коефициентът на топлопроводимостта σ, определен от молекулно-кинетичната теория, има стойност

$$\sigma = \frac{1}{2} kncl,$$

където n е броят на електроните в 1 $см^3$, c — средната им топлинна скорост, k — константата на Болцман и l — свободният пробег.

За отношението на коефициентите на топлопроводимостта и електропроводимостта се получава

$$\frac{\sigma}{\varkappa} = \frac{1}{2} kncl : \frac{ne^2 l}{2mc} = \frac{mc^2}{e^2} k.$$

Но тъй като

$$\frac{mc^2}{2} = \frac{3}{2} kT,$$

отношението $\frac{\sigma}{\varkappa}$ може да се представи във вида

$$\frac{\sigma}{\varkappa} = 3 \frac{k^2}{e^2} T. \qquad (1)$$

Получената формула изразява опитно намерения закон на Видеман—Франц, който гласи, че отношението $\frac{\sigma}{\varkappa}$ е величина, пропорционална на абсолютната температура или при дадена температура е постоянна величина. Например за температура 18° C = 291° K стойността на отношението, когато e се изразява в електромагнитни единици, е

$$\frac{\sigma}{\varkappa} = 3 . \left(\frac{1{,}38 . 10^{-16}}{1{,}60 . 10^{-20}}\right)^2 . 291 = 6{,}65 . 10^{10}.$$

Опитно получените стойности за отношението $\frac{\sigma}{\varkappa}$ за някои чисти метали при $t = 18°$ C или $T = 291°$ K са дадени в табл. 17.

Таблица 17

Метал	$\frac{\sigma}{\varkappa}$ при T=291°K	Метал	$\frac{\sigma}{\varkappa}$ при T=291°K
Мед	$6{,}71 . 10^{10}$	Кадмий	$7{,}06 . 10^{10}$
Сребро	$6{,}86 . 10^{10}$	Олово	$7{,}15 . 10^{10}$
Злато	$7{,}09 . 10^{10}$	Калай	$7{,}35 . 10^{10}$
Цинк	$6{,}72 . 10^{10}$	Алуминий	$6{,}36 . 10^{10}$

Посочените в таблицата опитни резултати и полученият теоретичен резултат са твърде близки. Следователно допускането, че в металите има свободни електрони и че на движението им се дължи електрическата и топлинната проводимост в металите, отговаря на действителността.

При подробно и точно изучаване на явленията на електропроводимостта в металите от гледище на електронната теория се достига до някои изводи, които не съответствуват в достатъчна степен на изводите от опитите. Например изразът за специфичната електронна проводимост $\varkappa = \frac{ne^2l}{2mc}$ съдържа постоянните величини: n — броят на свободните електрони в 1 $см^3$ от метала и l — средната дължина на свободния пробег на електрона, които непосредствено опитно не могат да се измерят. В израза за $\varkappa$ величината c, която зависи от температурата, съгласно кинетичната теория е пропорционална на квадратния корен от абсолютната температура (3,223). От друга страна, опитните резултати показват, че специфичната проводимост $\varkappa$ е обратно пропорционална на абсолютната температура, а не на квадратния корен от абсолютната температура. За да се получи обаче съответствие с опита, нужно е да се допусне, че произведението nl се мени обратно пропорционално на квадратния корен от абсолютната температура. Това допускане обаче е произволно и следователно лишено от основание.

Посоченото несъответствие между опитните резултати и тия, получени съгласно електронната теория, говорят за нейното несъвършенство.

§ 226. Свръхпроводимост

От полученото в § 223 уравнение (13) следва, че с намаляване на температурата, респ. скоростта c на електроните, се увеличава специфичната електропроводимост. Опитите обаче показват, че при много ниски температури промяната на електропроводимостта не става по изразената с уравнение (13,223) закономерност.

При температури, близки до абсолютната нула, някои метали и сплави намаляват твърде много съпротивлението си, което практически става нула. Това явление е открито от Камерлинг Онес в 1911 г.

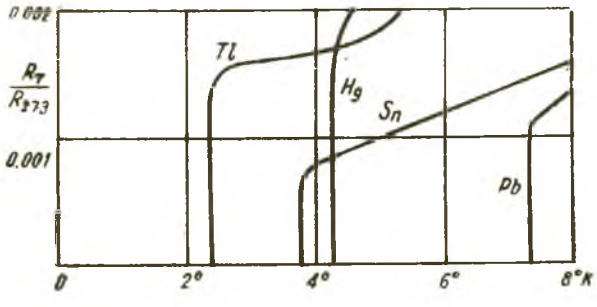
Камерлинг Онес изследва съпротивлението на метали при температури, близки до абсолютната нула. При изследване съпротивлението на платиновата жица през 1911 г. той установява, че то намалява с понижаване на температурата до 4,3° K; обаче при по-нататъшното понижаване на температурата съпротивлението остава неизменно. Получените резултати за платина са дадени в табл. 18 и са изразени с отношението на съпротивлението R_T при температура T° K и съпротивлението R_{273} при температура $T = 273°\,K = 0°\,C$.

Таблица 18

T	$R_T : R_{273}$	T	$R_T : R_{273}$
273,16°K	1	4,3°K	0,0119
20,2°K	0,0171	2,3°K	0,0119
14,2°K	0,0135	1,5°K	0,0119

Съпротивлението на живак в съвсем чисто състояние и във вид на тънка нишка със сечение 0,005 *мм*², което при 0° C = 273° K има стойност 172,7 *ом* намалява с понижаване на температурата и при 4,3° K има стойност 0,27552 ома, или отношението им $R_{4,3}/R_{273}$ е $\frac{0,27552}{172,7} = 0,0016$.

При по-нататъшното понижаване на температурата до 4,2° K, т. е. само с още 0,1° K, съпротивлението скокообразно пада до нула, както показва графиката на фиг. 300. В резултат на тия изследвания Камерлинг Онес идва до откриване на съвсем ново, неочаквано от теоретично гледище явление — скокообразно намаляване на съпротивлението при точно определена температура, което той нарекъл *свръхпроводимост*. Температурата, при която даден проводник идва в състояние на свръхпроводимост, се нарича *температура на скока*.



Фиг. 300. Криви, показващи настъпване на свръхелектрическа проводимост у някои метали

По-късните изследвания откриват свръхпроводимост и при редица други чисти метали, като калай, олово, талий, алуминий, индий, галий, кадмий, цинк и др., както и при много сплави. Свръхпроводимостта обаче не е общо свойство на металите. Например сребро, мед, желязо, калий, натрий и др. изменят съпротивлението си при ниски температури по същия начин, както и платината, без да придобиват свръхпроводимост.

Температурата на скока за Hg е 4,2° K, за Tl — 2,47° K, за Sn — 3,75° K, за Pb — 7,2° K; за същите метали на фиг. 300 са дадени графически измененията на съпротивлението им в съседство с абсолютната нула. По абсцисата е нанесена абсолютната температура, а по ординатата — отношението $R_T : R_{273}$.

Камерлинг Онес установява, че един проводник може да се извежда от състояние на свръхпроводимост по два начина.

а. За един проводник, намиращ се в състояние на свръхпроводимост при дадена температура, съществува напълно определена плътност на тока, при която той престава да бъде в състояние на свръхпроводимост и се нагрява. Например за оловен проводник при температура 1,7° K граничната плътност на тока е 790 *а/мм*².

б. Когато проводникът е в състояние на свръхпроводимост и се постави в магнитно поле, с постепенното увеличаване интензивността на полето проводникът запазва състоянието си на свръхпроводимост; щом обаче се достигне точно определена стойност на интензивността, съпротивлението се увеличава скокообразно и състоянието на свръхпроводимост се нарушава. Интензивността на магнитното поле, при която става скокът, се нарича *критична интензивност*. Например за оловото

при 7,2°K критичната интензивност е 600 *ерщеда*, за калай при 2°K — 200 *ерщеда*.

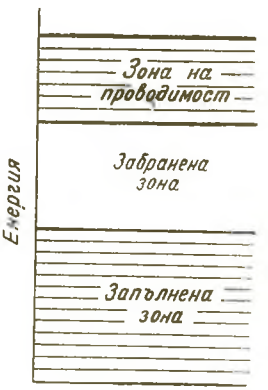
Редица опити показват, че ако в един затворен проводник, доведен в състояние на свръхпроводимост, се възбуди електрически ток, например по индукция, въпреки премахването на индуктиращата електродвижеща сила токът продължава да тече без забележимо отслабване на силата в продължение на няколко денонощия; следователно в проводник, доведен в състояние на свръхпроводимост, може продължително да протича електрически ток и след премахване на електродвижещата сила, тъй като почти няма съпротивление при това състояние.

Трябва да се отбележи, че още не е намерено изчерпателно обяснение на явлението свръхпроводимост.

§ 227. Полупроводници

Някои от полупроводниците, които имат кристална структура, се характеризират с особености в механизма на тяхната електропроводимост, която е значително по-малка, отколкото при проводниците и по-голяма от тази на изолаторите. Така електропроводимостта на кубче с размер 1 $см^3$ от метал и от изолатор се различава твърде много; за металите тя е от порядък 2.10^5 $ом^{-1}$ $см^{-1}$, а за изолаторите — 10^{-15} $ом^{-1}$ $см^{-1}$. Полупроводниците запълват в значителна степен празнината между тези граници; при тях електропроводимостта на кубче 1 $см^3$ е от порядък 10^{-6} $ом^{-1}$ $см^{-1}$. Освен това електропроводимостта на полупроводниците се мени под влияние на различни външни фактори — температура, примеси, светлина, в широки граници между електропроводимостта на проводниците и изолаторите.

За изясняване свойствата на полупроводниците ще направим известно сравнение между полупроводници, изолатори и проводници. Ще дадем първо кратки сведения за енергетичните нива на електроните в атомите от гледището на квантовата механика и различното разположение на нивата в атомите на тези групи тела.



Фиг. 301. Енергетични нива и зони

Енергетичните нива на електроните в атомите на твърдите тела се групират в зони. Енергийната разлика между две съседни нива от една и съща зона е твърде малка — от порядък 10^{-22} *ев*. От това следва, че енергетичните нива имат дискретно значение.

Ще се ограничим да разгледаме най-опростено картина на енергетичните зони в твърдите кристални тела, но удовлетворяваща изискванията.

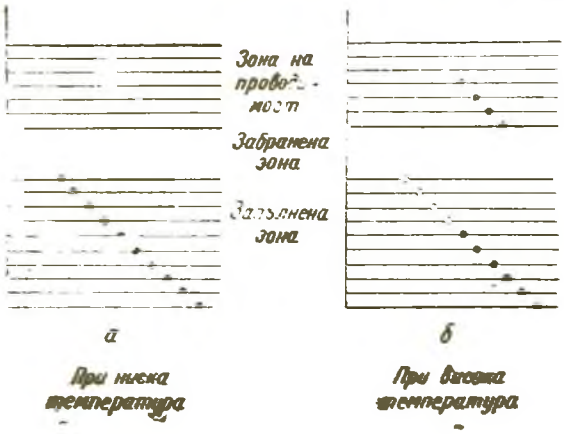
Най-ниската зона се нарича *запълнена зона*. В тази зона на всяко

ниво има поне по един електрон, здраво свързан към нивото; поради това се приема, че тук всички нива са запълнени.

Най-горната зона се нарича *зона на проводимостта* или *незапълнена зона*. Електроните, попадащи на нивата от тази зона, участвуват в процеса на проводимостта, т. е. те с насоченото си движение обуславят електрическия ток през полупроводника. При металите в зоната на проводимост има много свободни електрони, в полупроводниците те са малко, а в изолаторите — липсват

Между запълнената зона и зоната на проводимост се намира забранената зона. Електрони с енергия, която да отговаря на нивата от тази зона, не се срещат, т. е. в забранената зона не могат да попаднат електрони; както се казва, получава се енергетична „празнина"

При металите забранена зона няма, при изолаторите тя е широка, при полупроводниците — по-тясна, т. е. разликата на енергията между най-близките нива на запълнената зона и зоната на проводимост при изолаторите е значителна, а при полупроводниците — по-малка. Например тази разлика за германия е 0,72 *ев*, за силиция — 1,11 *ев*, докато за изолаторите е над 2 *ев*. Изобщо ширината на забранената зона е удобна мярка за класиране твърдите тела на проводници, полупроводници и изолатори.



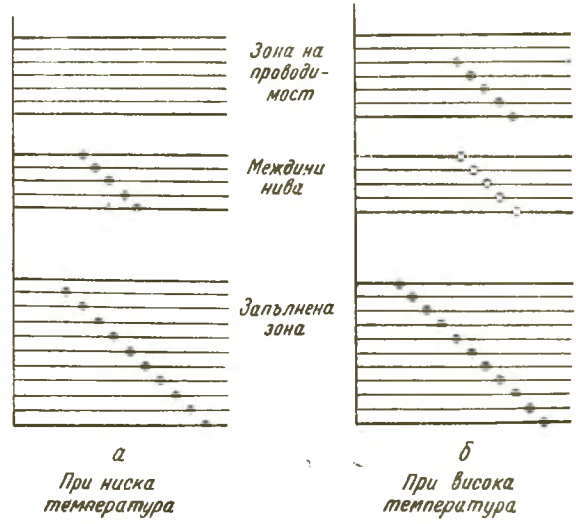
Фиг. 302. Разположение на зоните в полупроводник

Когато на електроните от запълнената зона се придаде достатъчно голяма енергия, например чрез загряване на веществото, електроните могат да прескочат забранената зона и да попаднат на някое ниво от зоната на проводимост. Но те никога не могат да попаднат в забранената зона.

В полупроводниците и при слабото им загряване електрони могат да прескачат от нивата на запълнената зона (фиг. 302 *а*) върху нивата на зоната на проводимост (фиг. 302 *б*), поради което те придобиват електронна проводимост. При изолаторите такова прескачане е възможно само при загряването им до твърде висока температура, ето защо те само тогава придобиват електронна проводимост.

Когато при проводниците електрон от запълнената зона прескочи в зоната на проводимост, мястото му в запълнената зона остава свободно. Това свободно място, наречено „*дупка*", под действието на електрическо поле може да се запълни с електрон от по-ниско ниво на запълнената зона. Освободеното ново място се заема по същия начин от електрон от още по-ниско ниво и т. н. По такъв начин електроните в запълнената зона се преместват от по-ниските нива на по-високите,

а взето относително, като че дупките се местят от по-високите нива към по-ниските, т. е. в посока, обратна на електроните. Мястото, освободено от електрона — дупката, е равностойно на излишък от положителен товар. Ето защо при преместване на дупките в запълнената зона външното проявление е такова, като че ли се премества положителен товар, равен по абсолютна стойност на товара на електрона и с маса, еднаква с масата на електрона. И така при полупроводниците различаваме *електронна и дупчеста* проводимост. Първата се обуславя от насоченото движение на електроните в зоната на проводимост, а втората — от дупките в запълнената зона.



Фиг. 303. Примес на метал в полупроводник

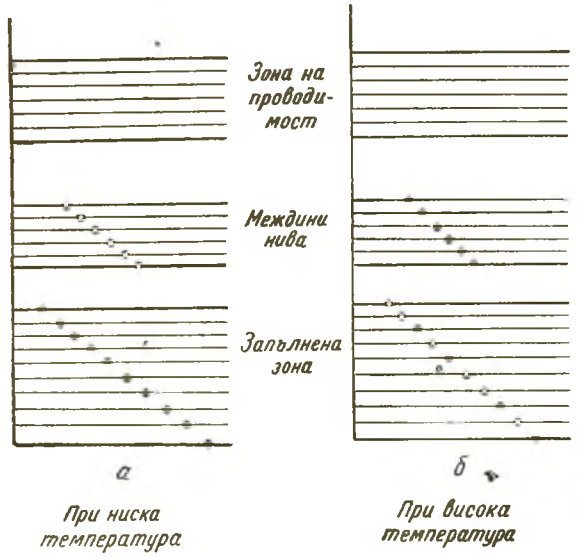
Електрическите свойства на полупроводниците се влияят в значителна степен от примеси към тях. Примесите в полупроводниците внасят допълнителни *примесни* или *междинни енергетични нива*, разположени в забранената зона. В зависимост от естеството на примеса електропроводимостта на полупроводника може да стане предимно електронна или дупчеста.

Установява се, че при примес на метал към полупроводник междинните нива са запълнени с електрони (фиг. 303 *а*) и са по-близки до зоната на проводимост. При повишаване на температурата електроните от междинните нива могат по-лесно да прескачат на нивата от зоната на проводимост (фиг. 303 *б*), отколкото електроните от запълнената зона. В тоя случай под действието на електрическо поле се поражда електронна проводимост.

При примес на металоид се пораждат също междинни нива, които обаче не са заети от електрони и са разположени по-близко до запълнената зона (фиг. 304 *а*). При повишаване температурата електроните от запълнена зона прескачат на междинните нива (фиг. 304 *б*), а на нивата на запълнената зона се получават дупки, поради което при наличността на електрическо поле се поражда дупчеста проводимост. Следователно примесите в полупроводниците увеличават проводимостта им, а при металите я намаляват.

Важно отличително свойство на полупроводниците е намаляване на съпротивлението им при повишаване на температурата и увеличаването му при понижаване на температурата на полупроводника. Както е известно, с понижаване на температурата съпротивлението на металите се намалява и при температури, близки до абсолютната нула, много метали ста-

ват свръхпроводници. Полупроводниците при такава ниска температура силно увеличават съпротивлението си и практически се превръщат в изолатори.



Фиг. 304. Примес на металоид в полупроводник

За изясняване тази особеност на полупроводниците ще изхождаме от гледището на електронната теория, която за случая е подходяща.

В металите, както е известно, имаме електронна проводимост. При тях има много свободни електрони, които се движат хаотично в кристалната решетка на метала. Само когато се приложи външно електрическо поле, електроните се насочват в една посока и обуславят протичането на ток.

В полупроводниците също е възможна електронна проводимост, но броят на свободните електрони при тях е многократно по-малък, отколкото при металите.

При металите с повишаване на температурата относителното увеличение на електроните е обаче незначително. Хаотичното движение на електроните в кристалната решетка и топлинното колебание на йоните се увеличават чувствително с повишаване на температурата и затрудняват насоченото от приложеното електрическо поле движение на електроните. Поради това съпротивлението на металните проводници се увеличава с повишаване на температурата.

Съпротивлението на полупроводниците се намалява чувствително с повишаване на температурата, което е характерна особеност за тях. Обяснението на тази особеност се състои в следното. В полупроводниците броят на свободните електрони, обуславящи силата на тока, е незначителен в сравнение с металите.

С повишаване на температурата се увеличава хаотичното движение на електроните и топлинното колебание на атомите в полупроводниците, както и при металите, тъй че и тук насоченото движение на електроните под действието на приложено поле се затруднява. Обаче относителното увеличение на електроните в полупроводниците от повишаване на температурата им става значително, докато при металите то е незначително и тъкмо на това увеличаване броя на електроните в полупроводниците се дължи чувствителното увеличаване на проводимостта им.

Подобно е обяснението за увеличаване електропроводимостта на полупроводниците и при осветяването им.

Валентните електрони на атомите в полупроводниците образуват свързана устойчива система. Атомите в кристален полупроводник са на определено разстояние един от друг и образуват възли на кристалната решетка. От особено значение за свойствата на полупроводниците е, че атомите им са свързани помежду си чрез валентните електрони с електрони двойки (един електрон от един атом с един електрон от съседен атом).



Фиг. 305. Схема за пространственото разположение на атомите в германий с валентните им електрони

Тъй като атомите имат по няколко валентни електрона, то връзката на всеки атом със съседните атоми се осигурява с толкова електрони двойки, колкото са валентните електрони. Например германий е от четвърта група в таблицата на Менделеев и има 4 валентни електрона. Връзката му със съседните атоми се осигурява чрез 4 двойки електрони.

Пространствената структура на атомите на германия е показана схематично на фиг. 305. Двойните линии, съединяващи два атома, означават връзка между два валентни електрона от съответните атоми. Всеки атом на германия е свързан чрез валентните си електрони с по един валентен електрон от четири съседни атома. Това още по-нагледно е показано на фиг. 306.

Ако всички валентни електрони са ангажирани в устойчиви междуатомни връзки, както на фиг. 305 и 306, то значи, че във веществото няма свободни електрони, които да могат да се преместват в определена посока под действието на електрическо поле и да обуславят по такъв начин ток. Такова вещество не провежда електрически ток — то е изолатор.

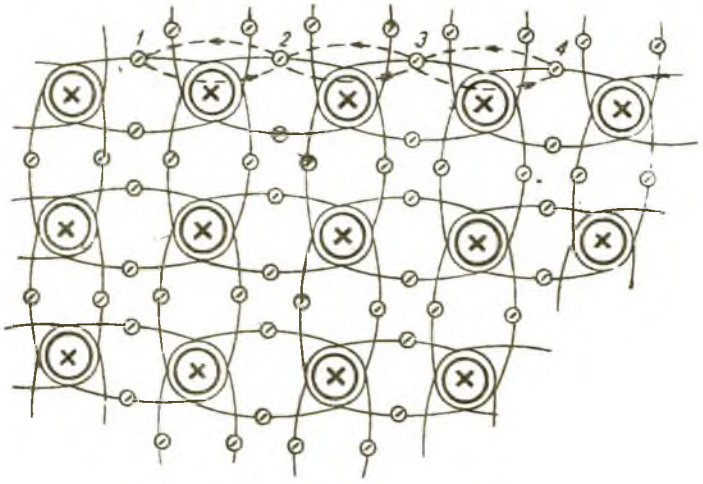
В редица полупроводници положението може да се измени чрез загряване, когато топлинното движение на електроните става по-интензивно и кинетичната им енергия — по-значителна. В този случай валентните електрони могат да скъсат връзката си с йоните на веществото.

Такива електрони стават свободни и те могат да се преместват вътре в кристалната решетка подобно на електроните в металите. Под действието на приложено електрическо поле тези електрони се движат в определена посока и през полупроводника протича ток. Следователно полупроводниците под действието на топлината придобиват електропроводимост.

Когато от валентната връзка между два съседни атома се отдели един електрон, състоянието на системата се изменя. Свободното място на електрон във валентната връзка, което е равностойно на излишък на положителен товар, нарекохме дупка. Следователно загуба на електрон от валентна двойка атоми води до появата на два товара — отрицателен (електрон)

и положителен (дупка). Наличието на електрони и дупки, както показахме, обуславя съответно електронна и дупчеста проводимост.

Възможно е електрон и дупка да рекомбинират. В този случай атомите от валентната връзка, в която влиза електронът, стават отново неутрални.



Фиг. 306. Схематично представяне на електронните връзки между атомите и германий

Времето на свободно съществуване на електрона и на дупката до рекомбинацията им съставлява части от микросекундата до няколко стотици микросекунди. На мястото на изчезнали поради рекомбинация електрони и дупки се появяват нови — настъпва динамично равновесие.

При отсъствие на електрическо поле дупките се движат хаотично, както и електроните, а под действието на такова поле електроните се движат в една посока, а дупките — в противоположна.

Когато е приложено електрическо поле, освободеното място от електрон (1) в една валентна връзка се заема от втори електрон (2) от следващата валентна връзка, освободеното от него място се заема от трети електрон (3) и т. н. В такъв случай става преместване на електроните срещу полето; например на фиг. 306 отдясно наляво, а това води към относителното преместване на дупките в обратна посока отляво надясно, например дупката (1) последователно заема положения (2), (3) и т. н. Ето защо електронната и дупчестата проводимост са противоположни.

В чист полупроводник броят на освободените електрони е равен на броя на дупките. Проводимостта, дължаща се на тях, се нарича *собствена* и тя е сравнително малка. Ако обаче в полупроводник има примеси, получени чрез вкарване в него на атоми от друго вещество, равновесието се нарушава и може да се получи превес на електрони или на дупки.

Когато в кристалната решетка на даден полупроводник един от атомите се замени с атом от друг елемент, който има един валентен електрон повече, отколкото в атомите на полупроводника, то единият от електроните му не участвува във валентната връзка със съседните атоми. Такъв електрон сравнително лесно може да се откъсне от своя атом.

Откъсването на несвързания електрон от примесения атом под влиянието на топлина, светлина или друга причина води към получаване на свободен електрон, който участвува в електронната проводимост на веществото. Примесеният атом се превръща в положителен йон, който остава неподвижен и следователно не участвува в протичането на тока.

Ако примесеният атом има един валентен електрон по-малко от атомите на полупроводника, той може да приеме електрон от съседен атом и сравнително здраво да се свърже с него, което води до образуване на дупка. В тоя случай токът в полупроводника е свързан не с пренасяне на електрони, а на дупки — на положителни товари. Примесеният атом се превръща в отрицателен йон, който е също неподвижен и не участвува в протичането на тока.

Например четиривалентният германий придобива електронна проводимост, когато негов атом се замести с атом на петвалентен фосфор, арсений, антимон. Същият придобива дупчеста проводимост при заместване негов атом с тривалентен атом, например на бор, алуминий, индий, йод и др. Според това различаваме германий *n*-тип и германий *p*-тип, съответно с електронна (*n*) (отрицателна) проводимост и с дупчеста (*p*) (положителна) проводимост.

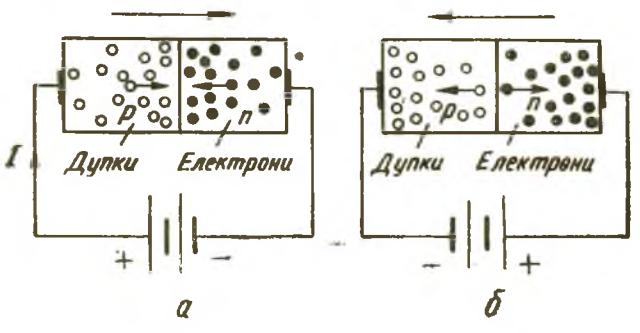
Съгласно казаното по-горе, количеството на свободните товари зависи от количеството на примеса. Когато количеството на примесените атоми е значително, проводимостта може да стане стотици хиляди, а дори и милион пъти по-голяма от собствената проводимост на полупроводника. По това си свойство — многократно увеличаване на проводимостта от примеси, полупроводниците се отличават съществено от металите, чиято проводимост от примесите се намалява.

Примесите, които дават на полупроводниците свободни електрони, т. е. способствуват за придобиване на електронна проводимост, се наричат *донорни примеси*. Примеси, които отнемат електрони от основния полупроводник, което води до поява на дупки и дупчеста проводимост, се наричат *акцепторни примеси*.

Изобщо в полупроводниците могат да присъствуват едновременно и електрони, и дупки, които съвместно участвуват в процеса на проводимостта. В полупроводниците от *n*-тип броят на електроните превишава броя на дупките, за тях основни носители на тока са електроните, а неосновни — дупките и обратно, в полупроводниците от *p*-тип дупките превишават електроните, за тях основни носители на тока са дупките, а неосновни — електроните.

При различни полупроводникови прибори се използува нашироко обстоятелството, че един и същ полупроводник в зависимост от вида на примеса може да придобие електронна или дупчеста проводимост.

Без да разглеждаме по-подробно полупроводниците, споменатите по-типични особености достатъчно подчертават структурната им особеност, на която се дължат и по-специфичните им свойства.

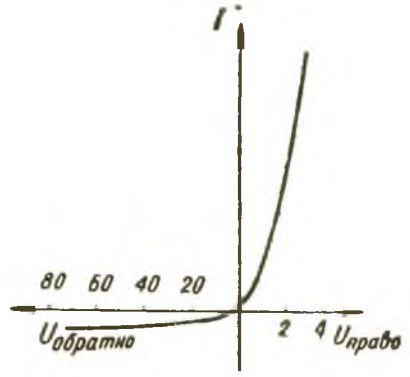


Фиг. 307. Принципна схема на полупроводников диод

Поради посочените свойства на полупроводниците комбинация от два полупроводника с различна електропроводимост, допрени един до друг, показва едностранна проводимост — през тях ток протича в една посока и почти не протича в обратна посока.

Когато приложеното на тях напрежение е като на фиг. 307 *а*, то създава поле, посоката на което е показана отгоре със стрелка. Електроните от полупроводник „*n*“ и дупките от полупроводник „*p*“ се насочват едни срещу други към мястото на допирането и преминават през полупроводниците. При срещата на електрони и дупки те могат да се рекомбинират. Рекомбинация може да стане не само в мястото на допирането, но и в самите полупроводници. При разглеждания случай ток протича през двата полупроводника.

Когато напрежението е като на фиг. 307 *б*, то създава поле с посока, обратна на първия случай, електроните от полупроводник „*n*“ и дупките от полупроводник „*p*“ се движат в противоположни посоки от мястото на допирането. В този случай през двата полупроводника ток не протича.



Фиг. 308. Характеристика на полупроводников диод

Характеристиката на тока при едностранна проводимост е представена на фиг. 308. Когато на полупроводниците се приложи малко „право“ напрежение, протича значителен ток, а при „обратно“ напрежение протича обратен ток, който се дължи на неосновните носители на тока, чийто брой е незначителен и поради това ток почти не тече.

На това свойство на полупроводниците почиват полупроводниковите диоди, които успешно заменят ламповите диоди в радиотехниката. Сухи полупроводникови токоизправители, като двумедноокисни, селенови и др., се използуват широко в практиката за изправяне на променлив ток със сила до няколко ампера.

Въз основа на откритите ценни физически свойства на полупроводниците и при тясно сътрудничество на физиката и техниката в продължение на повече от 3 десетилетия се развиха нови клонове в промишлеността. Например приготовляват се и широко се използуват всякакъв вид полупроводникови токоизправители, транзисторите успешно заменят радиолампи в редица радиоустройства, полупроводниците се използуват в автоматиката и телеуправленията, за измерване на температури, за превръщане на ултравиолетовата светлина във видима и на светлина от даден спектрален състав в друг, за превръщане на топлината и светлинната енергия в електрическа без помощта на машини и пр.

§ 228. Контактна потенциална разлика

През 1797 г. Волта открива, че между допиращи се разнородни метали се поражда потенциална разлика, наречена *контактна потенциална разлика*. При допиране на еднородни метали такава разлика не се поражда. Волта подредил металите в ред, в който при допиране всеки предидущ се наелектризира положително, а всеки следващ — отрицателно, или лявостоящият метал получава по-висок потенциал от дясностоящия. Тоя ред на метали, наречен *волтов ред*, е следният:

+ Cs, Rb, K, Na, Li, Al, Zn, Sn, Cd, Pb, Sb, Bi, Hg, Fe, Cu, Ag, Au, Pt, Pd, C

Например при допиране на цинк и мед цинкът се наелектризира положително, а медта — отрицателно и контактната им потенциална разлика е 0,89 *в*.

Големината на контактната потенциална разлика за различни двойки метали варира от няколко десети до около един волт и е по-голяма, когато двата метала са по-далеч един от друг във волтовия ред. Например контактната потенциална разлика за някои двойки метали има следните стойности:

$$U_{Fe/Au} = +0{,}33\ в;\quad U_{Cu/Au} = +0{,}18\ в;\quad U_{Zn/Cu} = +0{,}89\ в.$$

Контактната потенциална разлика зависи до голяма степен от чистотата на металите и особено от чистотата на допиращите се повърхности. Когато по повърхностите на металите са адсорбирани газове или водни пари, големината на контактната потенциална разлика се изменя значително. Ето защо истинската контактна потенциална разлика за дадена двойка метали може да се определи само в пълен вакуум.

Волта установява опитно следните закони:

1. Ако се вземат няколко различни метала и се съединят последователно един с друг (фиг. 309), между крайните метали се поражда потенциална разлика, големината на която зависи само от естеството на тия два метала, но не от броя и естеството на междинните метали.

2. Ако крайните метали са еднакви, независимо от броя и естеството на междинните метали потенциалната разлика е нула.

3. В затворена верига от различни метали, съединени последователно (фиг. 310), електродвижеща сила не се поражда.

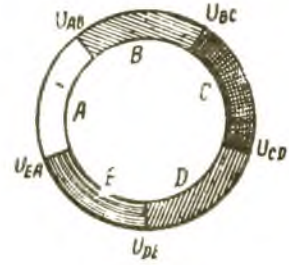
Тези закони са валидни само когато контактите на всички метали са при еднаква температура.

Действително, ако разрежем който и да е от металите, получава се отворена верига, в която крайните метали са еднакви и следователно потенциалната разлика е нула.

Пораждането на контактната потенциална разлика при допиране на два разнородни метала може да се покаже със следния опит. Върху чувствителен електрометър (фиг. 311 *а*) се закрепва меден

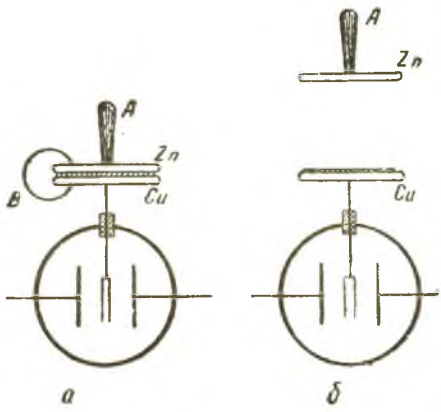


Фиг. 309. Отворена верига от метали



Фиг. 310. Затворена верига от метали

диск, покрит по горната си повърхност с тънък пласт лак. Върху медния диск се поставя също такъв цинков диск, снабден с изолираща дръжка *А*. По този начин двата диска са отделени помежду си с тънък изолиращ пласт и образуват кондензатор. При това положение кондензаторът не е натоварен. Ако обаче съединим двата метални диска с проводник *В*, между металните дискове се поражда контактната потенциална разлика, отговаряща на двойката метали Zn—Cu, която не зависи от естеството на проводника *В*. Ако едновременно заземим цинковия диск и отдалечим проводника *В*, медният диск получава потенциал, равен на контактната потенциална разлика за Zn—Cu. Тъй като този потенциал е малък, той не може да се покаже добре с електрометъра. Поради това посредством изолационната дръжка цинковият диск се издига над медния, както е показано на фигура 311, *б*. Тъй като товарът на кондензатора се запазва, капацитетът му поради отдалечаването на дисковете намалява, потенциалът се увеличава и може да се отчете на електрометъра. Като се знае капацитетът на електрометъра за положенията, когато цинковият диск е заземен и поста-



Фиг. 311. Въвеждане на контактна потенциална разлика

вен върху медния и когато е отдалечен от него, може да се пресметне големината на контактната потенциална разлика.

Електронната теория обяснява пораждането на контактната потенциална разлика и потвърждава опитно установените от Волта закони.

Електроните при обикновена температура не могат да се отделят от повърхността на металите. Това е указание, че съществуват сили, които задържат електроните и не позволяват отделянето им навън от метала.

Силите, които принуждават електроните да не се отделят от метала, не могат да имат друг произход освен електрически; те произлизат от електрически взаимодействия. Без да се разглежда подробно тоя въпрос, се приема, че съществува някаква потенциална разлика U между повърхността на метала и неговите вътрешни области. При това вътре в метала потенциалът е по-висок от тоя на повърхността. Редица явления потвърждават това предположение. Дебелината на слоя, в който става казаното падение на потенциала, е от порядък 10^{-8} *см*. Следователно при такава незначителна дебелина на слоя може да се говори просто за *потенциален скок*. Численото значение на потенциалния скок е величина, характерна за всеки метал. За чисти метали тя е от порядък $3 \div 4$ *в*. При наличността на такава потенциална разлика отделянето на електрона от повърхността на метала изисква изразходване на определена работа A, изразена в ергове или в единици *електронволтове* (*ев*). Тази единица изразява работата за преместване на един електрон e между две точки с потенциална разлика 1 *в*. Връзката между двете единици е

$$1\ ев = \frac{4{,}8 \cdot 10^{-10}}{300} = 1{,}6 \cdot 10^{-12}\ ерг.$$

Работата за отделяне на електрона се нарича *отделителна работа* и се изразява с произведението от товара на електрона e и потенциалния скок U:

$$A = eU. \tag{1}$$

Тъй като товарът на електрона е постоянна величина, отделителната работа зависи само от големината на потенциалния скок U.

При допирането на двата метала A и B вследствие на топлинното си движение електроните преминават от единия метал в другия и обратно. Ако отделителната работа за един метал е A_A, а за другия A_B — и ако освен това $A_A < A_B$, от метала A в метала B ще преминат повече електрони, отколкото от B в A. Вследствие на това в B се получават електрони в излишък, а в A — в недостиг, поради което металът B се наелектризира отрицателно, а A — положително. По този начин между двата метала се поражда потенциална разлика U_{AB}. При определена стойност на тази потенциална разлика се създава електрическо поле, което пречи понататък на преместване на електрони от A към B, както и обратно, т. е. настъпва динамично равновесие между потоците на електроните от A към B и обратно. Такова равновесие настъпва, когато потенциалната раз-

лика между двата метала U_{AB} стане равна на разликата от потенциалните скокове на двата метала $U_A - U_B$, т. е.

$$U_{AB} = U_A - U_B. \tag{2}$$

Разликата $U_A - U_B$ се нарича още *потенциален скок на двойката метали A и B.*

От уравнение (1) следва

$$U_A = \frac{A_A}{e} \quad \text{и} \quad U_B = \frac{A_B}{e}$$

Тогава уравнение (2) приема вида

$$U'_{AB} = \frac{A_A - A_B}{e}. \tag{3}$$

Уравненията (2) и (3) важат при предпоставка, че в 1 $см^3$ от двата метала има еднакъв брой електрони.

Ако се приеме, че броят на електроните в 1 $см^3$ в метала A е n_A и че той е по-малък от броя n_B на електроните в метала B, т. е. $n_B > n_A$, следва, че от метала B преминават повече електрони към A, отколкото от A към B поради наличието на това неравенство. Ето защо между металите се установява потенциална разлика U''_{AB}, на която знакът при тия условия е обратен на потенциалната разлика U'_{AB}. Ако обаче $n_B < n_A$, то U''_{AB} ще има еднакъв знак с U'_{AB}. Очевидно контактната потенциална разлика между двата метала U_{AB}, която произлиза в резултат на тия две причини, е равна на алгебричната сума от потенциалните разлики U'_{AB} и U''_{AB}, т. е.

$$U_{AB} = U'_{AB} + U''_{AB}. \tag{4}$$

Теоретично се установява, че потенциалната разлика U''_{AB} се определя от израза

$$U''_{AB} = \frac{kT}{e} \ln \frac{n_A}{n_B}, \tag{5}$$

където k е константата на Болцман, e – товарът на електрона и T – абсолютната температура. Но тъй като броят на електроните n_A и n_B за различни двойки метали се различава твърде малко и понеже $\frac{kT}{e}$ е също много малко, то потенциалната разлика U''_{AB} е много малка в сравнение с U'_{AB}. Следователно контактната потенциална разлика U_{AB} приблизително е равна на потенциалната разлика U'_{AB} и се изразява по уравнение (2) с потенциалния скок за двойката метали

$$U_{AB} = U_A - U_B. \tag{6}$$

Ако разместим местата на металите, изменя се и знакът на контактната потенциална разлика

$$U_{AB} = -U_{BA} = U_A - U_B.$$

Въз основа на уравнение (6) може да се покаже валидността на законите на Волта. Нека разгледаме редица последователно съединени различни метали (фиг. 309). Потенциалната разлика в краищата на редицата очевидно е равна на алгебричната сума от контактните потенциални разлики на отделните двойки метали, взети в една посока:

$$U = U_{AE} = U_{AB} + U_{BC} + U_{CD} + U_{DE} =$$

$$= (U_A - U_B) + (U_B - U_C) + (U_C - U_D) + (U_D - U_E) = U_A - U_E. \qquad (7)$$

Полученият резултат показва, че действително *потенциалната разлика в краищата на редица от последователно съединени различни метали е равна на контактната потенциална разлика, която би се получила при непосредствено допиране на крайните метали; междинните метали не оказват никакво влияние.*

От уравнение (7) следва също, че ако крайните метали на редицата са еднакви, тогава

$$U = U_{AE} = U_A - U_E = 0. \qquad (8)$$

Следователно *потенциалчата разлика в краищата на редица от последователно съединени различни метали, на която крайните метали са еднакви, е равна на нула.*

Ако последователно свързани различни метали образуват затворена верига (фиг. 310), алгебричната сума от контактните потенциални разлики на отделните двойки метали, взети в една посока, дава резултантната електродвижеща сила E, която е равна на нула:

$$E = U_{AB} + U_{BC} + U_{CD} + U_{DE} + U_{EA} =$$

$$= (U_A - U_B) + (U_B - U_C) + (U_C - U_D) + (U_D - U_E) + (U_E - U_A) = 0. \qquad (9)$$

И така *електродвижещата сила в една затворена верига от последователно съединени метали е винаги нула.*

Този извод е верен обаче само при условие, че всички контакти (спойки) във веригата се намират при една и съща температура.

Полученият извод може да се разгледа и като следствие от закона за запазване на енергията и от втория принцип на термодинамиката. Действително, ако алгебричната сума от определените контактни потенциални разлики в затворена верига е различна от нула, във веригата ще протича постоянен ток с определена сила. Но тъй като веригата е изолирана от приток на каквато и да е енергия отвън и понеже съставящите веригата метали не търпят никакво химическо изменение, съгласно закона за запазване на енергията във веригата не може да протича ток; следователно алгебричната сума от всички контактни потенциални разлики е нула, т. е. в такава затворена верига не съществува електродвижеща сила.

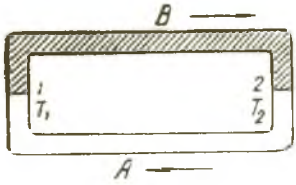
Ако се допусне, че протичането на ток става за сметка на топлината, която веригата получава постоянно от околната среда, това води

до противоречие с втория принцип на термодинамиката и представлява перпетуум мобиле от втори род, което е невъзможно.

Изобщо електродвижещата сила в затворена верига, която има еднаква температура по цялата си дължина, се възбужда само ако във веригата има освен проводници от първи род още и проводници от втори род, в които при протичане на ток се извършват химически процеси.

§ 229. Термоелектрически явления

В § 228 се установи, че в затворена верига от различни метали не може да съществува електродвижеща сила, ако контактите (спойките) са при еднакви температури. Това не е така, ако спойките имат различни температури. В тоя случай във веригата се поражда известна електродвижеща сила, която се нарича *термоелектродвижеща сила*, а самото явление — *термоелектрическо явление*, открито от Зеебек през 1828 г. При такива условия във веригата протича електрически ток, наречен *термоелектрически ток* (термоток), силата на който зависи от големината на термоелектродвижещата сила и от големината на съпротивлението на веригата.



Фиг. 312. Пораждане на термоелектродвижеща сила

За изясняване пораждането на термоелектродвижещата сила ще разгледаме верига, която се състои от два метала A и B, съединени с краищата си (фиг. 312). Нека двата контакта (спойките) *1* и *2* са съответно при температури T_1 и T_2. Съгласно изложеното в § 228 контактната потенциална разлика между двата метала се дължи на две причини — на разликата в отделителните работи и на различния брой електрони в 1 $см^3$ в двата метала. Съгласно уравнения (4, 2 и 5, 228) контактната потенциална разлика при наличността на двете причини е

$$U_{AB}=U'_{AB}+U''_{AB}=U_A-U_B+\frac{kT}{e}\ln\frac{n_A}{n_B}.$$

Като се приложи тази формула за двете спойки на веригата, за големината на електродвижещата сила се получава

$$E=U_{AB}+U_{BA}=U_A-U_B+\frac{kT_1}{e}\ln\frac{n_A}{n_B}+U_B-U_A+\frac{kT_2}{e}\ln\frac{n_B}{n_A}=$$

$$=\frac{kT_1}{e}\ln\frac{n_A}{n_B}-\frac{kT_2}{e}\ln\frac{n_A}{n_B}=\frac{k}{e}\ln\frac{n_A}{n_B}(T_1-T_2). \qquad (1)$$

Понеже за дадените два метала $\frac{k}{e}\ln\frac{n_A}{n_B}$ е постоянна величина, уравнение (1) приема вида

$$E=k'(T_1-T_2). \qquad (2)$$

Оттук се вижда, че действително при различни температури на спойките в затворена верига от два последователно съединени метала съществува термоелектродвижеща сила E, която е пропорционална на температурната разлика на двете спойки и в затворената верига възбужда *термоток*.

Коефициентът $k'=\frac{k}{e}\ln\frac{n_A}{n_B}$ представлява термоелектродвижеща сила в абсолютни единици при температурна разлика на двете спойки от 1° С. Може да се предположи, че n_A/n_B не надвишава стойността 3 и $\ln\frac{n_A}{n_B}\approx 1$; тогава числената стойност на k' е от порядъка $\frac{k}{e}=\frac{1{,}38\,.\,10^{-16}}{4{,}8\,.\,10^{-10}}\approx$ $\approx 3\ 10^{-7}$ *абс. ед. пот.* $=9\,.\,10^{-5}$ *в.* Действителните стойности на k' се отклоняват слабо от тази стойност в зависимост от стойността на отношението n_A/n_B.

Таблица 19

Бисмут . . 0	Алуминий, Магнезий, Олово . . 69	Pt с 10% Rh . . 71
Константан . 30	Цинк, Злато . . . 71	Сребро, Мед . . 72
Никел . . 51		Месинг . . . 76
Платина . . 65		Желязо 83
		Антимон . . . 100

В табл. 19 са дадени някои метали, подредени в т. нар. *термоелектрически ред*. Стойностите на коефициента k', изразени в микроволтове, за термоелемент, съставен от съответна двойка метали в таблицата, се определят от разликата на числата, отговарящи на съответните метали, от които се съставя термоелементът. Например за термоелементи от константан и желязо $k'=83-30=53$ *мкв*.

Закономерността между термоелектродвижещата сила E и температурната разлика в някои случаи не отговаря на уравнение (2), а има по-сложен характер. Например за двойка от цинк — сребро в температурния интервал от $0\div 100°$ С се получава средно за $E+0{,}5$ *мкв* на градус, а в температурния интервал от $300\div 400°$ С — около $+\ 4{,}6$ *мкв* на градус. При някои двойки метали е възможно да се измени даже знакът на термоелектродвижещата сила. Например за двойка волфрам — молибден при малки температурни разлики токът протича през спойката с висока температура от молибдена към волфрама, а при значително повисока температура на същата спойка — от волфрама към молибдена. Тези аномалии се обясняват отчасти с изменяне броя на свободните електрони в 1 $см^3$ при различни температури. Изобщо пълна теория на термоелектрическите явления може да се изгради само въз основа на квантовата механика.

Термоелектрическите явления се използуват широко за измерване на високи и ниски температури, както и за измерване температури на тела с малък топлинен капацитет, например температурата на насекоми и др. Приспособленията за измерване на температури чрез измерване на

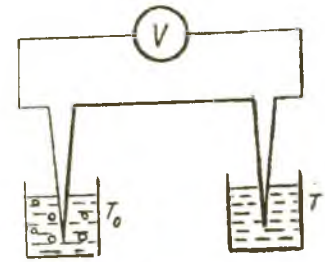
термоелектродвижеща сила се нарича *термоелементи*. Те се състоят от тънки жици на двойката метали с включен между тях чувствителен инструмент за измерване на термоелектродвижещата сила. Те могат да се градуират и направо в температурни градуси. Едната спойка се поставя при постоянна температура, например $T_0 = 0°$ C, а другата — в мястото, на което се измерва непознатата температура T C. На фиг. 313 е показан схематично такъв термоелемент. Съгласно уравнение (2)

$$T = T_0 + \frac{E}{k'},$$

където T_0 и k' са познати, а E се измерва. За определяне на температури до 800 C се употребява обикновено термоелемент от константан и желязо, а за температури до 1700° C — термоелемент от платина и сплав от платина и 10 % родий (Rh).

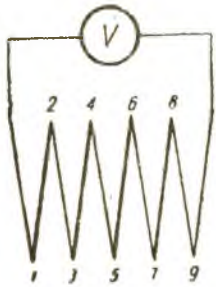
Таблица 20

Температурна разлика	Термоелектродвижеща сила в *мв*	
$T-T_0$[°C] при T_0=0°C	Pt—Pt с 10% Rh	константан — желязо
1	0,00	0,05
100	0,64	5,2
200	1,42	10,5
300	2,29	15,8
500	4,17	26,6
800	7,31	43,4
1000	9,56	—
1500	15,45	—
1700	17,81	—



Фиг. 313. Термоелемент

В табл. 20 са дадени термоелектродвижещите сили за горните два термоелемента при различни температурни разлики на спойките, когато студената спойка е при 0° C.



Фиг. 314. Термобатерия

За да се повиши чувствителността им, термоелементите се свързват последователно в *термобатерия* (фиг. 314). В този случай термоелектродвижещата сила при дадена температурна разлика се увеличава пропорционално на броя на термоелементите. При термобатерията всички нечетни спойки се нагряват, а четните трябва да бъдат например при 0° C.

Чувствителността на един термоелемент се повишава, ако той е поставен в подходящ евакуиран съд за намаляване на топлинните загуби. В тоя случай термоелементът се нарича *вакуумтермоелемент*.

При термоелементите електрическият ток се получава за сметка на топлина. Тъй като коефициентът на полезното им действие е незначителен (1 ÷ 3 %), термоелементите, респ. термобатериите, не се използуват като източници на

електрически ток. Техният коефициент на полезно действие η, както при всички топлинни машини, трябва да удовлетворява втория принцип на термодинамиката, т. е. да е по-малък от $\eta=\frac{T-T_0}{T}$ на идеалната термична машина, на която температурата на топлия и хладния резервоар отговаря на тая на спойките на термоелемента.

През 1834 г. Пелтие открива явление, което е противоположно на откритото от Зеебек. Ако през два съединени различни метала, например през един термоелемент, се пусне електрически ток от даден източник освен джаулова топлина в едната спойка се отделя и добавъчна топлина, а в другата спойка се поглъща също такова количество топлина. При определена посока на тока в едната спойка се отделя топлина, а при обратна посока на тока в същата спойка се поглъща топлина. Отделянето или отнемането на топлина в спойките е свързано с посоката на контактните потенциални разлики. Топлината се отделя в спойката, в която посоката на тока съвпада с посоката на контактната потенциална разлика.

XXVIII. ЕЛЕКТРИЧЕСКИ ТОК В ЕЛЕКТРОЛИТИ

§ 230. Електролиза

Механизмът за протичане на електрически ток през течни проводници се различава от тоя при металите. Повечето от течностите в чисто състояние не провеждат или слабо провеждат електрически ток. Например дестилираната вода, минералните масла, петролът, чистата сярна киселина са почти изолатори.

Ако обаче във вода или някоя друга течност се разтвори дори незначително количество сол, киселина или основа, разтворът провежда електрически ток, като силата му нараства в известна граница с увеличаване на концентрацията на разтвора. По-голям интерес представляват водните разтвори, които ще разгледаме тук.

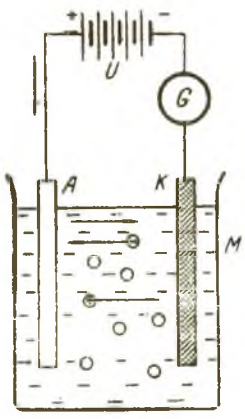
Живакът и другите метали в разтопено (течно) състояние провеждат добре електрическия ток, при което не настъпват химически промени. Това е указание, че носителите на електричеството са електроните. Следователно проводимостта при течните метали, както и при твърдите, е електронна.

Не е такъв случаят при протичане на електрически ток през разтвори на соли, киселини и основи, както и през соли, като NaCl, $PbCl_2$ и др., в разтопено състояние. Този процес винаги се съпровожда от настъпване на химически промени, при които тия вещества се разпадат на съставните си части. Такива течни проводници, протичането на електрически ток през които е свързано с химически процеси, се наричат *проводници от втори род* или *електролити*. При електролитите част от молекулите дисоциират на йони, които представляват атоми или атомни

групи, носещи електрически товари. При дисоцииране частите, загубили един или повече електрони, се превръщат в положителни йони, а останалите части от молекулите придобиват съответно един или повече електрони и се превръщат в отрицателни йони. В разтвора йоните се намират в хаотично топлинно движение и под действие на електростатични взаимодействия някои от йоните могат да се свържат в неутрални молекули, т. е. да *молизират*, а други молекули дисоциират и в разтвора настъпва динамично равновесие. Ако обаче в електролита се приложи външно електрическо поле, освен хаотично движение йоните извършват и насочено движение, което представлява електрически ток в електролита. Следователно протичането на електрическия ток през електролит се дължи на пренасяне на електрически товари от йоните, вследствие на което електролитите притежават *електролитна* или *йонна проводимост*.

При разтваряне във вода на някои вещества, като захар, глицерин и др., се получават разтвори, които не провеждат електрически ток. Това показва, че молекулите им при разтваряне във вода не дисоциират, т. е. остават неутрални.

Молекулите на солите, киселините и основите дисоциират особено силно във воден разтвор, което се обяснява с голямата диелектрическа константа на водата. Вследствие на това електрическите сили между диполите в молекулите на разтвореното вещество намаляват и под действие на взаимните удари на молекулите, предизвикани от топлинното им движение, те дисоциират.



Фиг. 315. Схематично показване на електролиза

За изучаване протичането на електрически ток през електролит ще разгледаме електролита в стъкления съд M (фиг. 315), в който са потопени две плочки A и K от еднакъв метал или въглен, наречени *електроди*. Двата електрода са свързани с полюсите на електрическа батерия с ниско напрежение U (около $6 \div 8$ *в*). Във веригата включваме и уред G за измерване силата на електрическия ток. Електродът A, съединен с положителния полюс на източника, се нарича *анод*, а електродът K, който е съединен с отрицателния полюс — *катод*. Под влияние на електрическото поле между електродите йоните се насочват към тях и през веригата протича ток. Положителните йони се движат в посока на полето — към катода, и поради това се наричат *катиони*, а отрицателните — в противоположна посока, т. е. към анода, и се наричат *аниони*. Катиони са обикновено йоните на металите и водорода, а аниони — остатъкът от разпадналите се молекули.

Като достигнат електродите, йоните се неутрализират — анионите отдават на анода излишните си електрони, които преминават в положителния полюс на източника, а катионите приемат от катода недостигащите им електрони, които идват от отрицателния полюс на източника. Следователно йоните се неутрализират на електродите и се отделят по

тях. На мястото на неутрализираните йони дисоциират нови молекули и т. н. По такъв начин във веригата протича непрекъснато ток, като по проводниците от I род (външната верига) електричеството се пренася от електрони, а по проводниците от II род — от йони.

Явлението, свързано с протичане на електрически ток през електролити, при което разтвореното вещество се разпада, се нарича електролиза.

Електролизата била известна още от началото на миналото столетие. Веднага след откриването на електрическия елемент от Волта руският учен В. Петров през 1802 г., като пропуска електрически ток през подкиселена вода, постига разлагане на водата на водород и кислород. Дейви през 1806 г. чрез електролиза получава металите калий и натрий. Редица други учени наблюдават различни химически промени при протичане на електрически ток през някои разтвори. Голяма заслуга в тези проучвания има английският учен Михаил Фарадей, който и открива законите, на които се подчинява електролизата.

При електролиза на някои разтвори на електродите се отделят непосредствено първичните продукти — съставните части на електролита. При други случаи получените първични продукти при електролизата, след като се отделят на електродите, където отдават електрическите си товари, влизат в химическа реакция с разтворителя или електродите, от която на електродите могат да се отделят вторични продукти. Такава реакция при електролизата се нарича *вторична реакция.*



Фиг. 316. Газов волтаметър

Апаратите, пригодени за извършване на електролиза, се наричат *волтаметри* или *кулонометри.*

Ще разгледаме електролизата на някои по-характерни вещества.

При електролиза за разтвор от сярна киселина молекулите ѝ дисоциират на положителен водороден йон H^+ и на отрицателен йон SO_4^{--}, което се изразява по следния начин:

$$H_2SO_4 \rightarrow 2H^+ + SO_4^{--}.$$

Ако електродите са платинови (фиг. 316), на катода се отделя водород, а на анода — групата SO_4. Но тъй като групата SO_4 не може да съществува в свободно състояние, тя влиза във вторична реакция с водата и протича реакцията

$$2SO_4 + 2H_2O = 2H_2SO_4 + O_2,$$

т. е. на анода се отделя кислород и се получава сярна киселина. Следователно при електролиза на разтвор от сярна киселина на катода се отделя водород, а на анода — кислород, като на всеки атом кислород отговарят два атома водород, т. е. те се намират в обемно отношение 1:2 в каквото отношение са и във водата. Получените крайни продукти от-

говарят в същност на разлагане на водата, а количеството на сярната киселина в разтвора остава неизменно.

Ако при електролиза на сярна киселина електродите са оловни, на катода също се отделя водород, а на анода групата SO_4, която сега влиза във вторична реакция с оловото, а именно

$$SO_4 + Pb = PbSO_4.$$

Вследствие на електролизата част от молекулите на сярната киселина се разпадат, поради което концентрацията на разтвора намалява.

При електролиза на разтвор от сребърен нитрат между сребърни електроди процесът протича така:

$$AgNO_3 \rightarrow Ag^+ + NO_3^-$$

На катода се отделя сребро, а на анода — групата NO_3. Тя влиза във вторична реакция с анода и се получава сребърен нитрат:

$$Ag + NO_3 = AgNO_3,$$

който се разтваря във водата. По такъв начин масата на анода намалява а тази на катода съответно се увеличава, т. е. вследствие вторичната реакция среброто на анода се пренася върху катода, а концентрацията на разтвора остава същата.

При електролиза на слаб разтвор от KJ процесът протича така:

$$KJ \rightarrow K^+ + J^-.$$

Отделеният на катода калий влиза във вторична реакция с водата:

$$2K + 2H_2O = 2KOH + H_2.$$

Отделя се водород и в разтвора около катода се получава KOH, която от прибавен фенолфталеин се оцветява червено. На анода се отделя йод, от който разтворът се оцветява кафяво.

Когато се взема за електролит стопен NaCl, при електролизата на катода се отделя Na, а на анода Cl. Ако обаче електролитът е разтвор от натриев хлорид, при електролиза с платинови електроди се получава

$$NaCl \rightarrow Na^+ + Cl^-$$

Отделеният натрий на катода и хлор на анода влизат във вторична реакция с водата:

$$2Na + 2H_2O = 2NaOH + H_2;$$

$$4Cl + 2H_2O = 4HCl + O_2.$$

На катода се отделя водород H_2 и се получава натриева основа, а на анода се отделя кислород O_2 и се получава солна киселина.

§ 231. Закони на Фарадеи за електролизата

През 1834 г. Фарадей установява по опитен път два закона за електролизата.

Първият закон на Фарадей се отнася до връзката между отделеното количество вещество на електродите и пренесеното от йоните през електролита количество електричество. Той гласи: *масата m на веществата, отделена при електролизата на всеки от електродите, е пропорционална на преминалото през електролита количество електричество Q, респ. на силата на електрическия ток I и на времето t, през което токът е протичал*, т. е.

$$m = aQ = aIt. \tag{1}$$

Коефициентът на пропорционалност a е характерен за отделяното върху всеки електрод вещество и се нарича *електрохимически еквивалент*. Той е равен на масата на веществото, отделена върху електрода при преминаване през електролита на един кулон електричество или при протичане на ток със сила един ампер за една секунда.

Опитно полученият от Фарадей закон е потвърден по-късно и теоретично. Нека елементарния електрически товар означим с e. Според валентността на елемента n всеки йон през електролита пренася товар ne. Ако до електрода достигат z йони, товарът, който се отдава на електрода, е

$$Q = zne. \tag{2}$$

След като този товар се отдаде на електрода, върху последния се отделя маса m, равна на произведението от масата μ на атома и броя z на атомите, отделени върху електрода:

$$m = z\mu. \tag{3}$$

Като се елиминира z от уравнения (2) и (3), се получава

$$m = \frac{\mu}{ne} Q. \tag{4}$$

Но тъй като атомното тегло A на едно вещество е отношението от масата μ на атома на веществото и $^1/_{16}$ от масата μ_0 на кислородния атом, т. е.

$$A = \frac{\mu}{\frac{1}{16}\mu_0} = \frac{16\mu}{\mu_0}, \tag{5}$$

масата на атома се изразява с

$$\mu = \frac{A\mu_0}{16}. \tag{6}$$

Като заместим (6) в (4), се получава

$$m = \frac{\mu_0}{16e} \frac{A}{n} Q. \tag{7}$$

За дадено вещество

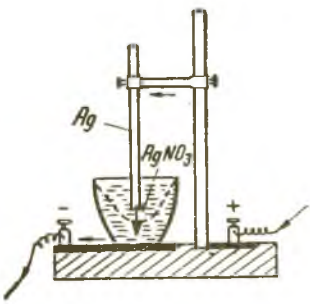
$$\frac{\mu_0}{16e}\frac{1}{n}=a \tag{8}$$

е постоянна величина и уравнение (7) може да се напише във вид

$$m=a\,Q=aIt,$$

което е първият закон на Фарадей.

Масата m на отделеното вещество и времето t могат да се измерят много точно. Като се знае електрохимическият еквивалент a, може да се пресметне точно протеклото количество електричество Q в кулони или силата на тока I в ампери. За целта се използуват подходящи волтаметри; например със сребърен волтаметър (фиг. 317), който има за катод сребърна паничка, за анод — пръчка от чисто сребро и електролит — разтвор от чист сребърен нитрат, споменатите величини се измерват с голяма точност. Връзката между количеството сребро, отделено на катода, и силата на тока е толкова точно повторима, че единицата за сила на електрическия ток е определена на Международния конгрес в Лондон през 1908 г. така: *постоянен ток, който отделя на катода от разтвор на чист сребърен нитрат 1,11800 мг сребро за 1 сек, има сила 1 международен ампер.*



Фиг. 317. Сребърен волтаметър

Вторият закон на Фарадей се отнася до връзката между електрохимическия и химическия еквивалент или грамеквивалента на веществата. Последният е числено равен на отношението X между атомното тегло A и валенцията n на веществото:

$$X=\frac{A}{n}.$$

Грамеквивалентът на едно вещество се определя още като количество от веществото, изразено в грамове, което се съединява с 1,0078 *г* водород или го замества в съединенията му. Числено грамеквивалентът, както посочихме, се изразява чрез химическия еквивалент $X=\frac{A}{n}$, взет в грамове.

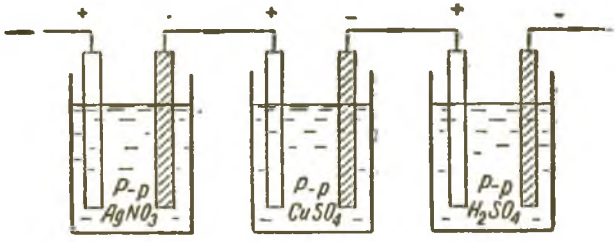
Тъй като $\frac{\mu_0}{16e}=k'$ е постоянна, независеща от веществото величина, от уравнение (8) следва, че

$$a=k'\frac{A}{n}=k'X, \tag{9}$$

т. е. електрохимическият еквивалент за всяко вещество е пропорционален на химическия му еквивалент.

От уравнения (7), (8) и (9) следва, че ако се свържат последователно няколко волтаметъра с различни електролити, както е показано на фиг. 318, и се пропусне през тях ток с постоянна сила, т. е. през всеки от тях да преминава едно и също количество електричество, се получава зависимостта

$$m_1 : m_2 : m_3 = \frac{A_1}{n_1} : \frac{A_2}{n_2} : \frac{A_3}{n_3} = a_1 : a_2 : a_3. \qquad (9')$$



Фиг. 318. Последователно съединение на волтаметри с различни електролити за проверк на втория закон на Фарадей

Тази зависимост, както и уравнение (9), изразяват втория закон на Фарадей, който гласи: *отделените количества вещества от всеки електролит на електродите, когато през електролитите протича ток еднаква сила, се отнасят помежду си, както техните грамеквиваленти* или още *отношението от електрохимическите еквиваленти и грамеквивалентите (вж. уравн. 9) за всяко вещество е величина постоянна*, т. е.

$$k' = a : \frac{A}{n} = \frac{\mu_0}{16e} = 10{,}36 \cdot 10^{-6} \text{ г/к}.$$

От уравнение (7) следва също, че ако отделената на електрода маса от веществото е равна на грамеквивалента, т. е. ако

$$m = \frac{A}{n},$$

преминалото през електролита количество електричество е

$$Q = \frac{A}{na} = \frac{16e}{\mu_0} = \frac{1}{k'} = \frac{1}{10{,}36 \cdot 10^{-6}} = 96\,500 \text{ к}.$$

Следователно грамеквивалент от какво и да е вещество пренася през електролита винаги такова количество електричество, което е равно на 96 500 *к* и се нарича *Фарадеево число* (*F*).

В табл. 21 са дадени данни за величините, характерни за някои вещества при електролиза.

Таблица 21

Вещество	Атомно тегло A	Валенция n	Електрохимически еквивалент a	Грамеквивалент $X=\frac{A}{n}$	Ел. товар, пренесен от 1 грам атом (A в г) $\frac{A}{a}$ в кулони	Фарадеево число $F=\frac{A}{na}$ в кулони
Сребро	107,88	1	1,118	107,88	96,500	96,510
Водород	1,008	1	0,01045	1,008	96,500	96.460
Кислород	16,00	2	0,0829	8,00	193.000	96,502
Хлор	35,46	1	0,3675	35,46	96,500	96,494
Мед	63,57	2	0,3294	31,785	193,000	96,480
Алуминий	26,97	3	0,0936	8,99	289,500	96,510
Олово	207,21	2	1.0740	103,65	193,000	96,475
Желязо	58,85	2	0,2893	27,925	193,000	96,510

Като се има пред вид, че един граматом от дадено вещество има $N=6{,}023\,.\,10^{23}$ атома, може да се пресметне количеството електричество, което пренася всеки йон при електролизата. Например един едновалентен йон пренася електричество

$$e=\frac{96\,500}{6{,}023\,.\,10^{23}}\quad k=1{,}601\;\;10^{-19}\quad k=4{,}803\,.\,10^{-10}\;\textit{ел. ст. ед. кол. ел.}$$

Това е най-малката частица количество електричество, наречено *елементарен електрически товар*, който е равен на количеството електричество на един електрон; за товара на електрона, измерен с други методи и при други условия, се получава същата стойност. Това показва, от една страна, пълното единство на електрическите явления и от друга страна, атомния строеж на електричеството.

Във всяко електрическо явление количеството електричество, което участвува, е кратно на елементарния товар.

Йоните с по-висока валентност пренасят толкова елементарни товари, колкото е валентността им $-q=ne$.

§ 232. Електрически елементи

Както се установи в § 228, в затворена верига, съставена само от проводници от първи род при еднаква температура, не се поражда електродвижеща сила. Волта през 1800 г. установява, че в затворена верига се поражда електродвижеща сила само когато в нея е включен и електролит. Източниците на електродвижещата сила, почиващи на тоя принцип, се наричат *галванични* или *електрически елементи*. Тук ще разгледаме ролята на електролита за пораждане на електродвижеща сила.

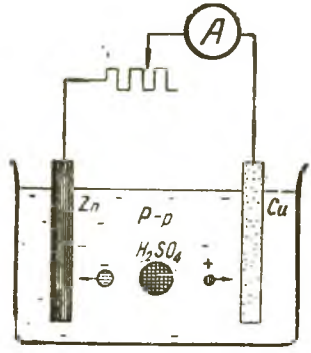
Нека във воден разтвор на сярна киселина се потопи цинкова пластинка (фиг. 319); между цинка и разтвора настъпва взаимодействие — цинкът се „разтваря“. При това цинкови положителни йони преминават

в разтвора. В резултат на този процес цинковата пластинка се наелектризира отрицателно, а разтворът — положително.

Проникването на металните йони от метала в разтвора се нарича *напрежение на разтваряне.*

По този начин на границата между цинковата пластинка и разтвора се създава потенциална разлика, която все повече расте и когато достигне до определена стойност — *потенциален скок*, компенсира процеса на разтваряне и той спира — електрическите сили уравновесяват химическите. Приемаме, че преди разтваряне на метала са липсвали йони от него в електролита. Големината на потенциалния скок зависи от естеството на метала и разтвора.

Ако в същия разтвор се потопи и втора метална пластинка, например медна, както е показано на фиг. 319, оказва се, че напрежението на разтваряне между разтвора и медната пластинка е по-малко, отколкото между разтвора и цинковата пластинка. Поради това медната пластинка е по-слабо наелектризирана отрицателно, отколкото цинковата и затова нейният потенциал се приема за по-висок. Следователно и тук, на границата между медната пластинка и разтвора, се създава потенциален скок, който обаче е различен от тоя на границата между цинковата пластинка и разтвора.



Фиг. 319. Пораждане на електродвижеща сила във верига с електролит

От изложеното следва, че между медната и цинковата пластинка, когато са потопени в слаб разтвор от сярна киселина, се поражда определена потенциална разлика, която е около 1,1 *в*.

Ако се съединят цинковата и медната пластинка с проводник, поради съществуващата потенциална разлика излишните и лесноподвижни електрони от цинковата пластинка преминават в медната. Това нарушава равновесието, потенциалният скок на границата цинк — разтвор намалява, поради което цинкови йони отново преминават в разтвора.

Електроните, преминали на медната пластинка, също нарушават равновесието и нейният потенциален скок се изменя. За възстановяване на равновесието електроните от медната пластинка преминават на положителни йони в разтвора, намиращи се непосредствено до медната пластинка, и ги неутрализират, а отрицателните йони се отблъскват от същия електрод. Така в разтвора се създава непрекъснато движение на положителните йони към медната пластинка, а на отрицателните — към цинковата, както е означено на фиг. 83.

Следователно поддържането на постоянна потенциална разлика между двете пластинки става за сметка на химическата енергия, произлизаща от взаимодействието на разтвора и металните пластинки. Тази разлика обуславя електродвижещата сила на галваничния елемент.

Следователно ролята на проводник от втори род, включен във ве-

рига на проводници от първи род, е решаваща за наличие на електродвижеща сила в такава верига.

Комбинацията от медна и цинкова пластинка, потопени в слаб разтвор от сярна киселина (около 20 %), е открита от италианския физик Волта и се нарича *елемент на Волта.*

Външният край на медната пластинка, която има по-висок потенциал в сравнение с цинковата, се нарича *положителен полюс*, а на цинковата — *отрицателен полюс.*

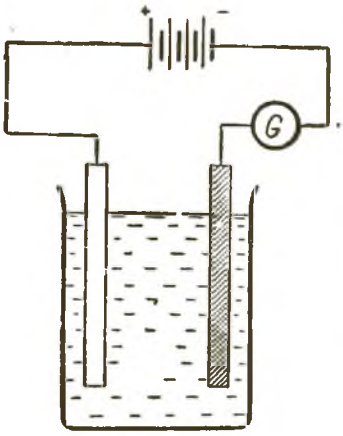
Когато веригата на елемента се затвори, непрекъснато става насочено пренасяне на електрически товари по нея — протича електрически ток. Във външната верига токът се дължи на пренасяне на електрони от цинка към медта, а в електролита — на йоните, като положителните се движат от цинка към медта, а отрицателните — от медта към цинка. Посоката на движението на електроните определя действителната посока на тока в проводниците от първи род — външната верига на елемента. Условно обаче се приема за *техническа посока* на тока протичането му вън от елемента от медта към цинка или общо за всеки източник — от положителния към отрицателния полюс, а вътре — от цинка към медта или изобщо от отрицателния към положителния полюс. В електролитите посоката на тока е посоката на движение на положителните йони.

При елемента на Волта установихме причината за пораждане на електродвижещата сила. Когато свържем полюсите му с външна верига, например електрическа лампа за 3,5 *в*, забелязва се, че силата на протичащия ток постепенно отслабва и токът може да спре, което показва, че електродвижещата сила постепенно намалява. Това се дължи на изменяне на електродите в резултат на химическите процеси: медният електрод се изменя, като се покрива с водород, а цинковият остава неизменен, но се разяжда. Изменението на електродите се нарича *поляризация на електродите*, което води до създаване на нов елемент със своя електродвижеща сила. Възбудената нова електродвижеща сила се нарича *поляризационна електродвижеща сила.* Последната е обратна на първичната, постепенно се увеличава и може да стане равна на първичната.

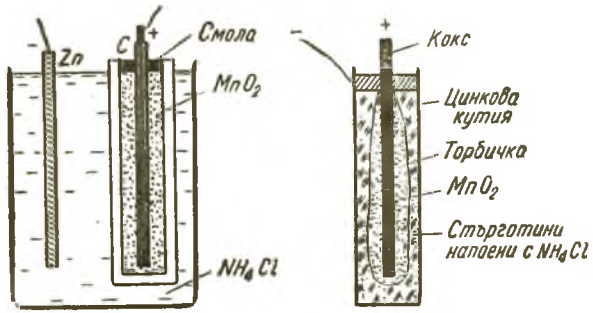
Пораждането на поляризационна електродвижеща сила, както и показването, че тя е обратна на тая на източника, може да се демонстрира със следния опит. В съд с разредена сярна киселина се потапят оловни или въгленови електроди (фиг. 320). От външен източник за известно време през електролита се пропуска ток, силата и посоката на който се отчита по галванометър *G*, включен във веригата. Ако изключим източника и затворим веригата, забелязваме протичане на ток в обратна посока, който се дължи на поляризационната електродвижеща сила. Поляризацията на електродите в този случай се дължи на отделянето на водород върху катода и кислород върху анода. Те обвиват съответно електродите и се получава нов елемент с определена електродвижеща сила.

Ето защо, за да се запази постоянна електродвижещата сила на елемента на Волта, трябва водородът от повърхността на медния елек-

трод непрекъснато да се отстранява. Това може да стане по механичен начин чрез разбъркване, което не е практично. Отстраняването на поляризацията се извършва по химически начин, което се постига, като около съответния електрод на елемента или в електролита се слагат вещества, наречени *деполяризатори*, които се свързват с отделящото се там вещество и електродът не се изменя.



Фиг. 320. Показване поляризационната електродвижеща сила



Фиг. 321. Елемент на Лекланше

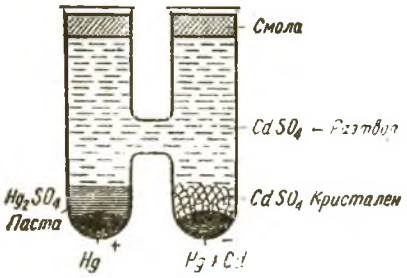
Освен елемента на Волта съществуват и други електрически елементи, при които поляризацията е отстранена чрез деполяризатори. Такива са елементите на Даниел, Лекланше, Грене и др. Те се употребяват все още като източници на електрически ток

Елемент на Лекланше (фиг. 321). Състои се от стъклен съд с наситен воден разтвор от нишадър (NH_4Cl), в който се потапя цинкова пръчка, която служи за отрицателен електрод. В съда се поставя пористо глинено гърне, в което е въгленът — положителен електрод, около който има пиролузит (MnO_2), служещ за деполяризатор. Когато през елемента протича ток, положителните йони на нишадъра NH_4 се движат към въгленовия електрод. След като се неутрализират, те се разпадат на амоняк (NH_3), който се поглъща от водата, и на водород, който се окислява от пиролузита, и се получава вода. Отрицателните Cl йони достигат цинковия електрод и след неутрализиране образуват с цинка $ZnCl_2$, който се разтваря; по такъв начин цинковият електрод изтънява, без да се изменя. Следователно електродите на елемента остават неизменни — избягва се поляризирането му. Електродвижещата му сила е около 1,5 *в*.

Сухите елементи, използувани за електрически фенерчета, радиобатерии и др., са предимно елементи на Лекланше. При тях съдчето е от цинкова ламарина. С нишадърения разтвор са напоени дървени стърготини, с което се избягва изливането на електролита от съдчето. В средата на съдчето е поставен въгленовият електрод, който е обвит с

пиролузит. Елементът е затворен със смола, за да се предпази електролитът от изпаряване.

Нормален елемент на Вестън. Той има характерна форма, показана схематично на фигура 322. За положителен електрод служи живак, а за отрицателен — кадмиева амалгама. Полюсите се извеждат от съда с платинови жици. Над живака има пласт от $HgSO_4$. Над отрицателния електрод има кристали от $CdSO_4$, над които има концентриран разтвор от кадмиев сулфат; той именно е електролитът. Отгоре съдът е затворен херметически. Електродвижещата сила на елемента е 1,0183 *в*, която практически не зависи от температурата. Този елемент не се употребява за получаване на ток, а като източник с постоянна електродвижеща сила за сравняване електродвижещата сила на други източници. При употребата му трябва да се вземат мерки да не се черпи ток, по-силен от 0,00005 *а*. Ако не се спазва това условие, елементът бързо се поврежда.



Фиг. 322. Нормален елемент на Вестън

Електродвижещата сила при електрическите елементи не зависи от големината им, а от техния състав.

При електролизата се установи, че протичането на електрически ток през електролит е придружено с химически процеси — за сметка на електрическа енергия се получават химически реакции. При електрическите елементи става обратно — за сметка на химически взаимодействия се получава електрическа енергия.

§ 233. Акумулатори

Както вече се установи, когато преминава ток през верига, съставена от два еднакви метални електрода и електролит, настъпва поляризация на електродите и се създава поляризационна електродвижеща сила, т. е. създава се елемент, от който може да се черпи електрически ток в продължение на известно време.

Галванична система, способна да акумулира под действието на електрически ток химическа енергия и да я отдава във вид на електрическа енергия, се нарича *акумулатор* или *вторичен елемент*.

При галваничните елементи пораждането на поляризационна електродвижеща сила е вредно и се налага тя да се отстрани; при акумулаторите, обратно, тя се използува за получаване на електрически ток.

Един акумулатор трябва да отговаря на следните две условия: електродвижещата му сила да остава продължително време постоянна и да е възможно пълното му възстановяване след изчерпване на електрическата енергия, т. е. да е обратим.

Оловният акумулатор (фиг. 323) е даден най-напред от френския физик Планте — 1860 г. Електродите му са оловни, а електроли-

тът е 20-процентов разтвор на сярна киселина. Електродите влизат в химическа реакция със сярната киселина, от която по повърхността им се получава оловен сулфат ($PbSO_4$). Ако през акумулатора се пропуска електрически ток от външен източник, поради електролизата на сярната киселина положителните водородни йони се движат по посока на тока — към отрицателния електрод, а отрицателните SO_4 йони — в обратна посока на тока — към положителния електрод. На електродите се развиват реакциите:



Фиг. 323. Оловен акумулатор

$$+\text{електрод}: \quad PbSO_4 + SO_4 + 2H_2O = PbO_2 + 2H_2SO_4;$$

$$-\text{електрод}: \quad PbSO_4 + H_2 = Pb + H_2SO_4.$$

Следователно при протичане на електрически ток през акумулатора, който процес се нарича *пълчене на акумулатора*, на положителния електрод става превръщане на $PbSO_4$ в PbO_2, а на отрицателния електрод — на $PbSO_4$ в чисто олово. Същевременно през време на пълненето на акумулатора непрекъснато се увеличава концентрацията на сярната киселина. Напълненият акумулатор е елемент с два различни полюса и може да дава електрически ток при постоянна електродвижеща сила от 2 *в*, която не зависи от големината на акумулатора.

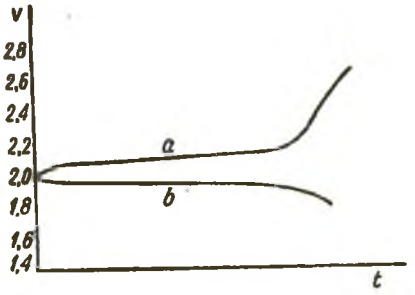
Ако полюсите на акумулатора се свържат с подходяща външна верига, от него се получава ток, който във външната верига тече от положителния електрод PbO_2 към отрицателния Pb, а вътре в елемента — от Pb към PbO_2. Положителните водородни йони се движат по посока на тока и се отделят на положителния електрод PbO_2, а отрицателните SO_4 йони — на отрицателния електрод Pb. При този процес, наречен *изпразване на акумулатора*, се получава ток от акумулатора и на електродите се развиват реакциите:

$$+\text{електрод}: \quad PbO_2 + H_2 + H_2SO_4 = PbSO_4 + 2H_2O;$$

$$-\text{електрод}: \quad Pb + SO_4 = PbSO_4.$$

Следователно изпразването на акумулатора е свързано с постепенно сулфатизиране на електродите и намаляване на концентрацията на електролита. Преди обаче да е настъпило пълно сулфатизиране на електродите, в резултат на което електродвижещата сила на акумулатора би спаднала до нула, трябва да се спре изпразването и веднага да започне пълненето на акумулатора до окончателното му възстановяване. Границата на изпразването на оловния акумулатор е настъпила, когато електродвижещата му сила спадне до 1,8 *в* или концентрацията на сярната киселина се намали от плътност 1,24 до 1,16. Това може да се следи съответно с волтметър или ареометър. Ако не се спазват тия условия, плочите на акумулатора бързо се разрушават.

Изменението на напрежението на акумулатора е представено графически на фиг. 324 през време на напълването (*а*) и изпразването му (*б*). Когато акумулаторът е напълнен, електродвижещата му сила се покачва до 2,7 *в*. Когато обаче пълненето спре, тя бързо спада до 2 *в* и през време на изпразването му остава постоянна, докато наближи пълното изчерпване на енергията му; тогава е. д. с. спада бързо до 1,8 *в*.



Фиг. 324. Напрежението на оловен акумулатор при пълнене (*а*) и при изпразване (*б*)

Количеството електричество, което може да се вземе от напълнен акумулатор до пълното му изпразване, се нарича *капацитет на акумулатора*.

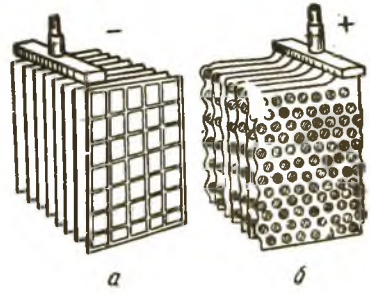
Капацитетът на акумулатора се измерва в *амперчаса* (*ач*) (1 амперчас = = 3600 *кул*. Например от акумулатор с капацитет 40 *ач* може да се черпи електрически ток със сила 1 *а* в продължение на 40 часа или ток със сила 2 *а* в продължение на 20 часа и т. н. От един акумулатор обаче не може да се вземе ток с произволна сила. За всеки акумулатор фабрично е определена максимална сила на тока при пълнене и изпразване, която не трябва да се надминава.

Капацитетът на акумулатора зависи главно от количеството електродна маса (на 1 *кг* електродна маса отговаря капацитет около 12 *ач*), но зависи също така и от големината на повърхността на електродите и от силата на тока. При слаб ток капацитетът е по-голям.

Отношението между електрическата енергия, получена при изпразване на акумулатора ($U_1I_1t_1$), към енергията, изразходвана за пълненето му ($U_2I_2t_2$), се нарича *коефициент на полезно действие на акумулатора* (к. п. д.) η:

$$\eta = \frac{U_1I_1t_1}{U_2I_2t_2}.$$

За оловния акумулатор η е около 80 %.



Фиг. 325. Отрицателен (*а*) и положителен (*б*) електрод на акумулатор

Електродите на фабричните оловни акумулатори се изработват по доста сложен начин от олово, в което има примес от няколко процента антимон, за да придобият по-голяма твърдост. Те приличат на пчелни пити с килийки, които имат различна форма. Килийките на положителния електрод се изпълват с шуплива маса от PbO_2, а на отрицателния електрод — с гъбесто олово. Електродите са съставени от няколко паралелно съединени плочи (фиг. 325), за да се получи по-голяма повърхност и по-малко разстояние между тях, чрез което се намалява вътрешното съпротивление на акумулатора. Плочите на отрицателния електрод (фиг. 325 *а*) са с една повече от тия на положителния (фиг. 325 *б*). Отри-

цателният електрод има сив цвят, а положителният — кафяв, по които лесно се разпознават. Всеки нов фабричен акумулатор, след като се изплакне с дестилирана вода, се напълва с акумулаторна сярна киселина до 1 — 2 *см* над плочите и след напълването му, т. е. след пропускане на ток с определена сила и време, е готов за употреба.

Оловният акумулатор има живот около 10—15 години, ако се полагат грижи за доброто му поддържане и правилното му използуване.

Желязно-никеловият акумулатор е даден за пръв път от Едисон в 1903 г. Той има за положителен електрод $Ni(OH)_3$, за отрицателен електрод — гъбесто желязо и електролитът му е 20-процентов разтвор от калиева основа. Електродвижещата му сила е 1,30 *в*.

Желязно-никеловите акумулатори имат редица предимства пред оловните, а именно: издържат на силни механични сътресения, могат да се изпразват докрай, без да се развалят, по-леки са при еднакъв капацитет (на 1 *кг* електродна маса отговаря капацитет около 30 *ач*). Те обаче имат и редица недостатъци: електролитът им с течение на времето се превръща в K_2CO_3 от поглъщания от атмосферата CO_2; по-скъпи са; електродвижещата им сила не остава напълно постоянна през време на изпразването им; коефициентът на полезно действие е по-малък ($\eta = 50 \div 60\,\%$).

Акумулаторите намират широка употреба в научните и техническите лаборатории като източници за постоянен ток с постоянно напрежение. Те се употребяват и в практиката, като почти напълно са изместили първичните електрически елементи; използуват се в автомобилите, самолетите, подводниците, електрокарите и др.

XXIX. ЕЛЕКТРИЧЕСКИ ТОК В ГАЗОВЕ

§ 234. Електрически ток в неразредени газове

Опитите показват, че наелектризиран електроскоп с най-добра изолация при продължително стоене във въздух намалява товара си. Такова разсейване на електрическия товар от добре изолирани проводници е наблюдавал още Кулон. Допускало се, че разсейването на електричеството се дължи на известна, макар и много слаба, електропроводност на въздуха. Това допускане било потвърдено, като проводността на въздуха се увеличавала по различни начини с подходящи външни средства. Например, ако до наелектризиран електроскоп се поднесе пламък и топлият въздух на пламъка се духа към електроскопа, той бързо загубва товара си. Също така, ако наелектризирана ебонитова пръчка се прекара над пламък, тя напълно загубва товара си. Когато наелектризиран електроскоп се облъчва с ултравиолетови, рентгенови или радиоактивни лъчи, той също бързо загубва товара си. Ясно е, че всички тези фактори способствуват за увеличаване електропроводимостта на въздуха и изобщо на газовете.

Увеличаването на електропроводимостта на газовете се обяснява по следния начин. Под действие на някои от споменатите фактори неутралните газови молекули се превръщат в йони. Това става, когато един или повече електрони се отделят от молекулата и останалата ѝ част остава положително натоварена. Отделените електрони могат да се долепят към дадена неутрална молекула и тя става отрицателно натоварена. По този начин от неутралните молекули се получават *газови йони*. Когато част от молекулите на газа са се превърнали в йони, казва се, че газът е в *йонизирано състояние*. Факторите, чрез които газовете се йонизират, се наричат външни *йонизатори* или *йонизиращи причини*.

На фиг. 326 са дадени схематично няколко вида йони, получени чрез откъсване или присъединяване на един или повече електрони, а така също



Фиг. 326. Видове газови йони

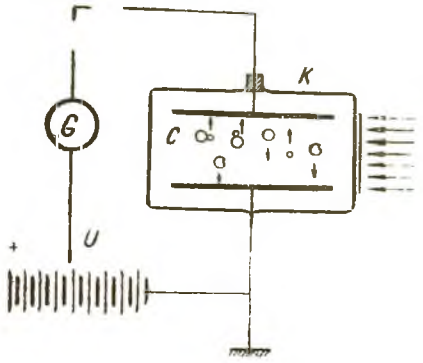
и йони, получени чрез присъединяване на няколко неутрални молекули към един електрон или към един положителен йон. По същия начин могат да се получат и големи комплексни йони, наречени *тежки* или *ланжвенови йони* (по името на откривателя им Ланжвен, 1905 г.).

Когато около наелектризирано и добре изолирано тяло има достатъчно йони, поради електростатичното взаимодействие йоните с противоположни товари се привличат от него и неутрализират товара му. Във въздуха винаги има йони в незначително количество, дължащи се на различни причини, например на ултравиолетова светлина от Слънцето, на излъчвания на радиоактивни вещества, намиращи се в земята и водите, и др. На тези йони във въздуха се дължи обезелектризирането — бавното разсейване на електрическите товари от наелектризирани и изолирани тела.

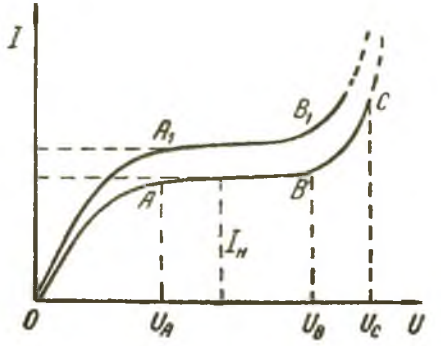
Газовите йони с противоположни товари поради електростатично взаимодействие могат да се свържат в неутрални молекули. Този процес на възстановяване на неутрални молекули се нарича *рекомбинация*. Когато даден газ се йонизира с постоянна йонизираща причина, в него бързо настъпва динамично равновесие — в единица време се образуват толкова йони, колкото се рекомбинират, така че броят на йоните в единица обем остава постоянен. Ако премахнем йонизиращата причина, йоните, дължащи се на нея, след кратко време рекомбинират и електропроводимостта на газа намалява. Следователно електропроводимостта на газовете е свързана с йонизиращата причина и с това тя се отличава от електропроводимостта при електролитите, където при дадена концентрация на електролита количеството на йоните остава постоянно.

Съгласно молекулно-кинетичната теория йоните и електроните във въздуха, когато няма електрическо поле, се намират в хаотично топлинно движение. Под действие на електрическото поле те подобно на йоните

в електролитите започват да се движат и насочено, от което се обуславя електрическият ток в газовете. За да се установи зависимостта на електрическия ток от напрежението, се използува опитната постановка, дадена схематично на фиг. 327. Така наречената йонизационна камера K с плоски конденсатор C съдържа даден газ, който може да се йонизира с подходящ постоянен йонизатор, например рентгенови лъчи. На конденсатора се прилага постоянно напрежение U, което може да се изменя. Във веригата се включва и галванометър G за измерване на тока.



Фиг. 327. Схема на постановка за установяване зависимостта между напрежението и електрическия ток в газовете



Фиг. 328. Изменяване силата на електрическия ток в газ в зависимост от напрежението; OAB несамостоятелно, BC преход от несамостоятелно към самостоятелно, от C самостоятелно изпразване

Ако на конденсатора се приложи напрежение, а газът не е йонизиран, във веригата не протича ток. Ако газът се йонизира, а на конденсатора не е приложено напрежение, също не протича ток, тъй като йоните и електроните са в хаотично движение. Приложи ли се във втория случай и напрежение, йоните и електроните под действието на полето започват да се движат насочено — положителните към отрицателния електрод — в посока на полето, а отрицателните и електроните — към положителния електрод. Достигайки електродите, те отдават електрическите си товари и по такъв начин в газа се създава електрически ток. Зависимостта на силата на тока I от напрежението U е представена графически на фиг. 328.

Стръмната и почти права част OA в началото на графиката показва, че само при неголеми стойности на напрежението силата на тока се изменя пропорционално на напрежението, т. е. в сила е законът на Ом. И действително, когато се повишава напрежението между електродите, увеличава се и скоростта на йоните и до електродите достигат все повече йони, преди да рекомбинират. Като се повишава по-нататък напрежението, силата на тока се увеличава по-бавно, като достига една постоянна стойност $I_н$, която вече не се изменя с повишаване на напрежението. Тази

стойност на тока, представена с хоризонталната част AB на кривата, се нарича *наситен ток*. Наситеният ток се получава тогава, когато напрежението достигне определена стойност, при която всички получени йони в 1 *сек* придобиват такава скорост, че достигат електродите, преди да рекомбинират. Под действие на постоянното електрическо поле йоните би трябвало да се движат ускорително, но поради ударите им в неутралните молекули те скоро придобиват постоянна скорост. Ако и да се повишава напрежението, силата на тока по-нататък не се увеличава, тъй като за единица време до електродите достига същият брой йони, но с по-голяма скорост, защото от йонизатора в 1 $см^3$ за 1 *сек* се получава все същият брой йони.

Ако с N означим броя на йоните с еднакъв знак, получени между двата електрода за 1 *сек* в 1 $см^3$, с S — площта на всеки от електродите, с d — разстоянието между тях и с q — товара на един йон, то силата на наситения ток $I_н$ е

$$I_н = NqSd, \tag{1}$$

т. е. тя е пропорционална на броя на получените йони и следователно зависи от интензивността на йонизатора. Зависимостта е в сила само когато йонизацията се извършва в целия обем Sd, определен от електродите.

От уравнение (1) се получава

$$N = \frac{I_н}{qSd} = \frac{J_н}{qd}, \tag{2}$$

където $J_н$ е плътността на наситения ток. Формула (2) показва, че броят на получените йони в 1 $см^3$ за 1 *сек* (респ. силата на йонизатора) може да се определи от стойността на наситения ток или от неговата плътност $J_н$.

Следователно хоризонталната част AB от графиката, която дава наситения ток $I_н$, може да служи за преценяване на интензивността на йонизатора. При друг, например по-интензивен йонизатор тази част се отмества съответно успоредно на AB (A_1B_1). Щом се прекрати действието на йонизатора, токът също се прекратява. Поради това протичането на ток под действието на йонизатор се нарича *несамостоятелно изпразване*.

Като пример за наситен ток ще разгледаме следния случай. В атмосферата близо до земната повърхност вследствие на радиоактивни излъчвания от почвата и водата и от космичните лъчи в 1 $см^3$ за 1 *сек* се образуват пет йона с еднакъв знак. Нека всеки йон е с елементарен товар. Да определим силата на наситения ток, получен от споменатите причини между плочите на плосък кондензатор; всяка плоча да има повърхност $S = 100\ см^2$ и плочите да отстоят една от друга на разстояние $d = 5\ см$. Съгласно уравнение (1) силата на наситения ток е

$$I_н = 5 \,.\, 1{,}6 \,.\, 10^{-19} \,.\, 500\, a = 4 \,.\, 10^{-16}\, a,$$

съответно плътността на наситения ток е

$$J_н = \frac{I_н}{100} = 4 \,.\, 18^{-18}\ a/см^2.$$

Вижда се, че атмосферният въздух при обикновени условия притежава, макар и слаба, но все пак установима проводимост, на която се дължи бавното разсейване на товара от наелектризирани и изолирани тела във въздуха.

С повишаване на напрежението след U_B (фиг. 328) токът отново започва постепенно да нараства. Но когато напрежението достигне достатъчно висока стойност U_C — интензивността на полето стане от порядък на няколко десетки хиляди волта на сантиметър, токът внезапно нараства силно — настъпва *пробив на газа* между електродите.

Напрежението между електродите в тоя случай се нарича *пробивно напрежение*. Опитно е установено, че пробивът на газа настъпва при определено, характерно за всеки газ отношение от интензивността на полето и налягането на газа — $\frac{E}{p}$

Бързото увеличаване на силата на тока се дължи на следните причини. Под влияние на значително увеличеното напрежение между електродите електроните и йоните придобиват съответно такива скорости и кинетична енергия по дължината на своя пробег, че при ударите си с неутрални молекули ги йонизират. Новополучените електрони и йони също предизвикват йонизация и т. н. Такава йонизация се нарича *ударна*. В този случай броят на заредените частици расте в геометрична прогресия — образува се *лавина от електрони и йони*, които се насочват към електродите и токът внезапно се увеличава. За това протичане на тока вече не е необходим йонизатор. Токът в последния случай не зависи от йонизатора, т. е. изпразването не се прекратява с прекратяване на йонизатора, поради което носи името *самостоятелно изпразване*.

На фиг. 328 частта OAB отговаря на несамостоятелното изпразване, частта BC на прехода от несамостоятелното към самостоятелното изпразване; от C настъпва пробивът на газа — несамостоятелното изпразване преминава в самостоятелно.

От изложеното става ясно, че електрическият ток през газове има сложен характер и се отличава от тока през твърди и течни тела както по своите закони, така също и по редица характерни явления, свързани с протичането му през газа (като светлинни, звукови и други ефекти).

§ 235. Видове самостоятелни електрически изпразвания

В зависимост от формата на електродите, разстоянието между тях, налягането на газа и др. самостоятелното електрическо изпразване става по различен начин. Характерни са главно следните видове самостоятелни изпразвания: през острие, искрово, дъгово и тлеещо.

Изпразване през острие настъпва, когато двата електрода имат форма на остриета и са на близко разстояние един от друг; при

относително невисоко напрежение между тях електричеството изтича непрекъснато на фини искри (сияния), които бързо гаснат при отделянето им от електродите.

Когато единият електрод е острие, а другият — диск (плоча), електричеството изтича от острието при достатъчно високо напрежение като поток от искри към плоския електрод. При подбрано разстояние между електродите разряд настъпва, ако острието е заредено положително, а не настъпва, ако то е заредено отрицателно. В първия случай искрите съединяват острието и центъра на отрицателно заредения диск, а във втория случай, за да настъпи разряд, нужно е по-високо напрежение и искрите съединяват острието с периферията на положително заредения диск (фиг. 329). Такива искрища служат за изправяне на слаб променлив ток с високо напрежение. Описаните явления се демонстрират добре, като се използува Румкорфова спирала.



Фиг. 329. Изпразване през острие

Ако единият кондуктор на електростатичната машина или единият електрод на Румкорфовата спирала се свърже с острие, на тъмно при достатъчно високо напрежение ясно се забелязва изтичане на електричество от острието. При това положителното и отрицателното електричество изтича от острието различно — проявява се полярност.

Подобно изтичане се получава също и от върха на гръмоотводите, мачтите на параходите и др.

Коронно изпразване настъпва обикновено при тънки и дълги проводници с грапавини, когато са под високо напрежение (например при електропроводите); на тъмно се наблюдава светене, което обвива проводниците; този ефект се нарича *корона*. Причината е ударната йонизация, настъпваща в съседство с проводниците, която поражда проводимостта в газа между проводниците и електрическия разряд между тях — протичане на слаб ток. Такъв разряд може да се получи и между проводника и земята. Разрядът през острие се явява частен случай на коронен разряд. Короната дава загуби на електрическа енергия по електропроводната линия, поради което трябва да се ограничава до най-висока степен.

Искрово изпразване се появява, когато напрежението между електродите (когато не са острието) нарасне достатъчно и между тях се образува електрическа искра, или, както се казва, настъпва *пробив на газа*. Ударната йонизация става не по цялото пространство между електродите, а по отделни, ярко светещи канали; формата им зависи от случайното групиране на йоните; разрядът става по пътя на най-малкото съпротивление. По искровия канал се образува огромен брой йони —

йонна лавина, което се съпровожда с рязко повишаване на налягането и на температурата. В резултат на това се получава гръм, придружаващ искрата.

При искровия разряд съпротивлението между електродите силно намалява, понижава се също така и напрежението, поради което разрядът се прекратява, а след това процесът отново се възстановява. Поради това искровият разряд има прекъснат характер.

Винаги искровият разряд изисква определено минимално напрежение, което зависи от веществото на електродите, размерите и формата им, разстоянието между тях, както и от естеството и налягането на газа. Това минимално напрежение се нарича *пробивно* или *искрово напрежение*.

Опитите показват, че за големи плоски електроди от дадено вещество и за даден газ пробивното напрежение зависи от произведението pd, където p е налягането на газа, а d — разстоянието между електродите. Например пробивното напрежение при атмосферното налягане и при разстояние между електродите 5 *см* е същото, както и при два пъти по-малко налягане и разстояние 10 *см*.

Тъй като прескачането на искра при даден вид електроди и разстояние между тях става при напълно определена стойност на напрежението, обратно, дължината на искрата често се използува като метод за приблизително измерване на високи напрежения.

В табл. 22 са дадени напреженията и разстоянията между различни видове електроди, при които прескача искра при атмосферно налягане.

Таблица 22

Напрежение и дължина на искрата при атмосферно налягане

Напрежение, *в*	Разстояние между електродите, *мм*		
	острието	сфери с $\varnothing = 5$ *см*	плоскости
20 000	15,5	5,8	6,1
40 000	45,5	13,0	13,7
100 000	220,0	45,0	33,7
200 000	410,0	262,0	75,3
300 000	600,0	530,0	114,0

Искровото изпразване, когато между електродите има твърд или течен диелектрик, се съпровожда от повреждане на диелектрика; при твърдите диелектрици то оставя следа във вид на тесен канал и диелектрикът става негоден. Издръжливостта на диелектриците се измерва посредством пробивното напрежение, което става при определени физически условия. За твърдите диелектрици пробивното напрежение е доста различно, докато за течните е сравнително постоянно, както се вижда от данните в табл. 23.

Таблица 23

Диелектрик	Пробивно напрежение
Слюда .	до 10^7 *в с.м* за пласт около 0,1 *мм*
Стъкло	$2—3 . 10^6$ „
Мрамор	$2—3 . 10^5$ „
Порцелан .	$1—2 . 10^6$ „
Парафин . . .	$1—6 . 10^6$ „
Ебонит	$3—6 . 10^5$ „
Трансформаторно масло	$2,5 . 10^5$ „
Терпентин . .	$2,5 . 10^5$
Петрол .	$5,8 . 10^5$ „
Въздух .	$3,0 . 10^5$ „

Дъгово изпразване. Ако на два въгленови електрода приложим например напрежение $40 \div 60$ *в*, при допирането им протича електрически ток, силата на който зависи от приложеното напрежение и от общото съпротивление във веригата. Обикновено условията се подбират така, че силата на тока да бъде от порядък $4 \div 8$ *а*. Вследствие на голямото съпротивление от недобър контакт в мястото на допирането на въглените се получава голяма джаулова топлина, която нажежава върховете на въглените.

При отдалечаване на електродите на около 3 *мм* токът не престава. Между върховете на въглените се създава светла дъга от нагорещения газ и пари от електродите, наречена *волтова дъга*, която е показана на фиг. 330. От нагорещения връх на катода се отделят значително количество електрони, които се ускоряват от полето, йонизират въздуха чрез ударите си с неутралните молекули и настъпва самостоятелно изпразване, поради което токът продължава да тече. Електроните, придобили значителна енергия в полето, бомбардират анода, от което върхът му се нажежава още по-силно. От бомбардирането на анода с електрони на върха му се образува вдлъбнатина, наречена *кратер*, която става източник на интензивна бяла светлина. Положителните йони се насочват към катода и го бомбардират, от което върхът му се нажежава и се поддържа по-нататък отделянето на електрони.

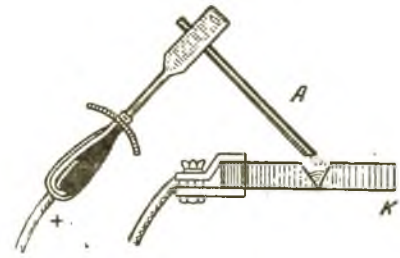


Фиг. 330. Волтова дъга

Температурата в кратера на анода достига около 4000°C, на върха на катода — около 3500°C. Излъчваната от кратера светлина е около 85 %, от катода — 10 % и от самата дъга — 5 %. Ето защо, когато дъгата се употребява за осветяване, положителният въглен се поставя така, че кратерът му да е насочен към осветявания обект. Когато волто-

вата дъга се получава при налягане на газа от около 20 *атм*, интензивността на светлината се увеличава значително, а температурата ѝ достига 6000°С. Ако дъгата се получава от променлив ток, върховете на въглените са еднакви. Волтовата дъга е открита от руския професор В. В. Петров през 1802 г.

Волтовата дъга се използува за осветление при проекционните фенери, кинопрожекционните апарати, прожекторите и др. За да не се прекъсне дъгата поради изгаряне на въглените, те трябва периодически да се приближават. За специални цели това регулиране става автоматично. Дъговата лампа за обикновено осветление без всякакъв регулатор била използувана от руския учен П. Н. Яблочков в 1876 г. и била наречена *свещ на Яблочков*.



Фиг. 331. Дъгово заваряване по Славянов

Волтовата дъга се използува и като източник на топлина при пещите за високи температури, каквито се употребяват в леярството, металургията и др.

Поради високата ѝ температура волтовата дъга се използува днес широко за дъгово заваряване — *електрозаварка*. За тази цел вместо въглени електроди се вземат метални. Отрицателен електрод са запояващите се метални части *K*, а положителен — подходяща метална пръчка *A*. От дъгата металните части се нагряват, а пръчката се разтопява и запълва клиновидната празнина, образувана при допирането на косо изрязаните метални части (фиг. 331). Между последните се получава много здрав метален шев. Този способ е даден от руския инженер Славянов в 1891 г.



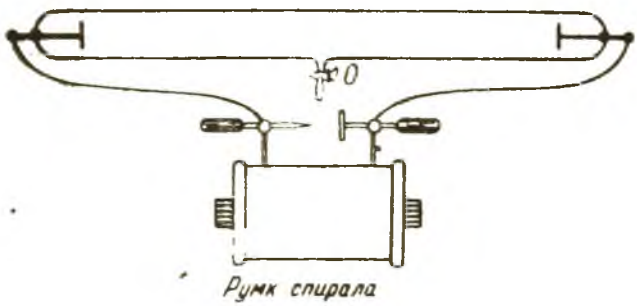
Фиг. 332. Кварцова (живачна) лампа

Волтовата дъга, получена между живачни електроди в подходящи кварцови тръби с намалено налягане, се използува както за научни, така и за медицински и технически цели. Такива *живачни дъгови лампи*, или, както се наричат още, *кварцови живачни лампи* (фиг. 332), понеже стъклото е кварцово, излъчват извънредно богата на ултравиолетови лъчи светлина, получавана от светенето на живачните пари. В светлината на живачната дъгова лампа липсват червени лъчи, а преобладават зелените и сините. Поради това лицата на хората, осветени с такава лампа, изглеждат бледи и неприветливи. Напрежението на живачните дъгови лампи се прилага посредством метални проводници, запоени в кварцовата тръба. Живачните дъгови лампи с високо налягане от 20 до 200 атмосфери дават извънредно силна светлина.

Живачната дъгова лампа се запалва, като тръбата се наклони до съединяване на живачните електроди, както се допират въглените при обикновената дъгова лампа, и веднага се връща в хоризонтално положение. Като се прекъсне контактът на живачните електроди, образува се волтова дъга, лампата се запалва — живачните пари, които изпълват тръбата, започват да светят. Обикновено живачните лампи достигат нормалния режим на светене няколко минути след запалването им.

§ 236. Електрически ток в разредени газове

При разредени газове се наблюдава така нареченото тлеещо изпразване, което е самостоятелно изпразване и за което не е нужна йонизираща причина, а само достатъчно високо напрежение, приложено на електродите в съда с разреден газ. Видът на такова изпразване зависи от степента на разреждане на газа. За да се изследват електрическият ток през газа и явленията, свързани с него, електродите трябва да се поставят в затворен съд, в който налягането може да се изменя. Обикновено се взема стъклена тръба с дължина около 40—50 *см* и диаметър 3—5 *см*. В краищата ѝ се запояват електродите (фиг. 333), а през отвора *О* газът може да се разрежда с подходяща помпа до около 0,001 *мм* Hg. Когато на електродите се приложи високо напрежение (от порядък няколко хиляди волта) и газът постепенно и непрекъснато се разрежда, в тръбата се наблюдават характерни за съответните налягания светлинни явления.



Фиг. 333. Протичане на електрически ток през разреден газ

Когато налягането в тръбата е еднакво с атмосферното, в нея не се забелязва нищо особено, а в искрището, включено паралелно на тръбата, прескача електрическа искра. Това е указание, че съпротивлението между електродите в тръбата е по-голямо от това на искрището. Когато разреждането на газа в тръбата продължи, се забелязва, че в нея при налягане около 40 *мм* Hg се появява светла, тънка и лъкатушеща ивица (фиг. 334 *а*), като същевременно в искрището престава да прескача искра. От това следва, че с постепенното разреждане на газа съпротивлението в тръбата се намалява и когато стане по-малко от това на искрището, през него престава да прескача искра.

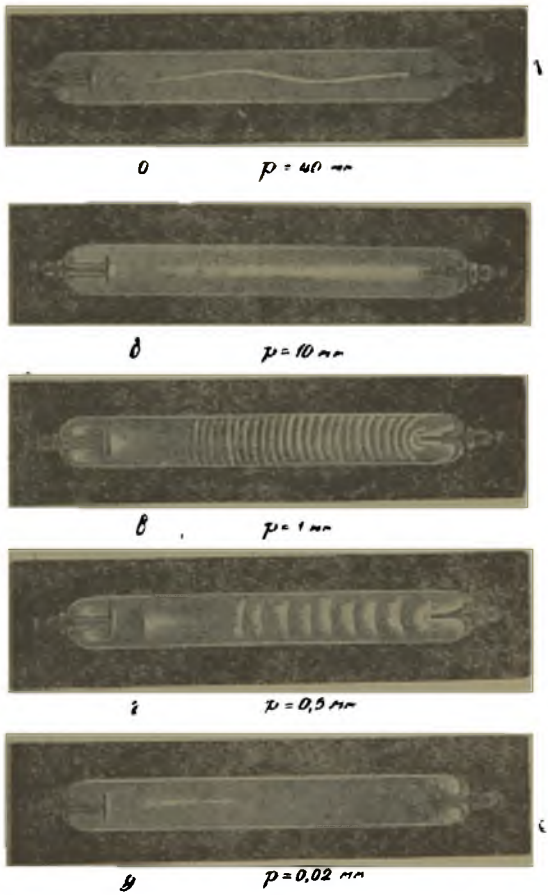
Ако разреждането в тръбата достигне около 10 *мм* Hg, вместо светла ивица от анода излиза непрекъсната по-широка светлина, която се нарича *анодна* и е отделена от катода с малко тъмно пространство, наречено *фарадеево тъмно пространство*. На самия катод се появява

светло синкаво петно (фиг. 334 *б*). Като се намалява по-нататък налягането, между двата електрода се очертава все по-рязка разлика на светлинните явления.

Когато налягането в тръбата достигне около 4—2 *мм* Hg, анодната светлина се разширява и изпълва цялото сечение на тръбата. Фарадеевото тъмно пространство се увеличава, а светлото петно покрива изцяло катода и се нарича *катодна светлина*. Тръби с такава степен на разреждане се наричат *Гейслерови*. Цветът на светлината им зависи от естеството на газа в тях. Такива тръби, които имат различна форма и съдържат неон, аргон или живачни пари, се използуват широко за светлинни реклами. През последните години тръби с живачни пари, когато отвътре се покрият с тънък пласт от подходящо фосфоресциращо вещество, се използуват и като твърде икономични източници за осветление, с приятна светлина, близка до дневната — *луминесцентни лампи*.

Когато налягането се намали до около 1 *мм* Hg, анодната светлина се напластява (фиг. 334 *в*). Същевременно катодната светлина се отделя от катода с тъмно пространство, което се разширява с увеличаване на разреждането. Това тъмно пространство се нарича *круксово тъмно пространство*. Тръби с такова и по-голямо разреждане на газа се наричат *круксови*.

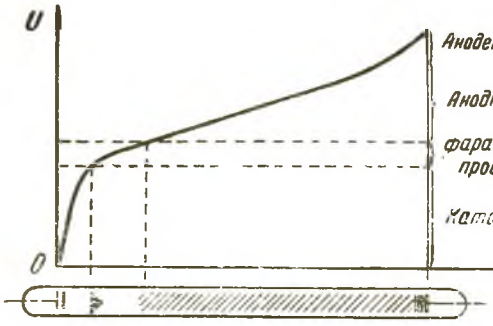
Когато налягането достигне около 0,5 *мм* Hg, анодната светлина се скъсява, пластовете ѝ се намаляват и се отдалечават един от друг (фиг. 334 *г*).



Фиг. 334. Електрически явления в разредени газове при различни налягания в тръбите

Когато газът е разреден под 0,1 *мм* Hg, анодната светлина почти изчезва, катодната се простира към анода, а круксовото тъмно пространство се увеличава значително. При такова налягане стъклото срещу катода започва да флуоресцира със зелен цвят независимо от положението на анода. Ако разреждането достигне около 0,01 *мм* Hg, изчезва всякаква светлина в тръбата (фиг. 334 *д*). Същевременно между искрището

започва наново да прескача искра. Това показва, че при такова и по-силно разреждане съпротивлението в тръбата започва отново да се увеличава. Ето защо при разреждане на газа под 0,01 *мм* на електродите трябва да се приложи по-високо напрежение; с понататъшно разреждане на газа и повишаване на напрежението зеленото флуоресцентно светене на стъклото става по-интензивно.



Фиг. 335. Разпределение на напрежението при тлеещо изпразване

На фиг. 335 е показано схематично разпределението на различните светли и тъмни области в една круксова тръба при разреждане 2—1 *мм* Hg и полученото опитно разпределение на потенциалния пад в тръбата. Графиката показва, че потенциалният пад по дължината на тръбата не е равномерен. Той е най-голям в съседство с катода — в круксовото тъмно пространство, и има стойност няколкостотин волта на сантиметър; нарича се *катоден потенциален пад.* Около началото на фарадеевото тъмно пространство потенциалният пад е по-слаб и в областта на анодната светлина протича слабо — почти линейно. При напластяване на анодната светлина графическият ход на потенциалния пад има слабо вълнообразна форма.

Описаните светлинни явления са свързани с налягането в тръбата и поради това по тях може да се съди приблизително за степента на разреждането на газа в система, в която е включена такава тръба.

Причините за пораждане на светлинни явления в тръбата при изменяне налягането на газа в нея са различни и няма да ги разглеждаме тук. Съществено тук е, че електрическият ток в тръбите с разредени газове се дължи на йонни и електронни премествания, следователно при тях проводимостта е йонна и електронна.

§ 237. Катодни лъчи

Според изложеното в § 236, когато налягането в круксови тръби е около 0,01 *мм* Hg, стъклото срещу катода започва да флуоресцира зелено независимо от положението на анода. Причината за това светене, както показват опитните изследвания, се дължи на лъчи, изхождащи от катода, които Крукс нарича *катодни лъчи.* Първоначално за тия лъчи били установени следните свойства:

Катодните лъчи се разпространяват праволинейно от катода. Найнапред Хиторф, а след това Крукс през 1879 г. показват това опитно, като по пътя на лъчите в тръбата поставят например подвижен метален кръст. Върху флуоресциращото стъкло се проектира сянката на кръста,

както е показано на фиг. 336. Ако отместим кръста от пътя на лъчите, сянката му изчезва.

Катодните лъчи излизат от катода нормално на повърхността му. Това се установява, като се вземе сферично вдлъбнат катод. Лъчите се концентрират в центъра на сферичния катод, а продължението им дават флуоресциращо петно *О* върху стъклото (фиг. 337).



Фиг. 336. Праволинейно разпространение на катодните лъчи



Фиг. 337. Катодните лъчи са нормални на повърхността на катода



Фиг. 338. Топлинно действие на катодните лъчи

Ако в мястото, където се събират катодните лъчи, поставим тънка платинова пластинка, закрепена в подходяща рамка, тая част от нея, в която се концентрират катодните лъчи, се нажежава (фиг. 338). Този опит показва, че лъчите имат топлинно действие.

Фотографна плака, облъчвана с катодни лъчи, почернява — лъчите предизвикват химическо действие.

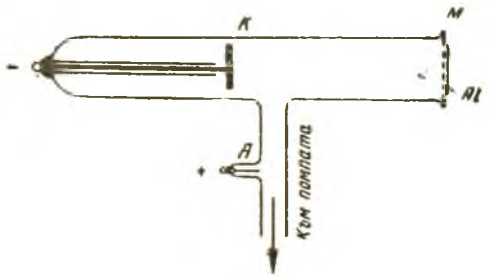
Тела, притежаващи свойства да фосфоресцират и флуоресцират, поставени в круксова тръба, под действието на катодни лъчи се възбуждат към такова светене.

Когато се облъчват с катодни лъчи перките на леко и лесноподвижно колело, то се привежда в движение — лъчите имат механично действие.

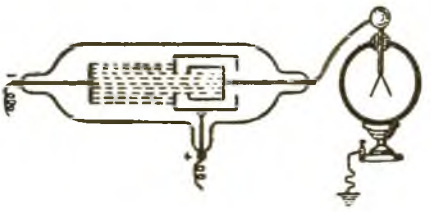
Изброените свойства на катодните лъчи са установени вътре в тръбата, тъй като те не могат да преминават през стъкло. Херц през 1892 г. установява, че катодните лъчи могат да преминат през извънредно тънки метални пластинки. Това явление обаче било основно изучено от Ленард. Като прави много малък отвор в стената на круксовата тръба срещу катода и я облепва с тънък алуминиев лист, той успява да изведе катодните лъчи вън от тръбата. Тоя отвор, покрит с алуминиев лист, се нарича *ленардово прозорче*. Обикновено днес в круксовите тръби ленардовото прозорче представлява плочка с фини дупчици,

облепени с алуминиев лист, дебел няколко микрона, плочката е залепена плътно към тръбата, както е показано на фиг. 339. Преминалите през прозорчето лъчи се разсейват, йонизират въздуха и възбуждат към светене поставен наблизо срещу прозорчето фосфоресциращ екран.

Перен през 1895 г., като облъчва с катодни лъчи поставен в тръбата електрод (фиг. 340), който се съединява чрез запоен в тръбата



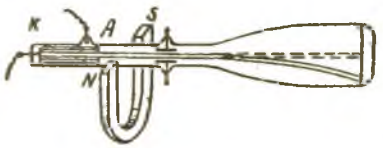
Фиг. 339. Круксова тръба с ленардово прозорче



Фиг. 340. Установяване на отрицателния товар на катодните лъчи

проводник с електроскоп, можал да покаже, че катодните лъчи носят отрицателни електрически товари.

Освен тия свойства установено е било още, че катодните лъчи се отклоняват под действие на магнитното поле. Това може да се установи с тръбата на фиг. 336, но по-удобно става с *брауновата тръба* (фиг. 341). Когато се пропусне тесен сноп от катодни лъчи, те падат върху флуоресциращ екран, поставен от вътрешната страна на стената срещу катода, и предизвикват светене. Ако поднесем подковообразен магнит до тръбата зад блендата, катодните лъчи се отклоняват и светлото петно се отмества. Измени ли се посоката на магнитните силови линии, лъчите се отклоняват в обратна посока. При това отклонението съответствува на отклонението на отрицателни електрически товари.



Фиг. 341. Отклонение на катодни лъчи от магнитно поле



Фиг. 342. Отклонение на катодни лъчи от електрическо поле

Катодните лъчи се отклоняват и под действието на електрическо поле, което се вижда нагледно също при брауновата тръба. Като приложим електрическо поле на двата електрода, поставени зад блендата вътре в тръбата, катодните лъчи се отклоняват към положителния електрод (фиг. 342). Съвременната браунова тръба, снабдена със си-

стема от електроди, се нарича *електроннолъчева тръба* и широко се използува.

През 1897 г. Дж. Дж. Томсън, като отклонява катодните лъчи в магнитно и електрическо поле, доказва, че те са поток от елементарни отрицателни електрически товари — *електрони*. По отклонението им той определя скоростта v и отношението на товара e и масата m, т. е. специфичния им товар $\frac{e}{m}$.

Скоростта v на катодните лъчи зависи от напрежението U между електродите на тръбата, както е показано в табл. 24.

Таблица 24

U, в	v, *см/сек*
10^2	$5{,}93 \cdot 10^8$
10^3	$1{,}88 \cdot 10^9$
10^4	$5{,}85 \cdot 10^9$
10^5	$1{,}64 \cdot 10^{10}$
$5 \cdot 10^5$	$2{,}59 \cdot 10^{10}$
10^6	$2{,}82 \cdot 10^{10}$

Зависимостта на скоростта v от напрежението U се определя от израза

$$\frac{mv^2}{2} = eU, \qquad (1)$$

който дава връзката между кинетичната енергия на електрона и работата на полето за ускоряването му. Енергията на електрона се измерва в *електронволтове* (*ев*). Един електронволт е равен на енергия, която получава един електрон при потенциална разлика един волт:

$$1\ ев = 1{,}6 \cdot 10^{-19}\ дж = 1{,}6 \cdot 10^{-12}\ ерг.$$

От уравнение (1) за скоростта се получава

$$v = \sqrt{\frac{2e}{m}}\, U = 5{,}93 \cdot 10^7 \sqrt{U}\ \ см/сек; \qquad (2)$$

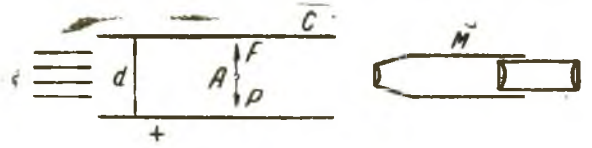
коефициентът пред корена се получава, когато e и m се заместят съответно с числените им стойности: $e = 4{,}8 \cdot 10^{-10}$ *ел. ст. ед.* и $m = 9{,}1 \cdot 10^{-28}$ *г*, U се измерва във волтове. Тази формула обаче важи за не много големи скорости. При много големи скорости, надминаващи 100—200 хиляди километра за секунда, масата на електрона трябва да се коригира съгласно теорията на относителността, т. е. да се държи сметка за нейното увеличаване при съответните скорости. Данните в таблицата са получени, като е взета под внимание тази корекция. Например съгласно формулата за $U = 10^6$ *в* следва за v да се получи стойност $5{,}93 \cdot 10^{10}$ *см/сек*, т. е. по-голяма от скоростта на светлината, което е невъзможно. Действителната скорост при това напрежение е $2{,}82 \cdot 10^{10}$ *см/сек*.

Съветският физик Йофе през 1911 г. установи, че катодните лъчи, както и всеки електрически ток създават около себе си магнитно поле.

Най-важно и ценно свойство на катодните лъчи е, че когато бомбардират твърдо тяло, те предизвикват пораждане на *рентгенови лъчи*.

§ 238. Метод на Миликен за определяне товара на електрона

Миликен през 1913 г. дава удобен метод за определяне на твърде малки електрически товари, разположени на микроскопични маслени капчици. Тоя метод се състои в следното. Между хоризонталните плочи на плоския кондензатор C (фиг. 343) се намира една микроско-



Фиг. 343. Метод на Миликен за определяне товара на електрона

пична капка A, която носи товар $+q$. Нека горната плоча на кондензатора е заредена с отрицателно, долната — с положително електричество, напрежението между плочите да е U и интензивността на полето да е

$$E=\frac{U}{d}, \tag{1}$$

където d е разстоянието между плочите на кондензатора. В тоя случай на товара на капката действува насочена нагоре сила

$$F=Eq. \tag{2}$$

Тая сила действува в посока, обратна на теглото P на капката. За да остане капката в равновесие, тия две сили трябва да са равни по големина, т. е.

$$Eq=P. \tag{3}$$

Когато това условие е изпълнено, капката остава в равновесие във всяка точка между плочите на кондензатора.

Като заместим E от уравнение (1) в уравнение (3), за товара на капката се получава изразът

$$q=P\frac{d}{U}. \tag{4}$$

Оттук следва, че като се знае разстоянието d между плочите на кондензатора и теглото P на капката (то се определя по закона на Стокс, § 93), може да се подбере подходяща стойност на напрежението U, за да остане капката в равновесие. Тогава може да се определи електрическият товар q на капката.

Миликен използува тоя метод за измерване товара на електрона. Той получава микроскопични маслени капки в пространството между плочите на кондензатора чрез пулверизиране. От триенето на капките във въздуха те се наелектризират. Капките се осветяват с подходящ източник и се наблюдават с микроскоп M. При дадена стойност на напрежението U

някои от капките остават неподвижни в пространството между плочите на кондензатора.

Когато това пространство се облъчи с рентгенови лъчи, въздухът се йонизира и към някои от капките се притъкмяват йони или електрони, поради което товарът им се изменя. От това се нарушава равновесието на капките. Като се измени напрежението U, някои от капките отново идват в равновесие. По такъв начин може да се измери не само товарът, който капката има първоначално, но и изменението на товара, настъпило поради йонизацията на въздуха.

С тези измервания Миликен установява, че товарът q на капката при всички случаи остава кратен на някакъв елементарен товар e, т. е.

$$q = ne,$$

където n е цяло число. С този метод се доказва непосредствено прекъснатият строеж на електричеството и се определя големината на елементарния електрически товар. Тоя товар представлява товарът на електрона.

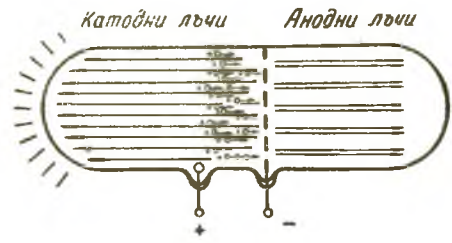
В резултат на тези измервания Миликен получил за товара на електрона стойност $4{,}774 \cdot 10^{-10}$ *ел. ст. ед.* Най-новите измервания по метода на Миликен, както и по други методи дават за товара на електрона стойност

$$e = 4{,}803 \cdot 10^{-10} \ CGSE \ ед. \ ел. = 1{,}601 \cdot 10^{-19} \ к,$$

който, както показахме, е отрицателен.

§ 239. Анодни лъчи

Електроните, отделени от катода и ускорени от катодния потенциален пад, придобиват достатъчна кинетична енергия, за да предизвикат ударна йонизация на неутралните молекули в круксовите тръби. Наличните положителни йони и тия, получени в резултат на ударната йонизация, се насочват от полето към катода. Те също се ускоряват от катодния потенциален пад, бомбардират катода и предизвикат отделянето на електрони от него. Немският физик Голдщайн през 1886 г. взема катод с отвори или канали и установява, че част от положителните йони преминават през каналите в пространството зад катода. В това пространство се наблюдават лъчи по продължението на каналите, както е показано на фиг. 344. Цветът на тия лъчи зависи от газа в тръбата. Тия лъчи Голдщайн нарекъл *канални лъчи*. Те следователно са положителни йони, образувани в тръбата и преминали през каналите на катода



Фиг. 344. Круксова тръба за показване на анодни лъчи

под действие на електрическото поле. Поради това те се наричат още и *положителни* или *анодни лъчи*.

Анодните лъчи имат следните свойства: те се разпространяват праволинейно, възбуждат към светене фосфоресциращи и флуоресциращи вещества, действуват на фотографна плака, йонизират газовете, лесно се поглъщат от газове и други тела и т. н.

Метални пластинки, бомбардирани с анодни лъчи, се разпрашват на много фини частици. Металите сребро, злато, волфрам и др. силно се разпрашват, а алуминият — съвършено слабо. Поради това катодите в почти всички круксови тръби се правят от алуминий. Под действието на магнитно и електрическо поле анодните лъчи поради голямата си маса се отклоняват по-слабо в обратна страна на катодните лъчи. Въз основа на отклоненията им в магнитно и електрическо поле, които се измерват, както при катодните лъчи, може да се определи специфичният им товар $\frac{e}{m}$ и скоростта v. Докато специфичният товар $\frac{e}{m}$ при катодните лъчи е постоянен и независим от газа в тръбата, при анодните лъчи той е различен в зависимост от газа, тъй като те са поток от йони.

Скоростта на анодните лъчи е значително по-малка от тази на катодните лъчи. Така при напрежение 400 *в* скоростта на катодните лъчи е $1{,}18 . 10^9$ *см/сек*, докато скоростта на анодните лъчи е $2 . 10^7$ *см/сек*, т. е. приблизително около 100 пъти по-малка.

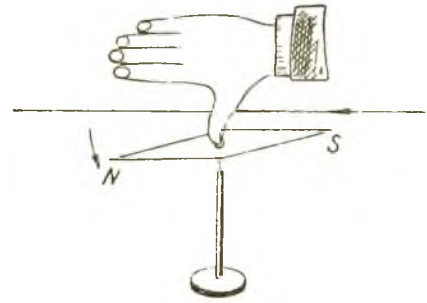
XXX. МАГНИТНО ПОЛЕ НА ЕЛЕКТРИЧЕСКИЯ ТОК

§ 240. Характеристика на магнитно поле

Видяхме, че в пространството около електрически товар възниква електростатично поле с определени физически свойства. По подобен начин в пространството около проводник, по който протича електрически ток, възниква поле, което се нарича *магнитно поле*: то също се характеризира с определени физически свойства. Оерстед през 1820 г. установява опитно, че когато даден проводник се постави успоредно над или под магнитна стрелка и по него се пропусне електрически ток, магнитната стрелка се отклонява. Степента на отклонението зависи от силата на тока и от отстоянието на магнитната стрелка от проводника. При това отклонение стрелката се стреми да застане нормално на равнината, определена от проводника и центъра на стрелката. Поради това, когато проводник е поставен напречно на стрелката и по него се пропуска ток, стрелката не се отклонява. Ампер дава правилото, по което става отклонението на магнитната стрелка от електрически ток. То гласи: *ако проводникът е успореден на стрелката и ние поставим дясната си ръка, обърната с длан към проводника така, че той да остане между ръката и стрелката, то когато токът*

протича от китката към пръстите, северният полюс на стрелката се отклонява по посока на палеца (фиг. 345).

Ампер установява опитно следните явления. Два паралелни, лесноподвижни проводника, поставени близо един до друг, се привличат, ако по тях протичат токове с еднакви посоки, а се отблъскват, когато токовете са с противни посоки (фиг. 346). За удобно демонстриране на това явление Ампер създава подходящи пособия.



Фиг. 345. Отклоняване на магнитна стрелка от ток

Ако към лек проводник, по който протича ток, се поднесе подковообразен магнит (фиг. 347), проводникът се отклонява от магнитното поле на магнита. Ако посоката на тока се измени, проводникът се отклонява в обратна посока. Отклонението на проводника се определя по *правилото на трите пръста на лявата ръка* по следния начин: *ако палецът, показалецът и средният пръст се поставят взаимно перпендикулярно така, че показалецът да показва посоката на силовите линии на магнитното поле (посоката на интензивността на полето), а средният пръст — посоката на тока, то палецът показва посоката на отклонението на проводника.*



Фиг. 346. Взаимодействие на успоредни токове: с еднакви посоки (*а*); с противоположни посоки (*б*)

Тези опити — действие на ток върху магнитна стрелка, действие на ток върху ток и действие на магнитно поле върху ток, показват убедително създаването на магнитно поле около проводник, по който протича електрически ток. Ампер формулира това по следния начин: *електрическият ток създава около себе си магнитно поле, което е неразделно свързано с тока.*

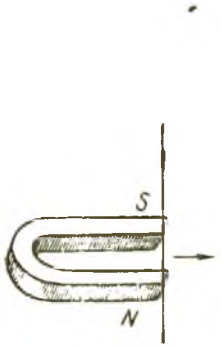
За изследване свойствата на магнитното поле се използуват магнитни стрелки. Къса магнитна стрелка, окачена на тънка неусукана нишка, изпитва от магнитното поле ориентиращо действие.

Обратно, ориентиращото действие на магнитно поле върху магнитна стрелка се използува за определяне посоката на магнитното поле, както това е показано по-долу.

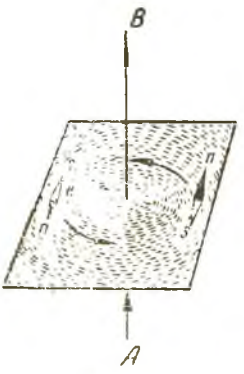
Ориентирането на стрелката в магнитно поле показва, че от страна на полето й действува двоица сили. Големината на момента на двоицата сили може да се измери чрез усукателния момент на нишката.

Когато дадена магнитна стрелка, окачена на неусукана нишка, се поставя на различни места (точки) в магнитното поле, на нея действуват

двоица сили с различни моменти. Ако стрелката е близо до проводника, по който тече ток, създаващ магнитно поле, на нея действуват сили с по-голям момент, отколкото когато е на по-голямо разстояние. Този факт показва, че магнитното поле, аналогично на електростатичното, се характеризира с величината *интензивност H*, която в различни точки е различна.



Фиг. 347. Действие на магнит върху ток



Фиг. 348. Магнитно поле, създадено от прав токов проводник

Установява се, че моментът на силите, действуващи на стрелката, е пропорционален на интензивността на полето H в мястото, където е поставена стрелката. Интензивността на полето се характеризира и с големина, и с посока, следователно е векторна величина.

Интензивността на магнитното поле аналогично, както и при електростатичното поле, се представя графически чрез *магнитни силови линии — линии на интензивността*. *Силова линия е такава линия, допирателната към която във всяка нейна точка съвпада с направлението на вектора на интензивността H за същата точка.* Посоката на силовата линия във всяка точка съвпада с посоката на вектора на интензивността в тази точка. Онагледяването на силовите линии става чрез железни стърготини, които представляват миниатюрни магнити.

Следните опити илюстрират казаното.

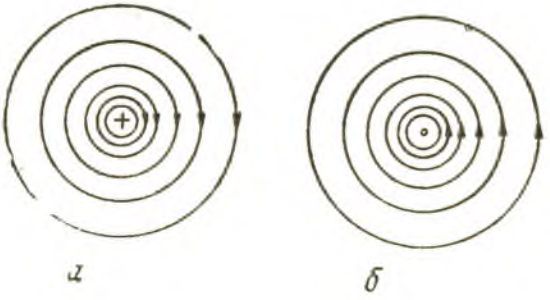
През хоризонтален картон или стъклена плоча се прекарва вертикален проводник AB и по картона се посипват железни стърготини (фиг. 348). Когато по проводника се пропуска силен ток от 20—30 a и картонът се почуква леко, за да се намали триенето на стърготините с картона, те се нареждат по концентрични окръжности, равнините на които са перпендикулярни на проводника, а общият им център съвпада с оста на проводника. Гъстотата на силовите линии в съседство на проводника е по-голяма, което показва, че интензивността на полето отслабва с отдалечаване от проводника. Посоката на силовите линии може да се установи с магнитни стрелки, окачени на тънки неусукани конци; те застават допирателно на силовите линии, като северните им полюси показват посоките на магнитните силови линии — посоката на интензивността (фиг. 348). Ако се промени посоката на тока, стрелките се завъртат на 180°, от което следва, че и магнитните силови линии — интензивността на полето, изменят посоката си. Тази зависимост



Фиг. 349. Определяне посоката на силовите линии около прав проводник със свитите пръсти на дясната ръка

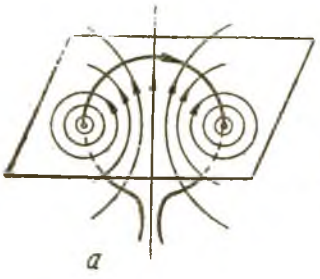
се изразява със следното правило: *ако с дясната ръка обхванем проводника така, че палецът да показва посоката на тока, свитите пръсти показват посоката на магнитните силови линии* (фиг. 349).

Посоката на силовите линии в зависимост от посоката на тока е показана схематично на фиг. 350. Проводникът е показан с кръгче и кръст в него (фиг. 350 *а*). Това означение на тока се приема условно, когато той тече по проводника перпендикулярно на чертежа и с посока от нас към чертежа. Когато токът тече перпендикулярно на чертежа, но към нас, проводникът се означава с кръгче и точка в него (фиг. 350 *б*).

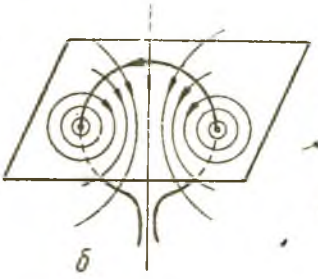


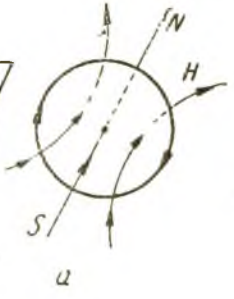
Фиг. 350. Магнитни силови линии около проводник

Ако токът протича по кръгов проводник, минаващ през хоризонтален картон, и силовите линии се онагледят с железни стърготини, получава се картината, показана на фиг. 351. Когато токът протича по посока на часовниковата стрелка и се има пред вид случаят, показан на фиг. 350, посоката на силовите линии, определена по правилото на свитите пръсти на дясната ръка, е отпред назад — от нас към кръга (фиг. 351 *а*). Ако токът протича в обратна посока на часовниковата стрелка, посоката на силовите линии е отзад напред — от кръга към



Фиг. 351. Магнитно поле около кръгов проводник







Фиг. 352. Кръгов проводник и магнитен лист

нас (фиг. 351 *б*). Полученото разположение на линиите наподобява напълно това на един къс постоянен пръчковиден магнит със сечение πR^2, където R е радиусът на кръговия проводник. Изобщо затворен проводник или рамка, по който протича ток, представлява магнит, наричан *магнитен лист*, полюсите на който се определят така: ако стоим пред затворен проводник и токът тече по посока на часовниковата стрелка, южният му полюс е откъм нас (фиг. 352 *а*); ако посоката на тока е обратна на посоката на часовниковата стрелка, северният полюс е откъм нас (фиг. 352 *б*).

Магнитен лист — рамка, с малки размери, по който протича ток, може да замести къса магнитна стрелка за количествено изследване свойствата на магнитно поле. Нормалата към рамката отговаря на оста на стрелката. За положителна посока на нормалата се приема посоката ѝ към нас, когато гледаме рамката и токът по нея тече в посока, обратна на часовниковата стрелка.

Опитът показва, че такава рамка, поставена в магнитно поле, подобно на магнитна стрелка, изпитва момент на двоица сили M. Рамка с площ S независимо от формата ѝ, по която тече ток I, притежава магнитен момент $p=SI$. На рамка с даден магнитен момент, поставяна в различни точки на полето, ще действуват различни моменти. Моментът на двоицата сили M, действуващ на рамката, е пропорционален на магнитния момент на рамката и на интензивността на полето H в мястото, където е поставена рамката:

$$M=\frac{1}{k}SIH; \tag{1}$$

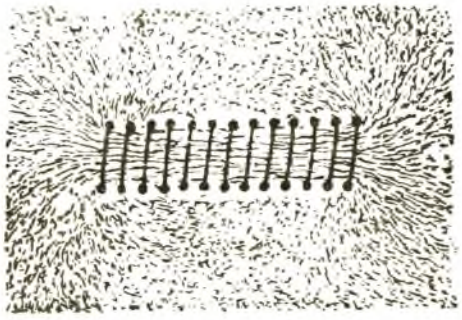
$\frac{1}{k}$ е коефициент на пропорционалност.

От (1) получаваме

$$H=k\frac{M}{IS}. \tag{2}$$

Уравнение (2) позволява да се определя големината на интензивността H при условие, че нормалата към рамката е разположена перпендикулярно на посоката H.

Посоката на интензивността H във всяка точка на полето се определя от положителната посока на нормалата към рамката (а при стрелката — със северния полюс), когато тя приеме устойчиво равновесие.



Фиг. 353. Силови линии на магнитно поле на соленоид

Намотка, получена от витлово навит по цилиндрична повърхност проводник, по който протича ток, Ампер нарича *соленоид* (фиг. 353). Онагледяването на силовите линии на магнитното поле на соленоида, създадено от протичащия по проводника ток, става също с железни стърготини и е показано на фиг. 353. Полюсите на соленоида зависят от посоката на тока и се определят по казаното по-горе правило и от фиг. 352. Магнитните силови линии излизат от северния полюс и влизат през южния. Вътре в соленоида силовите линии са почти паралелни, т. е. полето там е хомогенно.

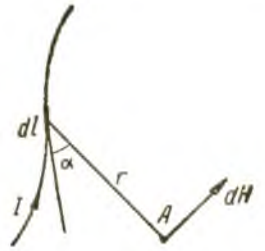
Ако един соленоид е достатъчно лек и се окачи по такъв начин, че да се върти свободно в хоризонтална равнина, той застава подобно на магнитна стрелка в равнината на земния магнитен меридиан, така че северният му полюс сочи север.

§ 241. Закон на Био—Савар—Лаплас

В резултат на редица опитни изследвания, направени от Био и Савар през 1920 г. за действието на магнитното поле, създадено от ток, Лаплас обобщава опитните резултати и установява следния закон: *интензивността dH на магнитното поле в точка A на разстояние r от елемента dl, създадено от ток със сила I, който протича по елемента dl на произволен проводник, е*

$$dH = k\frac{Idl}{r^2}\sin\alpha, \qquad (1)$$

където α е ъгълът, заключен между елемента dl и разстоянието r (фиг. 354), а k е коефициент на пропорционалност.



Фиг. 354. Схема за закона на Био—Савар

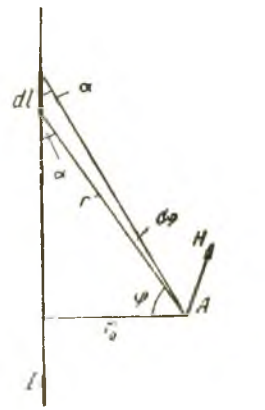
Уравнение (1) изразява закона, който се нарича *закон на Био—Савар—Лаплас.*

Интензивността dH като тангентна към магнитната силова линия в същата точка има направление, перпендикулярно на равнината, определена от точката и съответния елемент от проводника, а посоката ѝ се определя по правилото на свитите пръсти на дясната ръка.

Интензивността H на полето в точка A, създадено от проводник с крайна дължина l, по обобщението на Лаплас е

$$H = \int_0^l k\frac{Idl}{r^2}\sin\alpha \qquad (2)$$

Когато проводникът има производна форма, трудно е да се пресметне интензивността за крайна дължина от него, тъй като r и α са различни за всеки елемент.



Фиг. 355. Схема за определяне интензивността на магнитно поле, създадено от ток по прав проводник

Обикновено законът на Био—Савар—Лаплас се прилага успешно при някои частни случаи, например за прав и кръгов проводник, кръгова намотка, соленоид и др. При тия случаи пресмятането се опростява и може да се провери опитно.

Когато проводникът е прав, безкрайно дълъг и по него протича ток със сила I, интензивността на магнитното поле в точка A, на разстояние r_0 от проводника, може да се пресметне по уравнение (2). Нека от проводника се вземе елемент dl, който отстои от A на разстояние r (фиг. 355). Ъгълът между dl и r нека да е α, а този между r и r_0 да е φ. На елемента dl съответствува изменение $d\varphi$ на ъгъла φ.

От фиг. 355 се получава, че

$$\frac{dl}{r}=\frac{\sin(d\varphi)}{\sin\alpha}=\frac{d\varphi}{\sin\alpha},$$

или

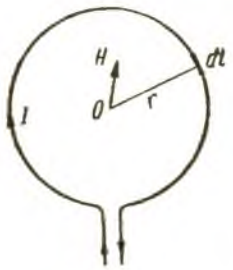
$$dl\sin\alpha=r\,d\varphi,$$

$$r_0=r\cos\varphi,$$

респективно

$$r=\frac{r_0}{\cos\varphi}.$$

Заместваме стойностите за $dl\sin\alpha$ и r в уравнение (2) и интегрираме в границите от $-\frac{\pi}{2}$ до $+\frac{\pi}{2}$:



Фиг. 356. Интензивност на магнитно поле, създадено от ток по кръгов проводник

$$H=\int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}}k\frac{I\cos\varphi}{r_0}\,d\varphi=\frac{kI}{r_0}\int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}}d\sin\varphi=\frac{2kI}{r_0}. \qquad (3)$$

Резултатът показва, че интензивността на магнитното поле, създадено от ток със сила I, протичащ по праволинеен проводник, е пропорционална на силата на тока и обратно пропорционална на разстоянието от проводника, т. е. намалява с отдалечаване от него. Действително от фиг. 348 се вижда, че силовите линии се разреждат с отдалечаване на проводника, а тяхната гъстота през 1 $см^2$ определя интензивността на магнитното поле аналогично, както и при електростатичното поле.

Законът на Био—Савар—Лаплас дава възможност да се пресметне интензивността на магнитно поле и за центъра на кръгов проводник (фиг. 356). В този случай $\alpha=\frac{\pi}{2}$, $\sin\alpha=1$ и r=пост. Като заместим тия стойности в уравнение (2) и интегрираме в границите от 0 до $2\pi r$, получаваме

$$H=\int_0^{2\pi r}k\frac{Idl}{r^2}=k\frac{2\pi I}{r}=k\frac{Il}{r^2}. \qquad (4)$$

За намотка с n навивки при еднакви други условия интензивността съответно е n пъти по-голяма:

$$H=k\frac{2\pi nI}{r}. \qquad (4')$$

Доказва се също, че интензивността на магнитно поле във вътрешността на тънък и дълъг соленоид е

$$H = k\,4\pi\,nI, \tag{5}$$

където n е броят на навивките за единица дължина от соленоида.

Връзката между посоките на H и I се определя по правилото на свитите пръсти на дясната ръка както за праволинеен проводник (фиг. 349), така и за кръгов проводник (фиг. 351).

§ 242. Единици за измерване силата на магнитното поле. Абсолютна електромагнитна система

В закона на Био—Савар—Лаплас

$$\Delta H = k\frac{I\Delta l\sin\alpha}{r^2},$$

като дадем на k някаква определена числена стойност, можем да изберем единица за силата на магнитното поле H. Така, ако положим $k = 1$ и ако силата на тока I измерваме в *CGSE*-единици, а Δl и r в сантиметри, тогава получаваме единицата за силата на магнитното поле в *CGSE*-система. При $k = 1$ законът на Био—Савар—Лаплас приема вида

$$\Delta H = \frac{I\Delta l\sin\alpha}{r^2}. \tag{1}$$

В частните случаи при закона на Био—Савар—Лаплас [уравнения (3) (4), (5), (§ 241)], като заместим $k = 1$, те приемат съответно вида

$H = \frac{2I}{r}$ за линеен безкрайно дълъг проводник; (2)

$H = \frac{2\pi I}{r}$ за кръгов проводник; (3)

$H = 4\pi nI$ за дълъг и тънък соленоид. (4)

Единицата за сила на магнитното поле се определя по следния начин. *Когато по безкрайно дълъг праволинеен проводник тече ток една CGSE-единица, на разстояние $r = 2$ см от него възниква магнитно поле със сила една CGSE-единица.*

От формула (3) следва: *когато по кръгов проводник с $r = 1$ см протича ток със сила една CGSE-единица, в центъра му възниква магнитно поле със сила 2π CGSE-единици.*

От формула (4) следва: *когато по тънък и дълъг соленоид тече ток със сила една CGSE-единица, вътре в соленоида възниква магнитно поле със сила $4\pi n$ CGSE единици.*

Измерението на H, определено от която и да е формула (2), (3) или (4), е

$$[H] = \frac{[I]}{[r]} = \frac{L^{3/2}M^{1/2}T^{-2}}{L} = L^{1/2}M^{1/2}T^{-2};$$

тъй като n във формула (4) представлява навивките на единица дължина, неговото измерение е $[n] = L^{-1}$.

CGSE-единица за силата на магнитното поле се среща твърде рядко. Обикновено във физиката силата на магнитното поле се изразява в единици от така наречената *електромагнитна система.*

Във формулата за интензивността (2, 240)

$$H = k\frac{M}{IS}$$

за четирите величини, влизащи в нея, H, M, I и S имаме установени единици в *CGSE*-система. При такива единици за съответните величини k не може да получи произволно значение. В този случай k представлява величина, имаща определено измерение и определена числена стойност. За да се намери измерението на k, приемаме например, че рамката, по която тече ток I, е поставена вътре в соленоид, където магнитното поле е хомогенно, когато по соленоида тече ток със сила I'. Когато рамката е разположена така, че нормалата ѝ е перпендикулярна на оста на соленоида — перпендикулярно на интензивността в соленоида H, на нея действува моментът M:

$$M = \frac{1}{k}HIS = \frac{1}{k}4\pi nI'IS. \qquad (5)$$

От тази формула за измерението на k получаваме

$$[k] = \frac{[H][I][S]}{[M]} = \frac{M^{1/2}L^{1/2}T^{-2}M^{1/2}L^{3/2}T^{-2}L^2}{ML^2T^{-2}} = L^2T^{-2}.$$

От получения резултат се вижда, че измерението на коефициента k е еднакво с измерението на квадрата на скоростта $[v^2] = L^2T^{-2}$. Вместо k се въвежда по-често константата $c = \sqrt{k}$, която се нарича *електродинамична постоянна.*

Численото значение на c в абсолютната измерителна система е точно равно на скоростта на светлината:

$$c = 2{,}998 \cdot 10^{10} \approx 3 \cdot 10^{10} \ см/сек.$$

Това съвпадение на времето е направило силно впечатление на създателите на *CGS*-система Гаус и Вебер. Те сметнали, че то не е случайно и че вероятно съществува тясна връзка — единство между електромагнитните и светлинните явления, което по-късно било действително установено с електромагнитната теория на Максвел и от редица други теоретични и опитни изследвания.

Като заместим стойността на c във формула (5), тя става

$$M = \frac{1}{c^2}4\pi nI'IS = \frac{1}{9 \cdot 10^{20}} \cdot 4\pi nI'IS. \qquad (5')$$

Като вземем за основа формула (5), можем да създадем друга система от единици за електромагнитните величини. Тъй като в тази формула за величините H, M, I и S единиците им в *CGSE*-система са въведени, то можем да положим $k = 1$ само ако за една от тия вели-

чини, например за силата на тока, въведем нова единица. Тази единица се нарича *електромагнитна единица. Тя се определя така. Ток с такава сила, който, като протича по рамка с площ 1 см², поставена успоредно на H в хомогенно магнитно поле с интензивност единица, изпитва единица момент, се нарича една електромагнитна единица сила на тока.* Последната съставлява основата на така наречената абсолютна *електромагнитна система единици* — *CGSM*-система.

Връзката между *CGSM*-единица за сила на тока и *CGSE*-единица за силата на тока ще получим от формула (5), като се има пред вид, че моментът на двоицата M и при двете системи се запазва, т. е.

$$\frac{1}{k} 4\pi n I_{CGSE} l'_{CGSE} S = 4\pi n I_{CGSM} l'_{CGSM} S. \tag{6}$$

Като вземем пред вид, че $k=c^2$, от (6) се получава търсената връзка

$$\frac{I_{CGSE}}{I_{CGSM}} = c. \tag{7}$$

От формула (7) следва, че сила на тока, измерена в *CGSM*-единици се изразява с число, което е c пъти по-малко, отколкото ако тя се измери в *CGSE*-единици. Оттук следва, че *CGSM*-единица за силата на тока е c пъти по-голяма от *CGSE*-единица, т. е.

$$\frac{\textit{CGSM-ед. сила на тока}}{\textit{CGSE-ед. сила на тока}} = c = 3 \cdot 10^{10}.$$

В (§ 215) видяхме, че 1 a е равен на $3 \cdot 10^9$ *CGSE*-единици.

Следователно 1 *CGSM-ед. сила на тока* $= 10\,a = 3 \cdot 10^{10}$ *CGSE-ед. сила на тока.*

Измерението на електромагнитната единица за сила на тока можем да получим от равенство (7):

$$[I_{CGSM}] = \frac{[I_{CGSE}]}{[c]} = \frac{M^{1/2} L^{3/2} T^{-2}}{LT^{-1}} = M^{1/2} L^{1/2} T^{-1}.$$

Оттук следва, че измерението на силата на тока в двете системи е различно, т. е. една и съща физична величина в различни системи може да има различни измерения.

От формулата $Q=It$ се определя и електромагнитна единица за количество електричество. Понеже t в двете системи се измерва в секунди, то и за количеството електричество е в сила съотношението

$$\frac{\textit{CGSM-ед. кол. ел.}}{\textit{CGSE-ед. кол. ел.}} = c = 3 \cdot 10^{10}.$$

Следователно 1 *CGSM-ед. кол. ел.* $= 3 \cdot 10^{10}$ *CGSE-ед. кол. ел.* $= 10$ *кул.*

Измерението на количеството електричество в *CGSM*-единици определяме от формулата $Q=It$:

$$[Q] = [I][t] = M^{1/2} L^{1/2} T^{-1}\, T = M^{1/2} L^{1/2}.$$

Сега вече можем да въведем и електромагнитна единица за силата на магнитното поле H.

От уравнението $H=\frac{2I}{r}$, в което за силата на тока I вместо електростатичната е въведена електромагнитната единица, получаваме електромагнитната единица за силата на магнитното поле, която се нарича *ерщед*.

Ако по безкрайно дълъг праволинеен проводник тече ток със сила 1 електромагнитна единица, то на разстояние 2 см от проводника се възбужда магнитно поле със сила 1 ерщед.

По същия начин (уравнение 3, 242) следва: *когато по кръгов проводник с $r=1$ см протича ток със сила една CGSM-единица, то в центъра на кръговия проводник възниква магнитно поле със сила 2π ерщеда.*

От формула (4, 242) следва: *когато по тънък и дълъг соленоид протича ток със сила една CGSM-единица, вътре в соленоида възниква магнитно поле със сила $4\pi n$ ерщеда.*

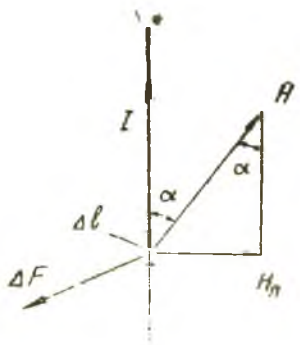
Измерението на силата H в *CGSM*-система ще получим от формула (2, 242) $H=\frac{2I}{r}$:

$$|H|=\frac{|I|}{|r|}=\frac{M^{1/2}L^{1/2}T^{-1}}{L}=M^{1/2}L^{-1/2}T^{-1},$$

т. е. измерението и на H в двете системи е различно.

§ 243. Сили, действуващи на ток в магнитно поле

Нека между полюсите на постоянен подковообразен магнит е поставен лек линеен проводник перпендикулярно на магнитните силови линии (фиг. 357) и по него се пусне ток. Опитът показва, че на проводника действува сила, под действието на която той се премества. Направлението на тази сила е перпендикулярно на равнината, определена от направлението на интензивността H и това на тока I, а посоката ѝ се определя с правилото на трите пръста на лявата ръка — палецът сочи посоката на силата, посоката на движение на проводника.



Фиг. 357

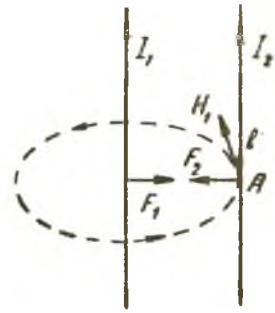
Ампер е установил, че големината на тази сила ΔF е пропорционална на силата на тока I, на интензивността на полето H, на определена дължина от проводника Δl и на $\sin\alpha$, където α е ъгълът, който сключват посоките на H и I (фиг. 357). Законът на Ампер се изразява с формулата

$$\Delta F=kHI\,\Delta l\sin\alpha. \qquad (1)$$

Очевидно, ако $\alpha=90^\circ$, т. е. H и I са перпендикулярни, тогава ΔF има най-голяма стойност; при $\alpha=0^\circ$, т. е. когато H и I са успоредни, $\Delta F=0$.

Опитно и теоретично се установява, че коефициентът на пропорционалност $k=1$, когато I и H са изразени в електромагнитни единици, Δl в *см* и ΔF в *дин*. При такъв избор на единици за горните величини законът на Ампер приема вида

$$\Delta F=HI\Delta l\sin\alpha\,[дини]. \qquad (2)$$



Фиг. 358. Взаимодействие между два успоредни тока

1. От закона на Ампер (2) може да се определи например силата на взаимодействие между два безкрайно дълги, прави и успоредни помежду си проводника, по които протичат токове. Нека разстоянието между проводниците да е d, а съответно силите на токове I_1 и I_2 (фиг. 358).

За да определим големината и посоката на силата F_2, с която магнитното поле на тока I_1 действува на частта l от втория токов проводник, разсъждаваме така. Магнитните силови линии на магнитното поле, създадено от тока I_1, са концентрични окръжности около проводника. Интензивността H_1 на полето, например в точката A от втория проводник, тангира на силовата линия и според взетата посока на I_1 е насочена от нас към чертежа. Нейната големина съгласно формула (2, 242) е

$$H_1=\frac{2I_1}{d}. \qquad (3)$$

Посоката на силата F_2 определяме по правилото на трите пръста на лявата ръка: показалецът показва посоката H, средният пръст — посоката на I_1, а палецът дава посоката на F_2, която за случая е насочена вляво към първия проводник, което показва, че частта l от проводника с ток I_2 се привлича към проводника, по който тече ток I_1. Големината на силата F_2 съгласно формула (2) и като се има пред вид, че H_1 е перпендикулярно на I_2, ще бъде

$$F_2=I_2H_1l\,[дини].$$

Като заместим в тази формула H_1 от формула (3), се получава

$$F_2=\frac{2I_1I_2l}{d}. \qquad (4)$$

По аналогичен начин интензивността H_2, създадена от тока I_2 в точка от първия проводник, ще бъде насочена от чертежа към нас. Тогава силата F_1, определена по същото правило, е насочена вдясно към втория проводник. Следователно частта l от проводника с ток I_1

се привлича към проводник с ток I_2. Големината на силата на привличане F_1 е

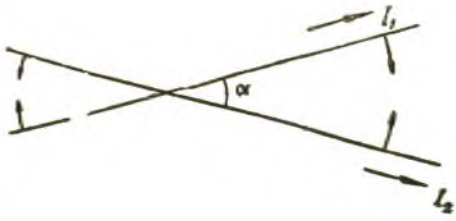
$$F_1 = I_1 H_2 l = \frac{2 I_1 I_2 l}{d} = F_2 [дини], \qquad (4')$$

т. е. силите, с които двата паралелни тока се привличат, са равни по големина.

И така между два паралелни тока с еднаква посока на дължина l за всеки от тях действува сила на привличане, пропорционална на произведението на силите на токовете и обратно пропорционална на разстоянието между тях (4′).

Ако токовете I_1 и I_2 се измерват не в електромагнитни единици, а в ампери, формула (4′) ще приеме вида

$$F_2 = 0{,}02 \frac{I_1 I_2}{d} l [дини].$$



Фиг. 359. Взаимодействие между два тока, сключващи ъгъл α помежду си



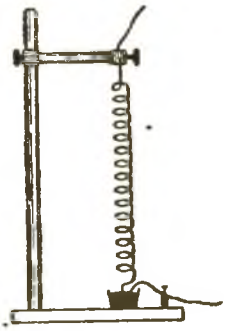
Фиг. 360. Взаимодействие между магнитни листове

2. Ако двата паралелни тока имат противоположни посоки, по аналогичен начин се доказва, че те се отблъскват един друг със сила, големината на която се определя също по формула (4′).

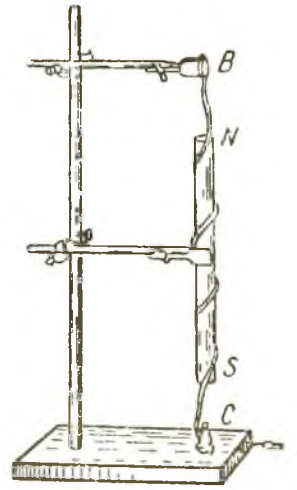
3. Когато два проводника сключват ъгъл α и по тях протичат токове със сила I_1 и I_2, между токовете възникват сили, които се стремят да завъртят проводниците така, че да станат паралелни и токовете да имат еднакви посоки (фиг. 359).

Привличането на паралелни токове с еднакви посоки и отблъскването на токове с противоположни посоки може да се демонстрира и обясни със следния опит (фиг. 360). Когато двете успоредни рамки от алуминиев тел са в близко съседство и по тях протичат токове с еднаква посока, те се привличат, тъй като в тоя случай те представляват магнитни листове, обърнати един към друг с разноименните си полюси, определени съгласно казаното по-горе правило. Обратно, ако по тях протичат токове с противоположни посоки, те се отблъскват, магнитните листове в тоя случай са обърнати един към друг с едноименните си полюси.

С привличането на паралелни токове с еднаква посока се обяснява действието и на *спиралата на Роге* (фиг. 361). Тя е от алуминиев тел, единият й край е потопен на малка дълбочина в чаша с живак. Когато през нея протича ток, отделните й навивки се привличат, тъй като по тях протичат паралелни токове с еднаква посока, тя се скъсява, краят й излиза от живака и веригата се прекъсва. Под действието на собственото си тегло спиралата отново се удължава и контактът се възобновява. По този начин се получава периодично прекъсване и пускане на ток във веригата, което може да се използува за някои практически цели, например в сеизмологичните станции за показване на слаби вертикални трусове.

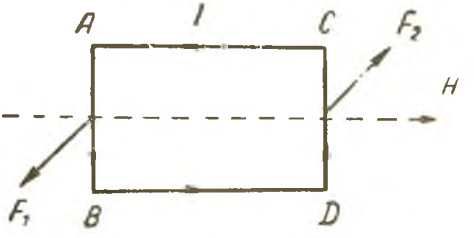


Фиг. 361. Спирала на Роге



Фиг. 362

Когато към лек проводник (*BC*) (станиолова ивица), окачен вертикално и свободно (без да е опънат), по който тече ток, се поднесе в съседство пръчковиден магнит (*NS*) (електромагнит), проводникът се навива около него (фиг. 362), като се стреми да образува кръгови навивки с полюси към магнита, обратни на магнитния. Ако се промени посоката на тока в проводника, той бързо се развива и навива в обратна посока.



Фиг. 363. Сили, действуващи на рамка с ток, разположена паралелно на магнитните силови линии

Да вземем единична правоъгълна намотка *ABCD* (фиг. 363), която лежи в равнината на листа. Намотката е поставена в хомогенно магнитно поле, силовите линии на което лежат в равнината на чертежа и са перпендикулярни на страните *AB* и *CD*, т. е. успоредни са на страните *AC* и *BD*. По намотката протича ток със сила *I* в посока, обратна на часовниковата стрелка. Съгласно правилото на трите пръста на лявата ръка на страната *AB* действува

сила F_1, перпендикулярна на равнината на чертежа и насочена от него към нас. Съгласно закона на Ампер (2) големината на тази сила е

$$F_1 = IHl\,[дини], \tag{5}$$

където $l = AB = CD$, I и H се измерват в електромагнитни единици, а l — в сантиметри. По същото правило на страната CD действува сила F_2, равна на F_1 по големина, но с обратна посока, т. е. насочена от нас към чертежа.

Очевидно двете сили образуват двоица сили, чийто момент е

$$M = F_1 l', \tag{6}$$

където $l' = BD$.

Като заместим във формула (6) значението на F_1, определено от формула (5), и като вземем под внимание, че ll' е равно на площта на намотката S, за момента на двоицата се получава

$$M = IHS = pH. \tag{7}$$

Формула (7) показва, че върху намотка, която се намира в магнитно поле и по която протича ток със сила I, действува момент на двоица сили, пропорционален на силата на тока I, на интензивността на магнитното поле H и на площта на намотката S; $p = IS$ е магнитният момент на намотката (§ 240).

Ако I и H се мерят в единици от $CGSE$-система, то във формули (5) и (7) ще участвува коефициентът $\frac{1}{c^2} = \frac{1}{9.10^{20}}$ (§ 242) и те ще приемат вида

$$F_1 = \frac{1}{c^2} IHl\,[дини]. \tag{5'}$$

$$M = \frac{1}{c^2} IHS. \tag{7'}$$

5. Ако вместо единична правоъгълна намотка вземем кръгла, то като я разбием на елементарни правоъгълни намотки, също може да се докаже, че й действува общ момент M, който е

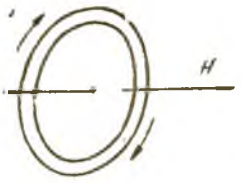
$$M = IHS,$$

където S е площта на намотката.

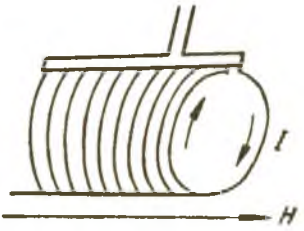
Под действието на момента на двоицата сили плоскостта на намотката — правоъгълна или кръгла — се стреми да застане перпендикулярно на силовите линии на магнитното поле, и то в такова положение, че като гледаме по посока на магнитното поле (на магнитните силови линии), посоката на тока в намотката да бъде еднаква с посоката на часовниковата стрелка (фиг. 364). Горното може да се формулира и така: намотка с ток, поставена в магнитно поле, се стреми да заеме такова положение, че силовите линии на магнитното поле, създадени от минаващия по намотката ток, да са паралелни на силовите линии на външното магнитно поле и да имат еднаква посока.

Ако вместо една намотка имаме соленоид с n навивки (фиг. 365), то той се ориентира в магнитното поле по същия начин, както и единичната намотка. На соленоида действува двоица сили с момент, n-пъти по-голям от тоя на едната навивка, т. е.

$$M = nIHS, \tag{8}$$



Фиг. 364



Фиг. 365

където S е площта на напречното сечение на соленоида. Поради това соленоид, оставен свободно в земното магнитно поле, се ориентира по показания начин, т. е. заема положение, еднакво с положението, което би заела и свободно окачена магнитна стрелка.

§ 244. Магнетици

Досега разглеждахме магнитно поле във вакуум или във въздух. Сега ще разгледаме влиянието на магнитно поле върху вещество. Веществата, на които магнитното поле влияе, а и те самите могат да влияят на магнитното поле, ще наричаме *магнитни вещества* или *магнетици*.

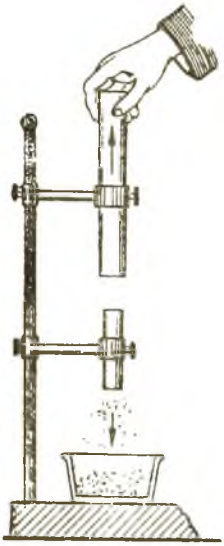
За прегледност ще направим сравнение на магнитното и електростатичното поле. Както видяхме, един диелектрик в електростатично поле идва в особено състояние — поляризирано. Вследствие на поляризацията в краищата на диелектрика или в областите, където той е нееднороден, се пораждат електрически товари. Тези товари създават свое електростатично поле, което се наслагва с първоначалното.

Ако интензивността на първоначалното електростатично поле е $\mathbf{E}_0$, а на полето, възбудено от поляризирането на диелектрика, е $\mathbf{E}'$, то резултантната интензивност на полето в диелектрика $\mathbf{E}$ е равна на векторната сума от интензивностите $\mathbf{E}_0$ и $\mathbf{E}'$:

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 + \mathbf{E}'. \tag{1}$$

Подобно на това и всеки магнетик, поставен в магнитно поле, идва в особено състояние — *намагнитва се*. Например, ако в полето на един магнит се внесе къс стомана (желязо с незначителни примеси от други вещества), то се намагнитва и привлича железни стърготини

(фиг. 366). Намагнитването на магнетик, когато се поставя в магнитно поле, се нарича *намагнитване по влияние* или *магнитна индукция*. От намагнитването на магнетика се получава поле с интензивност **H′**, която се наслагва с интензивността на първоначалното магнитно поле **H**. Следователно резултантната интензивност на полето в магнетика, или, както се казва, *магнитната индукция на магнетика* **B**, е векторна сума от интензивностите **H** и **H′**, т. е.



Фиг. 366. Намагнитване на меко желязо по индукция

$$\mathbf{B} = \mathbf{H} + \mathbf{H}'. \tag{2}$$

Опитно се установява, че добавъчната интензивност **H′** може да има еднаква или обратна посока с интензивността на първоначалното поле **H**. Вещества, за които **H′** има еднаква посока с **H**, се наричат *парамагнитни*; вещества, за които **H′** е с обратна посока на **H**, се наричат *диамагнитни*.

Увеличаването на интензивността на магнитното поле, когато поставим в него парамагнитно тяло, е мярка за големината на магнитната индукция за това вещество. Изобщо *магнитната индукция на дадено вещество показва интензивността на полето в мястото, в което е поставено веществото*.

Отношението между магнитната индукция B на дадено парамагнитно вещество, поставено в магнитно поле, и интензивността на полето H за същото място на полето във вакуум (и приблизително във въздух) характеризира величината *магнитна проницаемост* μ на веществото:

$$\mu = \frac{B}{H}, \tag{3}$$

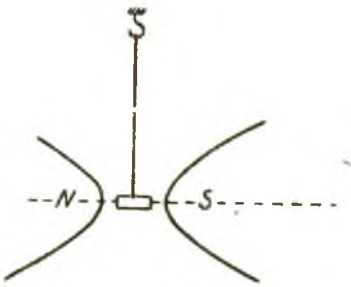
или векторът на магнитната индукция и интензивността са свързани с израза

$$\mathbf{B} = \mu \mathbf{H}. \tag{3′}$$

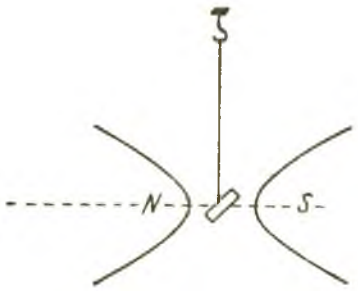
Изобщо магнитната проницаемост μ характеризира магнитните свойства на всяко вещество. За вакуум и приблизително за въздух $\mu = 1$; за всички други вещества μ е различно от единица.

Слабо парамагнитни вещества са платина, алуминий, хром, разтвори на железни соли и др. За тия тела обикновено **H′** е малко спрямо **H**, $\mu > 1$, но малко се различава от единица. Съществуват вещества, за които **H′** може да бъде значително по-голямо от **H**: тия вещества се наричат *феромагнитни* (от латинското име на желязото, най-важен представител на тази група вещества). Такива са желязо, кобалт, никел и някои сплави; съществуват феромагнитни сплави, съставени от нефероматнитни вещества. За феромагнитните тела μ е много голямо спрямо единица.

Слабо диамагнитни вещества са мед, цинк, сребро, злато, олово, вода и др. За всички диамагнитни вещества $\mathbf{H}'$ е също малко спрямо $\mathbf{H}$, а $\mu < 1$, но малко се различава от единица.



Фиг. 367. Парамагнитно тяло в магнитно поле



Фиг. 368. Диамагнитно тяло в магнитно поле

Опитно се установява дали едно тяло е парамагнитно или диамагнитно, когато тялото се вземе като къса пръчка и се окачи на тънък неусукан конец в силно магнитно поле. Ако тялото е парамагнитно, то се ориентира по силовите линии (фиг. 367), ако е диамагнитно — напречно на силовите линии (фиг. 368).

От формула (2) следва, че единицата за магнитната индукция B в *CGSM*-система трябва да бъде същата, както и за интензивността, т. е. оерщед. Въпреки това единицата за магнитната индукция се нарича гаус (*гс*). В същност гаус и оерщед се покриват.

От формула (3′) също следва, че магнитната индукция в гауси е равна на интензивността на полето в оерщеди, умножена с магнитната проницаемост на веществото. За $\mu = 1$ гаусите съвпадат с оерщедите.

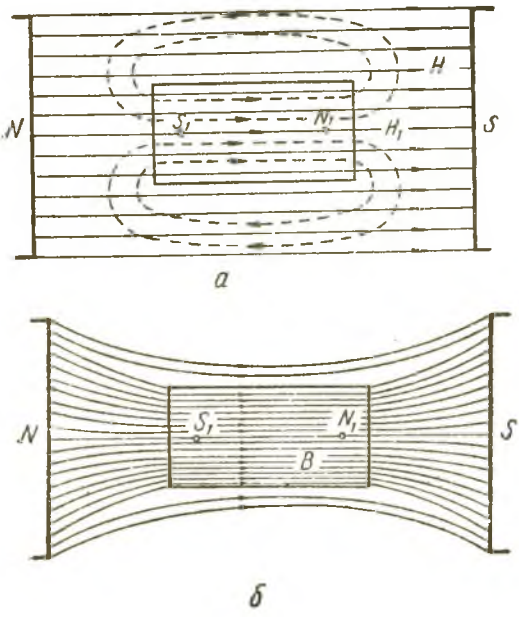
Интензивността на магнитното поле във всяка точка, както вече показахме (§ 241), е вектор, допирателен към силовата линия в съответната точка, през която тя минава, което имахме и в електростатичното поле.

Гъстотата на силовите линии за дадено място на полето характеризира интензивността на магнитното поле. Така чрез броя на силовите линии, които преминават нормално през 1 $см^2$ в дадено място на полето, се изразява условно интензивността на полето H за даденото място, както приехме това и за електростатичното поле. Този начин за преценяване интензивността на магнитното поле чрез магнитните силови линии се използува по-нататък в редица случаи.

На фиг. 369 *а* е представена интензивността $\mathbf{H}$ на магнитното поле, в което не е поставен магнетик, а на фиг. 369 *б* е представено същото поле, когато в него е поставен магнетик. Магнетикът създава свое поле с интензивност $\mathbf{H}'$, която се наслагва с интензивността $\mathbf{H}$ на първоначалното поле и се получава магнитната индукция $\mathbf{B} = \mathbf{H} + \mathbf{H}'$ на магнетика. Интензивността на полето без и с магнетик е представено за наглед-

[illegible] силови линии.

Когато магнитното поле не е във вакуум, а в някаква среда — магнетик, линиите на интензивността през магнетика се наричат *линии на магнитната индукция.* Допирателната към всяка точка от такава линия съвпада с вектора на магнитната индукция **B** за дадената точка.



Фиг. 369. Магнитната индукция B е сума от H и H_1: *а*) преди, *б*) след наслагането

Броят на линиите на магнитната индукция, които преминават нормално през единица повърхност (1 $см^2$), числено се приема, че е равен на големината на магнитната индукция B. Общият брой на линиите на магнитната индукция, който преминава нормално през елементарна повърхност ΔS, определя елементарния поток $d\Phi$ на магнитната индукция:

$$d\Phi = BdS = \mu H\, dS. \qquad (4)$$

Ако обаче векторът на индукцията B е наклонен спрямо площта dS, то за да определим елементарния поток, има значение слагаемата му B_n, перпендикулярна на dS, т. е.

$$d\Phi = B_n\, dS = B\, dS \cos\alpha = \mu\, H\, dS \cos\alpha, \qquad (5)$$

където α е ъгълът, който векторът на индукцията B сключва с нормалата към площта dS. От равенство (5) следва, че елементарният поток $d\Phi$ през площта dS може да бъде положителен или отрицателен в зависимост от това, дали α е остър или тъп ъгъл.

Общият поток на магнитната индукция Φ, преминаващ през крайна повърхност S, се дава от алгебричната сума на елементарните потоци преминаващи съответно през всички елементи на повърхността, т. е

$$Bds\cos\alpha = B_n S. \qquad (6)$$

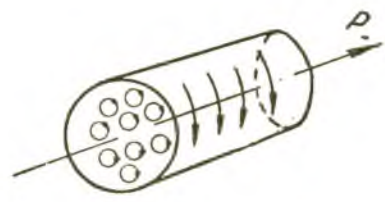
Съгласно формула (6) единиците за измерването на магнитния индукционен поток зависят от избора на единиците за магнитна индукция B и площта S. Ако магнитната индукция се измерва в гауси, площта — в $см^2$, магнитният поток в *CGSM*-система се измерва в единици, наречени максвели *(мксв). Един максвел е поток, преминаващ през повърхност 1 $см^2$, разположена нормално на линиите на магнитната индукция в еднородно магнитно поле с индукция 1 гс*, т. е.

$$1\ мксв = 1\ гс\ 1\ см^2.$$

По-голяма електромагнитна единица за магнитен индукционен поток е вебер (*вб*); 1 $вб = 10^8$ *мксв.*

§ 245. Амперова хипотеза за магнетизма. Магнитни свойства на веществата

В резултат на задълбочено изучаване взаимодействията между ток и магнит, ток и ток и вземайки под внимание еквивалентността между магнитен лист и кръгов ток, Ампер през 1820 г. създава хипотеза за магнетизма. Според нея всяко магнитно поле, включително и това на постоянния магнит, има електрически произход.



Фиг. 370. Молекулни и периферни токове в намагнитено тяло

Ампер приема, че около атомите или молекулите на всяко тяло текат кръгови токове, поради което атомите и молекулите стават елементарни магнити. Когато тялото не се намира в магнитно поле — не е намагнетизирано, молекулите на тялото са в безпорядък и тия токове не проявяват външно магнитно действие. Когато парамагнитно тяло се постави в магнитно поле, под влиянието на външното магнитно поле кръговите токове се стремят да застанат перпендикулярно на магнитното поле и заемат една и съща посока, както е показано на фиг. 370. Кръговите токове във всеки две съседни молекули имат противоположни посоки в мястото, където се доближават, поради това техните магнитни полета взаимно се компенсират на това място. Некомпенсирани остават полетата, създадени от външните части на токовете от периферните молекули; те имат еднаква посока. По такъв начин се приема, че по повърхността на тялото протича ток, подобен на тока на соленоида, който създава в тялото магнитно поле с интензивност H', и тя може да се изчисли, като се използува формула (5, 341).

Ако означим с I_0 силата на тока за единица дължина от поставения цилиндър в соленоида, то I_0 представлява произведението от силата на тока I по една навивка (периферният ток на молекулите в едно сечение) и броят на навивките n (периферните токове) на единица дължина; тогава интензивността на полето е

$$H' = 4\pi nI = 4\pi I_0. \tag{1}$$

Хипотезата на Ампер за съществуване на молекулни токове съответствува добре на съвременното схващане за строежа на атома. Съгласно с атомния модел на Ръдърфорд атомът се състои от положително заредено ядро, около което се движат електрони по затворени орбити. Движението на електрон по затворена орбита отговаря на ток, протичащ по затворен контур. Следователно движението на електрона създава магнитно поле, което ще изпитва известно въздействие от външно магнитно поле.

Нека приемем, че електронът се движи в атома по кръгова орбита с радиус r. Механичният момент на количеството на движение на електрона (§ 43) ще бъде

$$J_m = mvr, \tag{2}$$

където m е масата на електрона, а v — неговата линейна скорост. Движението на електрона обуславя тока, а следователно ще обуславя и магнитния момент j_m, който представлява произведението от силата на тока I и площта S на контура (§ 339). Силата на тока ще определим така: Движението на електрона по орбитата означава пренасяне на електрически товар e през едно сечение на орбитата и ако електронът за 1 секунда прави n обиколки, следва, че през сечението се пренася товар ne. Следователно движението на електрона по орбитата е еквивалентно на ток със сила

$$I = ne. \tag{3}$$

Броят на оборотите е $n = v/2\pi r$; тогава

$$I = \frac{v}{2\pi r} e.$$

Магнитният момент на електрона ще бъде

$$j_m = IS = \frac{v}{2\pi r} e \, \pi r^2 = \frac{1}{2} vre. \tag{4}$$

От равенства (2) и (4) следва

$$j_m = \frac{1}{2} \frac{e}{m} J_m. \tag{5}$$

Равенство (5) дава връзката между магнитния момент и момента на количеството на движението J_m на електрона по затворена орбита. Величините във формула (5) са изразени в електромагнитни единици.

Съществуването на молекулни токове в парамагнитно тяло, свързани с определени магнитни и механични моменти, е било потвърдено опитно от Айнщайн и Де-Хаас през 1915 г. и от Йофе и Капица в 1917 г.

Ако в един атом има няколко електрона, които се движат по различни орбити, доказва се, че механичните моменти $\mathbf{J}_{m_i}$ на отделните електрони се събират векторно в резултантен механичен момент $\mathbf{J}_m$. Също така магнитните моменти $\mathbf{j}_{m_i}$ на отделните електрони се сумират векторно в резултантен магнитен момент $\mathbf{j}_m$ за целия атом.

Прието е степента на намагнитване на дадена среда да се изразява векторно; *вектор на намагнитването* наричаме магнитния момент на единица обем от средата. Нека означим с $\Sigma \mathbf{j}_m$ геометрическата сума от магнитните моменти на молекулите, намиращи се в обема ΔV от магнетика. Тогава векторът на намагнитването $\mathbf{J}$ за еднородно намагнитен магнетик се определя с равенството

$$\mathbf{J} = \frac{\Sigma \mathbf{j}_m}{\Delta V}. \tag{6}$$

Ако магнетикът е намагнитен неоднородно, то векторът на намагнитването $\mathbf{I}$ има различни стойности в различни обеми. В този случай под намагнитване в дадена точка се разбира границата, към която се

стреми изразът (6), когато $\Delta V \to 0$. В същност при намаляване на обема той трябва да остава по-голям от обема на отделната молекула

$$\mathbf{J} = \lim_{\Delta V \to 0} \frac{\Sigma \mathbf{j}_m}{\Delta V}. \tag{7}$$

Връзката между I_0 от формула (1) и големината на вектора на намагнитването J ще установим по следния начин. Тъй като сечението на цилиндъра на магнетика (фиг. 370) е S, то обемът му на дължина l е Sl. Тогава големината на вектора на намагнитването ще получим, като разделим магнитния момент $I_0 Sl$ на обема, т. е.

$$J = \frac{I_0 Sl}{Sl} = I_0. \tag{8}$$

Следователно векторът на намагнитването J числено е равен на силата на молекулния ток, протичащ на единица дължина. От сравняване на формули (1) и (8) следва

$$H' = 4\pi J; \tag{9}$$

при това J и H' съвпадат по посока.

Интензивността на полето H', създадено от молекулните токове на намагнитваното вещество, е пропорционална на вектора на намагнитването J. Като заместим H' във формула (2, 244), получаваме

$$B = H + 4\pi J. \tag{10}$$

Приема се, че векторът на намагнитването J за неферомагнитни вещества е пропорционален на интензивността на магнитното поле H, в което се поставя магнетикът

$$J = \varkappa H. \tag{11}$$

Коефициентът на пропорционалност $\varkappa$ е характерна величина за всеки магнетик и се нарича *коефициент на намагнитването, магнитна възприемчивост* или *магнитен сусцептибилитет*.

От формули (10), (11) и (3, 244) следва

$$\mu \mathbf{H} = \mathbf{H} + 4\pi \varkappa \mathbf{H}$$

или

$$\mu = 1 + 4\pi\varkappa. \tag{12}$$

Формула (12) дава връзката между μ и $\varkappa$, които характеризират магнитните свойства на всяко вещество. Съгласно същата формула веществата в зависимост от техните магнитни свойства се групират така:

за вакуум и приблизително за въздух $\mu = 1$, $\varkappa = 0$;

за парамагнитни вещества $\mu > 1$, $\varkappa > 0$;

за диамагнитни вещества $\mu < 1$, $\varkappa < 0$.

Изведените зависимости се отнасят за еднороден магнетик, поставен изцяло в магнитно поле, различно от нула. За нееднороден магнетик

формули (8) и (9), общо взето, не важат. От формула (12) се вижда, че $\varkappa$ зависи от μ, а следователно и от H.

Може да се каже, че за всички парамагнитни и диамагнитни вещества μ е твърде близко до 1, а $\varkappa$ — до 0; изключение правят феромагнитните тела. Това се вижда ясно от табл. 25, в която са дадени стойностите на μ и $\varkappa$ за някои вещества.

Таблица 25

Вещества	μ	$\varkappa$
Фермагнитни		
Желязо	6200	480
Никел	300	24
Кобалт	175	14
Пермалой	90000	7200
Парамагнитни		
Алуминий	1,000023	$1{,}9 \cdot 10^{-6}$
Платина	1,000360	$29 \cdot 10^{-6}$
Кислород	1,000002	$0{,}12 \cdot 10^{-6}$
Азот	1,00000001	$0{,}001 \cdot 10^{-6}$
Въздух	1,0000004 (20°C 760 *мм*)	$24 \cdot 10^{-6}$
Диамагнитни		
Бисмут	0.999820	$-1{,}4 \cdot 10^{-6}$
Живак	0,999997	$-2{,}1 \cdot 10^{-6}$
Мед	0,999912	$-1{,}2 \cdot 10^{-6}$
Вода	0,999690	$-0{,}72 \cdot 10^{-6}$

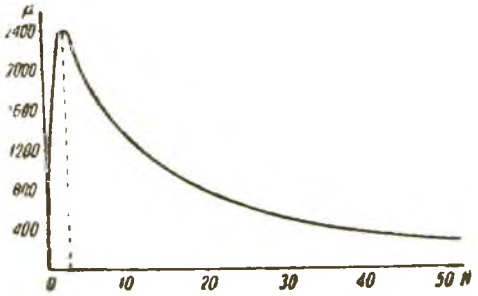
§ 246. Феромагнетизъм

Както видяхме (§ 245), веществата, които имат голяма магнитна проницаемост μ, а следователно и голяма магнитна възприемчивост $\varkappa$ (12, 245), се наричат феромагнитни. Феромагнитните вещества освен с голяма магнитна проницаемост се отличават още и със следното: 1) тия вещества запазват значителна магнитна индукция B_0 (намагнитване) и след като намагнитващото поле прекрати действието си; 2) магнитната проницаемост μ, както и магнитната възприемчивост $\varkappa$ на тия вещества не са постоянни величини, а зависят от интензивността на полето, в което е поставено веществото. Тази зависимост за мекото желязо е изследвана най-напред от А. Г. Столетов в 1872 г.

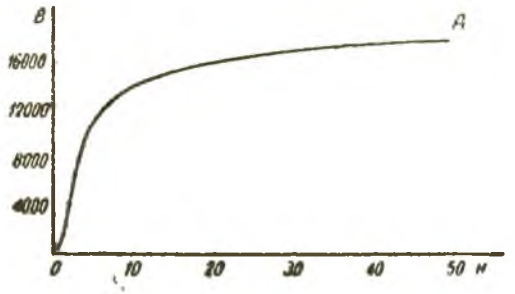
На фиг. 371 е представено графически изменението на μ в зависимост от H. По абсцисата е нанесена интензивността H в ерщеди, а по ординатата — магнитната проницаемост μ. При слабо увеличаване на интензивността на полето стойността на μ расте бързо, като достига максимална стойност при около $H = 2{,}5$ ерщеда. С увеличаване по-нататък на интензивността H μ намалява бързо и при достатъчно силно поле се стреми към единица. Оттук следва, че при много силно поле

желязото, използувано за ядро на електромагнит или на трансформатор, престава да играе тази роля.

От зависимостта на μ от H, изразена графически на фиг. 371, и от формула $B=\mu H$ (3, 244) следва, че и B ще се изменя с изменението на H. Тази зависимост на B от H е представена графически на



Фиг. 371. Зависимост на μ от H

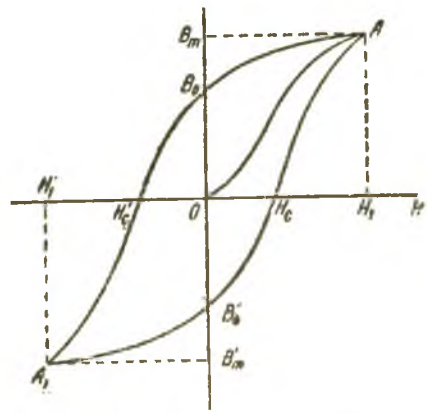


Фиг. 372. Зависимост на B от H

фиг. 372. По абсцисата е нанесена интензивността H в оерщеди, а по ординатата — магнитната индукция B в гауси. При слабо увеличаване на H B расте бързо; при по-нататъшно увеличаване на H B нараства по-бавно, като се стреми към определена стойност.

Кривата на фиг. 372, изразяваща зависимостта на B от H, се отнася за случаи, когато феромагнитното вещество (желязото) се подлага за пръв път на намагнитване. Ако обаче веществото е подлагано предварително на намагнитване, тогава се установява, че B зависи не само от интензивността на полето, но и от предишното магнитно състояние на феромагнитното вещество.

Зависимостта на B от H при многократно намагнитване на едно феромагнитно вещество е представена на фиг. 373. С увеличение интензивността на полето H от нула магнитната индукция при първото намагнитване расте по кривата OA. За дадено феромагнитно вещество точка A съответствува на максималната стойност на индукцията B_m, получена при определена стойност на интензивността на полето H_1.



Фиг. 373. Хистерезисна крива на феромагнитно вещество

Когато интензивността от тази стойност започне да намалява, намалява и индукцията, но не по кривата AO, а по кривата AB_0, като остава по-голяма, т. е. когато намалява интензивността H, индукцията B също намалява, но не така бързо, както нараства, когато H се увели-

чава. Това изоставане на магнитната индукция се нарича *магнитен хистерезис.*

Когато H отново стане нула, магнитната индукция не става нула, а има стойност B_0, която характеризира остатъчния магнетизъм на изследваното феромагнитно вещество. За да се намали по-нататък индукцията, трябва да се промени посоката на интензивността на полето. Щом интензивността в обратна посока достигне стойност H_c', индукцията става нула. Тази стойност на интензивността е мярка за задържащата сила на веществото и се нарича *задържаща* или *коерцитивна сила* на феромагнитното вещество.

Когато се увеличава по-нататък интензивността, индукцията нараства по кривата $H_c' A_1$, като приема обратен знак и достига стойност B_m' в точка A_1 при H_1'. При намаляване на интензивността от H' до нула индукцията се изменя по кривата $A_1 B_0'$, където B_0' е остатъчната индукция, равна по големина на B_0, но с обратен знак. За да се премахне индукцията B_0', интензивността на полето трябва да се увеличи от нула и първоначалната посока до стойност H_c, която е коерцитивната сила за премахване на индукцията B_0'. При по-нататъшното увеличаване на интензивността до H_1 магнитната индукция се изменя по кривата $H_c A$ и достига отново стойност B_m. Следователно, когато се изменя интензивността на намагнитващото поле от H_1 до H_1' и от H_1' до H_1, индукцията се изменя по характерна затворена линия $AB_0 A_1 B_0' A$, наречена *хистерезисна крива.* Площта, заградена от хистерезисната крива, се нарича *хистерезисна площ.* Различни феромагнитни вещества имат различни хистерезисни криви и затварят различни по големина хистерезисни площи. На фиг. 374 са дадени за сравнение хистерезисните криви за меко желязо и стомана.

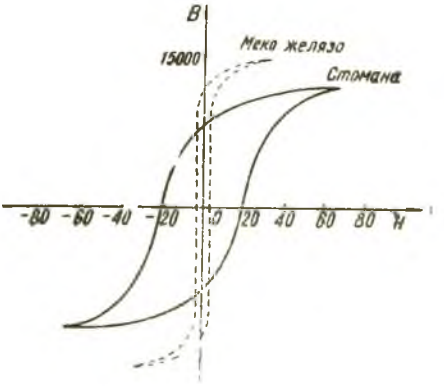
Когато интензивността на полето се изменя от H_1 до H_1', получава се намагнитването на веществото, на което съответствува частта $AB_0 H_c' A_1$ от хистерезисната крива. При изменяне на интензивността от H_1' до H_1 се получава пренамагнитване, на което съответствува частта $A_1 B_0' H_c A$ от хистерезисната крива.

Поради явлението хистерезис при намагнитването и пренамагнитването за една и съща стойност на интензивността на намагнитващото поле се получават различни стойности на магнитната индукция. Например за $H = 0$ имаме съответно: 1) магнитна индукция нула — веществото не е намагнитвано; 2) магнитна индукция OB_0 — при намагнитването на веществото; 3) магнитна индукция OB_0' — при пренамагнитването на веществото.

Остатъчната магнитна индукция и коерцитивната сила характеризират намагнитването на едно вещество и се дават от хистерезисната им крива. От вещества с голям остатъчен магнетизъм — остатъчна магнитна индукция — се получават силни постоянни магнити. Такива вещества обаче, ако нямат достатъчно голяма коерцитивна сила, се раз-

магнитват под външно въздействие, поради което не са подходящи за приготовляване на постоянни магнити въпреки големия им остатъчен магнетизъм.

От хистерезисните криви на мекото желязо и стоманата (фиг. 374) се вижда, че мекото желязо има малка коерцитивна сила спрямо стоманата, но по-голям остатъчен магнетизъм. Феромагнитни вещества с малка коерцитивна сила се наричат „меки" магнитни вещества, а такива с голяма коерцитивна сила — „твърди". Към меките спадат меко желязо, силициева стомана, сплави от желязо и никел и др. Коерцитивната сила при тях е от порядък на няколко оерцеда. Такива вещества се употребяват за магнитопроводи на трансформатори, ядра на електромагнити и др. Към твърдите спадат: въглеродните стомани, сплави, съдържащи Fe, Al, Cu, Ni, Co. Някои алуминиево-никелови стомани, особено когато им се прибави кобалт, имат голяма коерцитивна сила — от порядък на стотици оерцеди, и значителен остатъчен магнетизъм — от порядък на хиляди гауси, поради което са твърде подходящи за направа на мощни постоянни магнити при относително неголеми размери.



Фиг. 374. Хистерезисни криви на меко желязо и стомана

В таб. 26 са дадени $\mu_{макс}$, B_0 и H_c за някои по-типични „меки" и „твърди" магнитни вещества.

Таблица 26

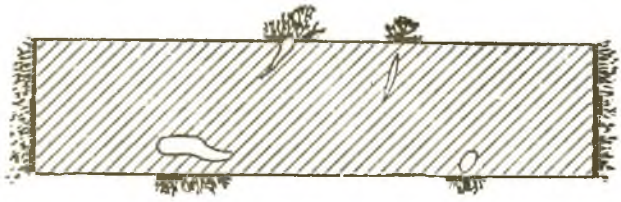
Свойства на магнитномеки вещества

Вещества	H_c в оерцеди	B_o в гауси	$\mu_{макс}$
Меко желязо	0,5	8400	5000
Чугун (3%C)	4,6	4000	2000
Трансформаторна ламарина (с 1% Si)	0,7	15000	10000
„ (с 4% Si)	0,35	5000	15000
Пермалой (78%Ni, 22%Fe)	0,06	5000	80000

Свойства на магнитнотвърди вещества

Вещества	H_c в оерцеди	B_o в гауси	$\mu_{макс}$
Въглеродна стомана (с 1%C) . .	40—60	9000—7000	—
Волфрамова стомана (6%W, 1%C)	60—80	11500—9500	—
Кобалтова стомана (20%Co, 5%W, 5%Cr, 1%Mo)	200—300	9000—8000	—
Никелово-алуминиева стомана (25%Ni, 12%Al)	700	5000	—
Тиганово-кобалтова стомана (10%Ti, 30%Co)	900	7000	—

Процесът на намагнитването на феромагнитните вещества обикновено се придружава с изменение на линейните им размери и обем. Това явление се нарича *магнитострикция*. Изменението на дължината — увеличаването или намаляването ѝ, е от порядък на стохилядна част от първоначалната дължина и се установява със специални методи. В по-голяма степен магнитострикцията се проявява при никела.



Фиг. 375. Магнитна дефектоскопия

Когато намагнитваното тяло е нееднородно, например в него има чуждо вещество с различно μ, пукнатина, кухина и др., те оказват деформация на магнитното поле, която се проявява по повърхността на такова намагнитвано тяло. Когато тялото се намагнитва, полива се с петрол, в който има фини железни стърготини, и леко се разтърсва; стърготините се събират не само в полюсите на тялото, но и на ония места от повърхността му, под които има пукнатина, кухина или чуждо тяло, както е показано на фиг. 375. На това явление почива така наречният *праховиден метод за магнитна дефектоскопия*. Този метод широко се прилага за контролиране на съответни детайли на машини, изготвени от стомана.

Съществуват и други методи на магнитна дефектоскопия, напр. за изследване на железопътни релси на самото място и др.

247. Постоянни магнити

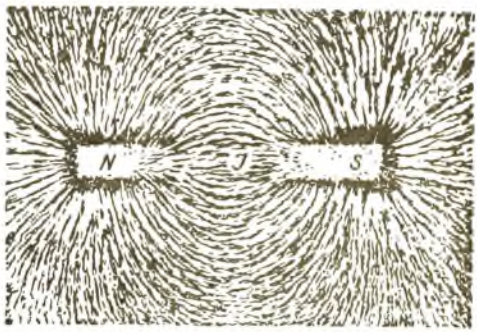
Както казахме (§ 246), изкуствени магнити се приготовляват от феромагнитни вещества с голям остатъчен магнетизъм и значителна коерцитивна сила.

Остатъчният магнетизъм във феромагнитните вещества се обуславя от запазване ориентацията на спонтанните магнитни области. За качественото обясняване на остатъчния магнетизъм и за получаване на изкуствени магнити ще използуваме обаче хипотезата на Ампер за магнетизма (§ 245) — с движението на електрони в атомите и молекулите. Видяхме, че когато феромагнитното вещество се постави в магнитно поле, молекулите се ориентират и възникват молекулни (периферни) токове. При отстраняване на магнитното поле ориентацията на молекулите се запазва в значителна степен поради коерцитивните сили, а това обуславя остатъчния магнетизъм на веществото. Поради обтичане на повърхността на магнита от молекулните токове пръчковидният магнит наподобява соленоид.

На фиг. 376 са представени силовите линии на магнитното поле на пръчковиден магнит. Те се получават, когато върху магнита се постави картон или стъкло, които равномерно се посипват с дребни железни стърготини. Необходимо е леко почукване на картона или

стъклото, за да се намали триенето на стърготините при ориентирането им по силовите линии.

Магнитните силови линии на дълъг пръчковиден магнит и на соленоид са почти еднакви. Разликата се състои в това, че в соленоида се наблюдава ходът на линиите и вътре в него и се вижда, че те там са успоредни и че образуват затворени криви (фиг. 353). При постоянен магнит не е възможно непосредствено да се проследи ходът на силовите линии вътре в него (фиг. 376). Краят на магнита, от който излизат силовите линии, се нарича „северен полюс", а краят, в който те влизат в магнита — „южен полюс".

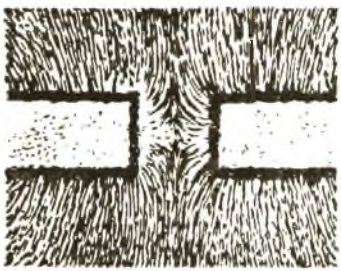


Фиг. 376. Магнитно силово поле на пръчковиден магнит

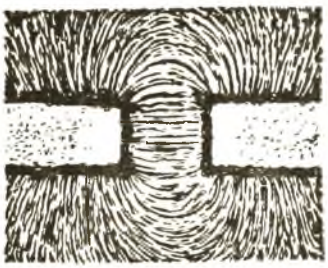
На фиг. 377 са показани силовите линии на магнитното поле между едноименни, а на фиг. 378 — между разноименни полюси. Силовите линии при разноименните полюси остават успоредни помежду си и се изгъват извън краищата им. Магнитно поле, в което силовите линии са успоредни, има еднаква интензивност във всяка точка и се нарича *хомогенно*.

Пръчковиден магнит, например магнитна стрелка, оставен свободен в еднородно магнитно поле, се ориентира под действието на полето по посока на силовите линии. Моментът M, с който полето действува на един магнит, зависи от интензивността на полето H и се дава с израза

$$M = pH \sin \alpha, \tag{1}$$



Фиг. 377. Силови линии в магнитно поле между едноименни полюси



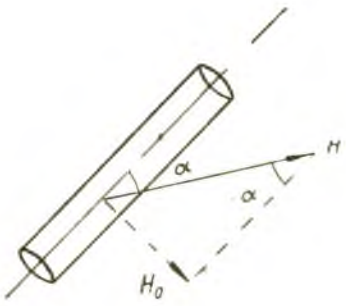
Фиг. 378. Силови линии в магнитно поле между разноименни полюси

където α е ъгълът, който оста на магнита сключва с посоката на силовите линии (фиг. 379). Когато $\alpha = 0°$, оста на магнита е успоредна на силовите линии, $M = 0$, магнитът се намира в равновесие; когато $\alpha = 90°$, моментът достига максимална стойност и формула (1) приема вида

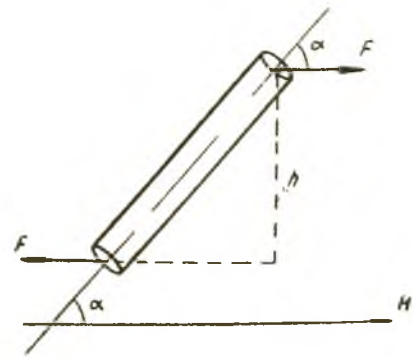
$$M = pH. \tag{1'}$$

Коефициентът p се нарича *магнитен момент на магнита*. Той зависи от дължината на магнита и от степента на намагнитването му.

Формула (1′) е аналогична на формула (7, 243) за момента, който изпитва затворен проводник с ток или соленоид в магнитно поле. Магнитният момент p на затворен проводник е $p = IS$, където I е силата на тока, и S — площта на контура.



Фиг. 379. Пръчковиден магнит, поставен в магнитно поле



Фиг. 380. Момент, действуващ на линеен магнит, поставен в магнитно поле

Когато магнит е поставен в магнитно поле, всеки елемент от него ще изпитва действието на сили от страна на полето. Ние обаче ще приемем, че общото действие върху всички елементи може да се замести от действието на двоица сили, приложена в краищата на магнита, ако големината ѝ е така подбрана, че моментът на двоицата да е равен на момента от фактически действуващите сили. Като означим всяка от силите на двоицата, действуващи в краищата на магнита с F, едната от които действува по посока на силовите линии, а другата — в обратна посока, дължината на магнита с l и ъгълът, който оста на магнита сключва с посоката на силовите линии, с α (фиг. 380), то моментът, който изпитва магнитът от приложената двоица сили, ще бъде

$$M = Fh = Fl \sin \alpha . \qquad (2)$$

Тъй като двата момента (1) и (2) са еднакви, получаваме

$$Fl \sin \alpha = pH \sin \alpha$$

или

$$Fl = pH. \qquad (3)$$

Магнитният момент p на магнита може да се сравни с момента на дипола (1, 206).

Ако приемем формално, че в краищата на магнита има количество магнетизъм, или, както обикновено се казва, *магнитна маса* m, въпреки

че *реално такава маса няма,* магнитния момент p на магнита ще представим по аналогия на диполния момент с произведението от дължината на магнита l и магнитната маса m, т. е.

$$p = ml. \tag{4}$$

От формула 1 за магнитния момент p се получава изразът

$$p = \frac{M}{H \sin \alpha}. \tag{4'}$$

Като се определят опитно M, N и α, определяме p, без да се интересуваме от фиктивната маса m, която участвува във формула (4).

С въвеждането на магнитна маса се идва до значително опростяване и до по-нагледни обяснения на някои магнитни явления и свойства и тъкмо поради това величината „магнитна маса" е запазена и досега в учението за магнетизма в някои учебници по физика. От равенство (4) за магнитната маса се получава

$$m = \frac{p}{l} = p_0, \tag{5}$$

т. е. магнитната маса се изразява с магнитния момент p_0, отнесен за единица дължина от магнита. Приема се, че магнитната маса на всеки магнит е разположена в полюсите му. Магнитната маса в северния полюс се приема за положителна, а тази в южния полюс — за отрицателна. Северният полюс на магнита във външно магнитно поле се ориентира винаги по посока на полето.

Като заместим p от формула (4) в (3), получаваме

$$Fl = mlH$$

или

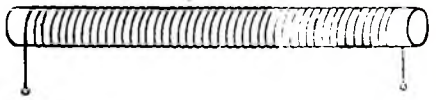
$$F = mH, \tag{6}$$

т. е. на фиктивния полюс на магнита действува сила, числено равна на произведението от големината на магнитната маса m и интензивността на външното магнитно поле H.

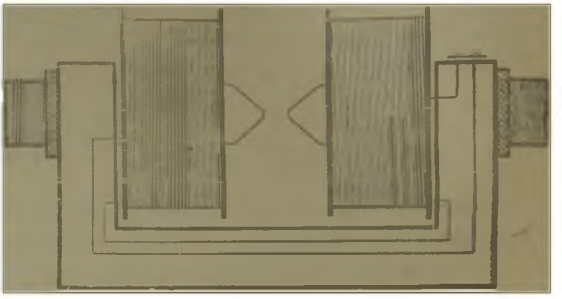
§ 248. Електромагнит

Установи се, че когато по проводника на соленоид или намотка пропуснем електрически ток, те стават магнитни. Ако в тях се вкара стомана, вследствие на магнитната индукция на стоманата се получава много кратно по-силен магнит, наречен *електромагнит* (фиг. 381). Намагничването при електромагнитите може да превъзхожда в значителна степен това при постоянните магнити, т. е. получават се електромагнити, много по-мощни от постоянните магнити.

За редица изследвания върху някои свойства на веществата при въздействие на магнитно поле и за наблюдаване на някои физически явления са необходими твърде силни магнитни полета. За създаване на силни магнитни полета електромагнитите се оформят по такъв начин, че полюсите им да бъдат на възможно близко разстояние. Една форма на често



Фиг. 381. Електромагнит



Фиг. 382. Лабораторен електромагнит

използуван електромагнит за лабораторни и други задачи е показана на фиг. 382.

Интензивността на магнитното поле в пространството между полюсите зависи от големината на сечението на стоманеното ядро, от броя на навивките и от силата на електрическия ток, протичащ през тях. Когато те са по-големи, по-голям е магнитният индуктивен поток през стоманеното ядро. За да се получи силно магнитно поле между полюсите, те трябва да са на близко разстояние и да имат малка повърхност — да са конични, за да се концентрира през тях и в пространството между тях целият магнитен поток от стоманеното ядро на магнита. Полюсните наставки на електромагнита могат да се сменяват и да се употребяват различни форми според нуждата.

Като се изменя силата на тока, изменя се в широки граници и магнитната индукция на стоманата, а следователно и магнитното поле на електромагнита, а като се изменя посоката на тока, изменят се и полюсите му.

Изобщо с електромагнити могат лесно да се създават магнитни полето в пространството между полюсите им с интензивност от няколко хиляди до няколко десетки хиляди оерцеда. Изменението на интензивността на магнитното поле в широки граници чрез изменяне силата на тока е голямо удобство и сериозно предимство на електромагнитите.

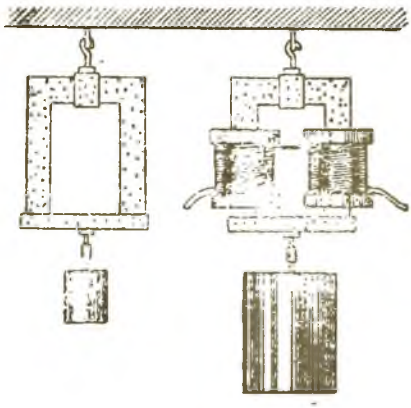
Мощен електромагнит от този вид е създаден от френския физик Вайс. Интензивността на магнитното поле на тоя електромагнит между конични полюси на разстояние от няколко милиметра достига до 50 000 оерцеда, теглото — около половин тон, а мощността — около 5 *квт*. За да може да се намалява загряването на намотките, проводникът е тръба, която се охлажда, като се пропуска през нея течаща вода.

При ускорителите на заредени частици се употребяват много мощни и с голям обем електромагнити. Например електромагнита на синхрофа-

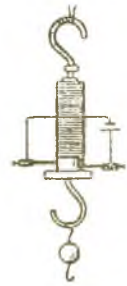
зотрона в град Дубна, СССР, е един от най-големите засега. Той има пръстеновидна форма с диаметър 56 *м* и тежи 36 000 тона.

Съветският физик Капица конструира електромагнит без стоманено ядро, а само от подходяща намотка, по която пропуска много силен ток от специално конструирана за тази цел динамомашина. Като пропуска през намотката ток със сила няколко десетки хиляди ампера в продължение на части от секундата, Капица получавал краткотрайно магнитно поле с интензивност от порядък на милион оерщеда. Такова краткотрайно интензивно магнитно поле било необходимо за специални изследвания, например при процеси с молекулно-атомен характер, за които такава продължителност на полето е напълно достатъчна, тъй като те протичат в продължение на около 10^{-10} *сек.*

Всеки постоянен магнит или електромагнит притежава подемна сила, която се изразява чрез максималното тегло, което магнитът може да задържа. Тя зависи от големината на магнитната индукция B на стоманеното ядро, от големината на носещата повърхност на полюсите и от сечението на ядрото, а така също и от формата на магнита. При подковообразните магнити и електромагнити подемната сила се увеличава значително, като се затворят полюсите с котва. Изобщо елекромагнитите притежават по-голяма подемна сила от постоянните магнити, както това е показано на фиг. 383 за сравнение.



Фиг. 383. Подковообразен постоянен магнит и електромагнит с котви



Фиг. 384. Прав електромагнит с котва



Фиг. 385. Прав електромагнит със затворено магнитно поле

Подемната сила до значителна степен зависи от това, дали силовите линии на електромагнита се затварят с подходяща стоманена броня или се разсейват в пространството. Например на фиг. 384 е показан прав електромагнит с котва, на който силовите линии не са затворени, а на фиг. 385 същият електромагнит е обвит със стоманена броня, на която

долният край лежи в равнината на полюса така, че котвата и бронята затварят напълно целия магнитен поток. В този случай подемната сила на електромагнита се увеличава многократно в сравнение с първия случай, когато магнитното поле остава отворено.

Големината на подемната сила P при носеща повърхност (сечение на ядрото) S [$см^2$] и при магнитна индукция на стоманеното ядро B гауса се дава със следната формула:

$$P = \frac{1}{8\pi} SB^2 \ [дини] = S\left(\frac{B}{5000}\right)^2 \ [кГ].$$

Подемната сила, отнесена за носеща повърхност 1 $см^2$, е

$$p = \frac{P}{S} = \frac{B^2}{8\pi} \left[\frac{дини}{см^2}\right] = \left(\frac{B}{5000}\right)^2 \left[\frac{кГ}{см^2}\right].$$

Например за електромагнит с $B = 5000$ гауса и сечение на ядрото $S = 100$ $см^2$ подемната сила е $P = 100$ $кГ$

Дадените формули дават в същност горната граница на подемната сила. В действителност тя е винаги по-малка поради неизбежното частично разсейване на магнитния поток и поради други причини.

Електромагнитите намират широко приложение в техниката било като отделни уреди, било като част от сложни апарати и машини. В металургичните заводи например се употребяват електромагнитни повдигателни кранове за вдигане и пренасяне на стоманени части. При някои инструментални машини, като шлайфмашините, се употребяват електромагнити за закрепване на обработваемите части.

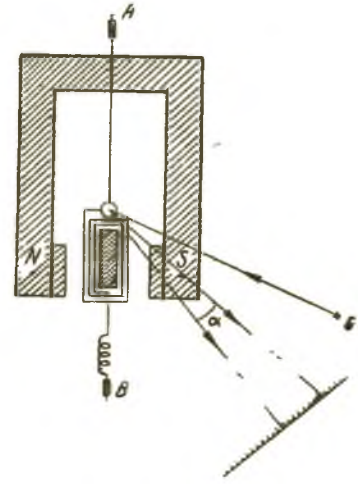
§ 249. Измервателни уреди

Взаимодействията между магнитното поле и ток, както и между токове се използуват за направа на различни измервателни уреди за точно измерване на тока и напрежението.

Галванометърът на Депре — д'Арсонвал се състои от постоянен подковообразен магнит, между полюсите на който може свободно да се върти лека намотка с много навивки от тънка жица. Единият ѝ край е свързан с тънка нишка, посредством която тя е окачена за витлото A, а другият ѝ край посредством фина пружина е свързан с витлото B (фиг. 386). Намотката заема определено равновесно положение, когато през нея не протича ток. Когато се пропусне ток, силата на който се измерва, магнитното поле на намотката си взаимодействува с това на постоянния магнит и намотката се завърта. На това завъртане противодействува дирекционният момент на нишката на окачването. Когато връщателният момент на намотката се изравни с дирекционния момент на нишката, намотката идва в ново равновесно положение при завъртане на ъгъл α. При протичане на по-силен ток се получава съответно и по-голямо завъртане. Във вътрешността на намотката се намира

неподвижно желязно ядро, предназначението на което е да концентрира силовите линии на постоянния магнит.

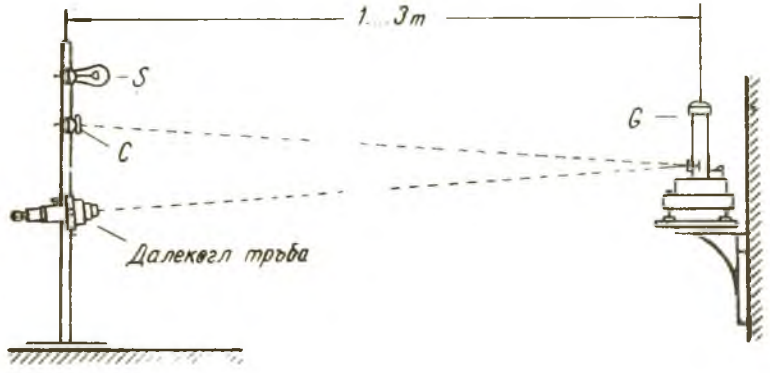
Ъгълът на завъртането се отчита посредством светлинен лъч. Последният се получава от източника S, отразява се от малко, закрепено на намотката огледалце, и попада върху подходяща скала на разстояние около $1 \div 3$ *м* от огледалцето. Когато през намотката протече ток, тя се завърта и лъчът се мести по скалата. На фиг. 387 е дадена отделно огледална система за отчитане показанията на галванометъра: C е скала, осветявана от източника S. Осветените скални деления се отчитат с далекогледна тръба. При достатъчно малки ъгли, каквито се получават обикновено при галванометъра, те могат да се заменят с дъгата или хордата, която лъчът описва върху скалата. Хордата се измерва с деления от скалата. Установява се, че силата на тока I е пропорционална на ъгъла на завъртането α, респ. на скалните деления n, т. е.



Фиг. 386. Галванометър на Депре—д'Арсонвал

$$I = k_0\alpha = kn.$$

Коефициентът на пропорционалност k характеризира чувствителността на галванометъра. Под *чувствителност* се разбира *силата на тока, от която се получава отклонение 1 мм при разстояние 1 м на скалата от огледалото.* Чувствителността се изразява в *а/мм*. Обикновено чувствителността при тия галванометри е от порядък 10^{-9} *а/мм*.

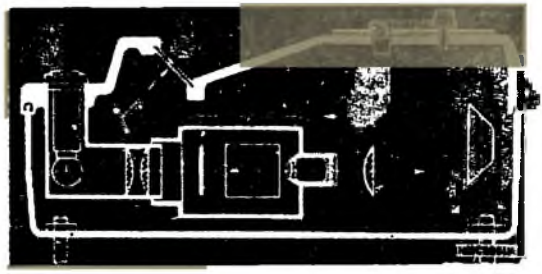


Фиг. 387. Галванометър с оптическа система за отчитане

Тези галванометри се наричат още *огледални* или *с въртяща се*

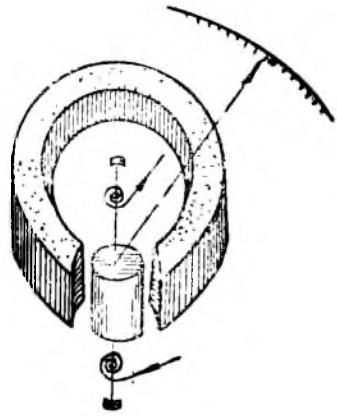
бобина и се използуват най-широко за прецизни измервания в технически и физически лаборатории.

Понеже нагласяването на описания огледален галванометър за измервания е трудно, в последните десетилетия се приготовляват такива галванометри, на които оптичната система за отчитане е включена в самите уреди. Те са известни като *галванометри със светлинен показалец* или *лъч*. На фиг. 388 е показан схематично такъв галванометър с хода на светлинния лъч. Източникът на светлина е малка лампа, захранвана от батерийка или понижаващ трансформатор, включени в уреда.



Фиг. 388. Схема на галванометър със светлинен показалец

Ампермет рите почиват на същия принцип и служат също за измерване силата на тока. Според това, за каква сила на тока са предназначени, те носят съответни имена: *амперметри* — за измерване силата на тока в ампери; *милиамперметри* — за хилядни от ампера; *микроамперметри* — за милионни от ампера. При тях намотката е закрепена на стоманена ос, острите краища на която лежат в подходящи ахатови лагери за намаляване на триенето. На завъртането на намотката при протичане на ток противодействуват спирални пружини, които служат същевременно и за провеждане на тока към намотката. Отчитането става не със светлинен лъч, а с показалец от алуминий, който е закрепен неподвижно за оста и се мести над скала, градуирана в съответни единици за сила на ток (фиг. 389).



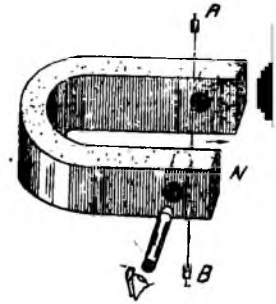
Фиг. 389. Амперметър с въртяща намотка

Един такъв измервателен уред може да бъде конструиран и за измерване на сила на тока в различни измервателни области (обхвати) чрез включване в самия уред на подходящи шунтове. Съответните обхвати са означени при витлата на уреда. С такъв уред трябва обаче да се работи внимателно, за да не се объркa включването, което води до повреди.

Волтметрите са предназначени за измерване на потенциални разлики и когато измерването става във волтове, те се наричат *волтметри*, ако ли пък става в хилядни от волта — *миливолтметри*. Те имат същото принципно устройство, както амперметрите, но се отличават от тях по това, че последователно на намотката е включено подходящо голямо съпротивление, така че собственото им

съпротивление да стане достатъчно голямо. Това е необходимо съгласно казаното в § 221 за по-точно измерване, тъй като те се включват паралелно на проводника, в краищата на който се измерва потенциалната разлика. Употребяват се често и волтметри с различни обхвати, които са означени съответно на витлата или при комбинираните измервателни уреди на специална скала с превключвателен ключ.

Амперметрите и волтметрите с въртяща се намотка са твърде удобни и широко разпространени. В зависимост от тяхната прецизна изработка те имат и съответна чувствителност. С тях може да се измерва само постоянен ток за разлика от уредите с нагряваща жичка, с които се измерва и променлив ток. Те обаче могат да се приспособяват и за измерване на променлив ток, когато в тях се включват подходящи сухи токоизправители.



Фиг. 390. Струнен галванометър

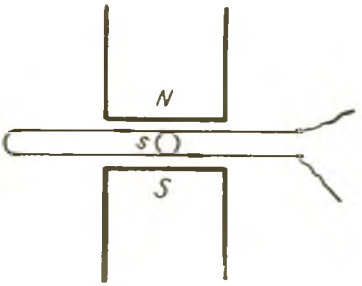
Струнният галванометър (фиг. 390) е предложен от Айнтхофен и се състои от постоянен подковообразен магнит с интензивно магнитно поле, напречно на което е опъната фина метална нишка *AB*. Когато през нея протича ток, нишката се отклонява по правилото на трите пръста на лявата ръка навътре или навън от магнита според посоката на тока. Този уред е предназначен за твърде слаби токове от порядък 10^{-10} *a*, поради което малките отклонения на нишката се наблюдават субективно с микроскоп през отвори, направени в краищата на магнита, или се проектират и регистрират върху равномерно движеща се фотографна лента.


Фиг. 391. Електрокардиограма

Нишката на галванометъра има много малък собствен период на трептене, който е от порядък на $^1/_{100}$ *сек*, поради което той е удобен за измерване и на бързо променливи токове. Заради тези му качества се използува в медицината за измерване на сърдечните токове, дължащи се на свиване на сърдечния мускул и разпространяващи се по цялото тяло на човека. Регистрирането на сърдечните токове върху равномерно движеща се фотографна лента се изразява с характерна крива, наречена *електрокардиограма* (фиг. 391). По нея се съди за функционирането на сърцето и се определя естеството на сърдечните заболявания. Този галванометър е главна съставна част на *електрокардиографите* — апарати за сърдечни изследвания.

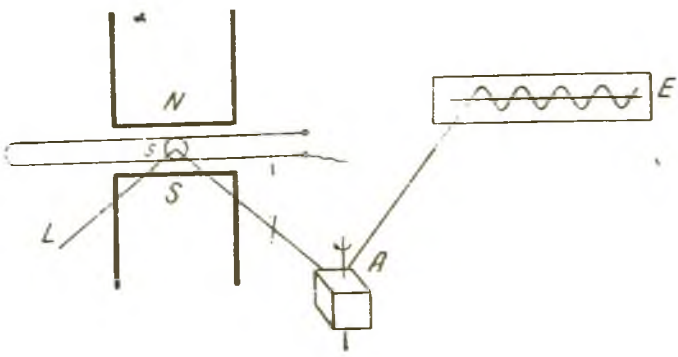
Шлайфосцилограф. Даден е от Блондел и се състои от постоянен магнит, в полето на който е опъната двойна тъкан и тясна лента

със закрепено на нея огледалце (фиг. 392). Токът протича по едната част на лентата в една посока и се връща по другата в обратна посока. Вследствие на това едната част от лентата се отклонява от магнитното поле в една посока, а другата — в противоположна посока. Ако през лентата протича променлив ток, получава се въртене на огледалцето с честотата на променливия ток. Върху огледалцето *s* пада сноп светлина от подходящ източник *L*, отразява се и чрез повторно отразяване от равномерно въртящо се призматично огледало *A* се проектира върху екран *E* (фиг. 393) или се регистрира върху равномерно движеща се фотографна лента. От получената крива се съди за характера на променливия ток. Поради твърде малкия собствен период на лентата могат да се регистрират и изучат променливи токове с честота до няколко хиляди херца в секунда.

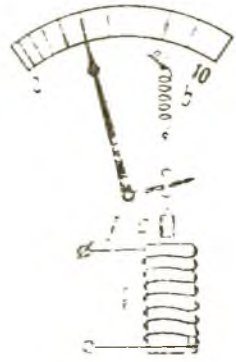


Фиг. 392. Схема на шлайф-осцилограф

Електроизмервателните уреди с меко желязо се състоят от един соленоид *A*, във вътрешността на който може да се увлича към меко желязо *a* от магнитното поле на соленоида, когато през него протича измерваният електрически ток. Увличането е пропорционално на интензивността на магнитното поле, която пък зависи от силата на измервания ток *I*. На увличането противодействува витлово навита пружина *b*, на



Фиг. 393. Проектиране на променлив ток с помощта на шлайфосцилограф



Фиг. 394. Амперметър с меко желязо

която посредством нишка е окачено мекото желязо *a* (фиг. 394). Към нишката по подходящ начин е закрепен показалец; той се движи над скала, еталонирана в съответни единици за сила на ток.

Електродинамичните измервателни уреди се състоят от две намотки, от които външната е неподвижна, а вътрешната подвижна (фиг. 395). При равновесие двете намотки са взаимно перпендику-

лярни. Вътрешната намотка може да се върти около ос, която се направлява от две спирални пружини. На оста е закрепен показалец с балансьор; последният се движи в затворена кутия, служеща като въздушен успокоител за бързо установяване положенията на стрелката. Измерваният ток протича едновременно през двете намотки, които са свързани последователно. От взаимодействието на магнитните им полета, което е пропорционално на квадрата на силата на измервания ток, подвижната намотка се завърта. На това завъртане противодействуват спиралните пружини и подвижната намотка заема ново равновесно положение. То се отчита с показалеца върху скалата, градуирана в съответни единици за сила на тока. Деленията на скалата при тези уреди не са равномерни.



Фиг. 395. Електродинамичен амперметър

С тези уреди може да се измерва както постоянен, така и променлив ток, тъй като посоката на тока се мени едновременно и в двете намотки и поради това взаимодействието им се запазва. В последните два вида измервателни уреди липсва постоянно магнитно поле.

Обикновено системата, използувана в даден измервателен уред, се дава схематично върху скалата му. Към системата се поставя и знак за вида на тока — постоянен (=) или променлив (~).

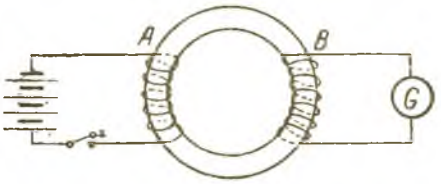
XXXI. ЕЛЕКТРОМАГНИТНА ИНДУКЦИЯ

§ 250. Основни опити

След опита, направен от Оерстед (1820), за отклоняване на магнитна стрелка от електрически ток и след като Ампер през 1820—1823 г. установява, че около електрическия ток се създава магнитно поле, Фарадей, изхождайки от единството в природните явления, се занимава с въпроса не е ли възможно обратното явление — магнитното поле да възбуди електрически ток. За изясняване на този въпрос той провежда систематични опити, в резултат на които през 1831 г. открива, че действително магнитно поле при известни условия може да възбуди електрически ток. Това явление Фарадей нарича *електромагнитна индукция*.

Това забележително откритие лежи в основата на цялата съвременна електротехника. Без него не би било възможно изобщо развитието на електротехниката, както и сегашните размери на добиването и пренасянето на електрическа енергия.

Оригиналният опит на Фарадей, с който той открива електромагнитната индукция, се състои в следното. На двете противоположни страни на стоманен пръстен се намотават по една намотка (фиг. 396). Краищата на едната намотка A са съединени с източник на ток — по онова време батерия от галванични елементи, след това краищата на другата намотка B съединявал с чувствителен галванометър G. При това галванометърът не показвал никакъв ток. Фарадей увеличава броя на елементите до 120, без да получи положителен резултат. Когато първо затворил веригата B с галванометъра, получавал се краткотраен ток само в момента на затваряне или прекъсване на веригата A, към която е включена батерията.



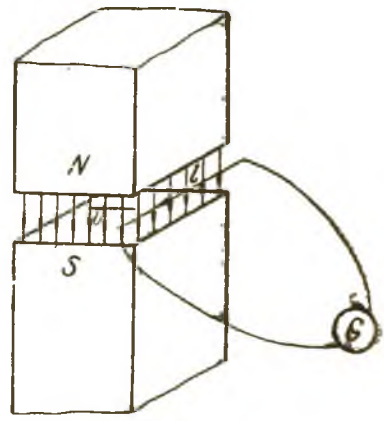
Фиг. 396. Опит на Фарадей за електромагнитна индукция

Полученият ток в намотката B се нарича *индуктиран ток*, а токът в намотката A — *индуктиращ*. Електродвижещата сила, на която се дължи индуктираният ток, се нарича *индуктирана електродвижеща сила*.

Опитите показват, че при затваряне на веригата индуктираният ток има обратна, а при прекъсване — еднаква посока с индуктиращия ток.

Електромагнитната индукция се демонстрира убедително със следните опити.

Когато между полюсите на един магнит се движи напречно на силовите линии проводник с дължина l, краищата на които са съединени с чувствителен галванометър G, той показва, че във веригата протича краткотраен индуктиран ток, и то само докато проводникът се движи в полето (фиг. 397). Посоката на индуктирания ток зависи от посоката, по която проводникът се движи в полето. Ако проводникът се движи в полето успоредно на силовите линии или когато е неподвижен, в него не се индуктира ток.



Фиг. 397. Електромагнитна индукция в единичен проводник

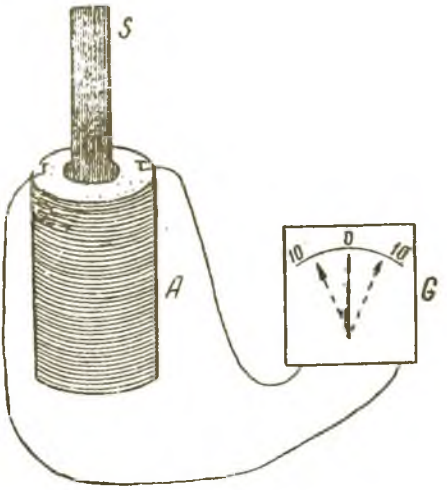
Бобината A (фиг. 398) с голям брой навивки се съединява с галванометър G, нулата на който е в средата на скалата. Когато в намотката се вкара постоянен пръчковиден магнит, по нея протича ток и стрелката на галванометъра се отклонява в определена посока. Ако магнитът се изважда от намотката, стрелката се отклонява в обратна посока. Индуктираният ток продължава да тече, докато магнитът се движи. При това, щом намотката е с повече навивки, щом постоянният магнит е по-силен и движението му в намотката става по-бързо, отклонението на стрелката е по-голямо, по-силен е индуктираният

ток в намотката. Ако магнитът е поставен в намотката и не се движи, галванометърът не показва протичане на ток.

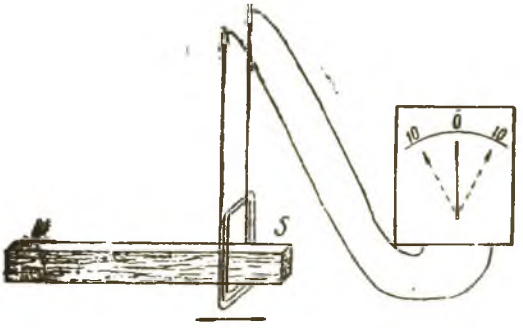
Ако магнитът се движи в намотката при обърнати полюси, посоката на индуктирания ток в намотката съответно се изменя спрямо първия случай.

Същият ефект се получава, когато магнитът е неподвижен, а се движи намотката, както е показано на фиг. 399. Когато намотката се люлее в полето на постоянен пръчковиден магнит, стрелката на галванометъра се отклонява в противоположни посоки — през галванометъра протича ток с променлива посока.

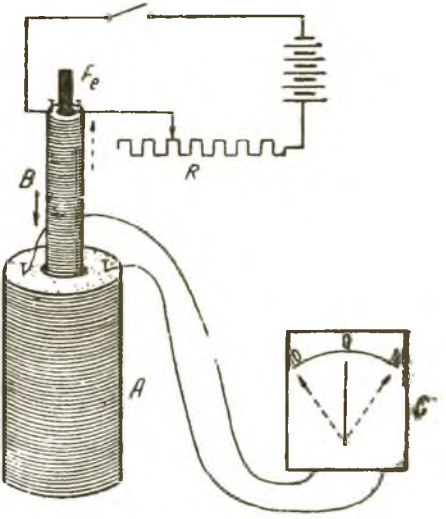
Вместо постоянен магнит в намотката A може да се движи електромагнит B (фиг. 400). Получава се пак същият ефект. В тоя случай в намотката A освен при движението на електромагнита B се получава индуктиран ток и при следните условия. Когато електромагнитът е поставен неподвижно в намотката, в нея не се индуктира ток. Но щом силата на тока в електромагнита се измени, както и при пускане и прекъсване на тока, в намотката се индуктира ток.



Фиг. 398. Електромагнитна индукция чрез движение на постоянен магнит



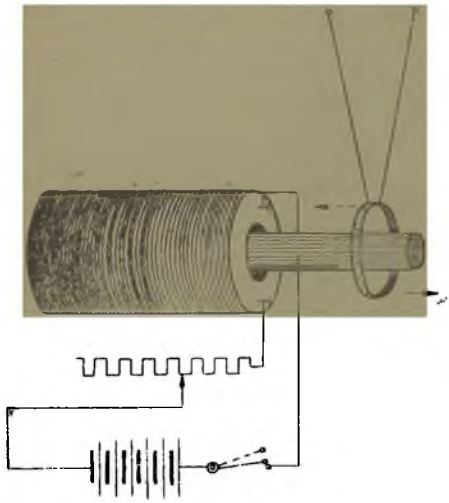
Фиг. 399. Електромагнитна индукция в подвижна намотка



Фиг. 400. Електромагнитна индукция чрез електромагнит

Посоката на индуктирания ток се определя лесно чрез опита, показан схематично на фиг. 401. Намотката представлява алуминиев пръстен, [illegible] електромагнита. Когато ядрото на елек-

тромагнита се вкарва в пръстена или токът в електромагнита се пусне или усили, пръстенът се отблъсква от навивките на електромагнита. Ако електромагнитът се отдалечава по отношение на пръстена или ако токът в него се прекъсне или отслаби, пръстенът се привлича. А тъй като отблъскване между два успоредни проводника се наблюдава, когато в тях токовете имат противоположни посоки, а привличане става при еднакви посоки, следва, че в пръстена (намотката) и в електромагнита посоките на индуктирания и индуктиращия ток в първите три случая са противоположни, а в другите три случая — еднакви.

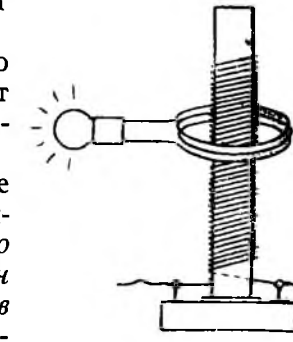


Фиг. 401. Посока на индуктирания и индуктиращия ток

Обикновена намотка от звънчева жица, на която краищата са свързани с подходяща електрическа лампа, обвива електромагнита (фиг. 402). Лампата свети само когато токът в електромагнита се пуска или прекъсва. Тя свети и при много бързо движение на намотката.

Когато през електромагнита протича променлив ток, лампата в намотката свети непрекъснато. При този опит няма никакво движение нито пропускане или прекъсване на тока в електромагнита, обаче магнитното поле около него се изменя съответно с измененията на променливия ток. Посоката и силата на индуктирания ток в намотката във всеки момент зависи от посоката и силата на индуктиращия ток.

При всички опити се показва лесно, че когато описаните промени стават по-бързо, индуктираният ток, а следователно и индуктираната електродвижеща сила са по-силни.



Фиг. 402. Индукция чрез променлив ток в неподвижна намотка

В резултат на показаните опити може да се направи следният извод за възбуждането на електромагнитната индукция. *Винаги когато около един проводник се предизвика по някакъв начин относително изменение на магнитното поле, в проводника се възбужда индуктирана електродвижеща сила, а ако проводникът е затворен, възниква и индуктиран електрически ток.* Индуктираният ток продължава толкова време, колкото трае промяната на магнитното поле, което го възбужда.

Ленц през 1833 г. дава следното правило за посоката на индуктирания ток: *индуктираният ток има винаги такава посока, че създаденото от него магнитно поле противодейства*

на промяната на магнитното поле, което го възбужда. Например, когато постоянният магнит (фиг. 398) се вкарва със северния си полюс, индуктираният в намотката ток има такава посока, че северният полюс на получения електромагнит е в горния край на намотката и противодействува на едноименния полюс на постоянния магнит при вкарването му в намотката. При изваждане на магнита от намотката се изменя посоката на индуктирания ток и сега в горния край на намотката е южният полюс на електромагнита, той противодействува на отдалечаващия се постоянен магнит, като задържа разноименния му полюс. Ефектът е същият, ако вместо постоянен магнит се употреби електромагнит (фиг. 400).

Посоката на индуктирания ток може да се определи с така нареченото *правило на Флеминг* или *правило на трите пръста на дясната ръка.* То гласи: *ако се разположат палецът, показалецът и средният пръст взаимно перпендикулярно така, че показалецът да сочи посоката на магнитните силови линии, палецът — посоката на движението на проводника, средният пръст показва посоката на индуктирания ток.*

§ 251. Големина на индуктираната електродвижеща сила

При всички описани в § 250 опити се установи, че когато изменението на магнитното поле става по-бързо, възбудената индуктирана електродвижеща сила е по-голяма, респ. по-силен е индуктираният ток в затворения проводник.

Ако магнитното поле на фиг. 395 стане по-интензивно, проводникът, като се движи със същата скорост, ще пресича повече силови линии за 1 *сек* и съответно индуктираната електродвижеща сила ще стане по-голяма.

Опитът на фиг. 400 показва, че ако стоманеното ядро от електромагнита е извадено, при затваряне и отваряне на веригата стрелката на галванометъра се отклонява слабо, а когато ядрото е поставено, отклонението става значително по-голямо. Следователно големината на индуктираната електродвижеща сила зависи от изменението на магнитния поток, който се увеличава от стоманеното ядро μ пъти.

От тия разсъждения следва непосредствено, че големината на индуктираната електродвижеща сила E_i може да се изрази с броя на силовите линии, които проводникът пресича за 1 *сек*:

$$E_i = -\frac{dN}{dt}, \tag{1}$$

или с изменението на магнитния поток, преминаващ през площта на заградени от проводника,

$$E_i = -\frac{d\Phi}{dt}. \tag{2}$$

Уравнение (1) изразява формулировката на Фарадей, а уравнение (2) формулировката на Максвел за големината на индуктираната електродвижеща сила.

С опита на фиг. 397 се показва лесно, че в същност уравнения (1) и (2) са идентични и следователно двете формулировки се покриват. Нека проводникът с дължина l се движи равномерно със скорост v *см/сек* напречно на силовите линии в поле с магнитна индукция B и за времето dt изминава път $ds = vdt$; тогава броят на силовите линии, които проводникът пресича за това време, е

$$dN = Blvdt = Blds = BdS = d\Phi.$$

Броят на пресечените силови линии за 1 *сек* и изменението на магнитния поток за 1 *сек* са очевидно еднакви:

$$\frac{dN}{dt} = \frac{d\Phi}{dt}.$$

Следователно броят на силовите линии, които проводник, представляващ част от затворен контур, пресича за единица време, дава изменението за единица време на потока, преминаващ през контура.

От уравнение (2) следва, че *индуктираната електродвижеща сила числено е пропорционална на скоростта* $\frac{d\Phi}{dt}$, *с която се изменя магнитният поток.*

От уравнение (2) следва още, че индуктираната електродвижеща сила E_i се изразява в електромагнитни единици, когато изменението на магнитния поток се изразява в максвели, а времето — в секунди. Следователно *индуктираната електродвижеща сила е 1 ел. м. ед., когато магнитният поток се изменя с 1 мксв за 1 сек*:

$$E_i\,[ел.\ м.\ ед.] = -\frac{d\Phi}{dt}\left[\frac{мксв}{сек}\right]. \qquad (3)$$

Ако индуктираната електродвижеща сила се изразява във волтове, в уравнение (3) трябва да участвува коефициентът 10^{-8} и то приема вида

$$E_i\,[в] = -10^{-8}\frac{d\Phi}{dt}\left[\frac{мксв}{сек}\right], \qquad (4)$$

т. е. 1 *ел. м. ед. ел. дв. с.* $= 10^{-8}$ *в* $= \frac{1}{3 \cdot 10^{10}}$ *ел. ст. ед. пот.*

Посочената връзка между електростатичната и електромагнитната единица за електродвижещата сила и тази, която установихме за силата на тока в двете системи (§ 242), се получават и като се излезе от мощността на тока IE, когато I и E се изразяват и в *CGSE*, и в *CGSM* единици, т. е.

$$I\,[ел.\ ст.\ ед.]\,E\,[ел.\ ст.\ ед.] = I\,[ел.\ м.\ ед.]\,E\,[ел.\ м.\ ед.]$$

или

$$\frac{I\,[ел.\ ст.\ ед.]}{I\,[ел.\ м.\ ед.]} = \frac{E\,[ел.\ м.\ ед.]}{E\,[ел.\ ст.\ ед.]} = 3 \cdot 10^{10},$$

откъдето

$$1\ ел.\,м.\,ед.\,пот. = \frac{1\ мксв}{1\ сек} = \frac{1}{3 \cdot 10^{10}}\ ел.\,ст.\,ед.\,пот. = 10^{-8}\ в,$$

$$1\ в = 10^{8}\ ел.\,м.\,ед.\,пот.$$

Когато изменението на магнитния поток $d\Phi$ се изрази в практични единици — *вебер* (*вб*) (1 *вб* = 10^8 *мксв*), уравнение (4) приема вида

$$E_i[в] = -\frac{d\Phi}{dt}\left[\frac{вб}{сек}\right]. \qquad (5)$$

Знакът минус в уравнение (2) е свързан с правилото на Ленц и показва, че индуктираната електродвижеща сила E_i се изменя противоположно на магнитния поток. Следователно уравнение (2) определя индуктираната електродвижеща сила и по големина, и по знак.

Уравнение (2) дава индуктираната електродвижеща сила по големина и по посока само за една навивка. Ако обаче намотката е от n еднакви навивки, общата индуктирана електродвижеща сила е съответно n пъти по-голяма, тъй като във всяка навивка се индуктира еднаква по големина и по посока електродвижеща сила; тогава

$$E_i = -n\frac{d\Phi}{dt}. \qquad (6)$$

В намотката се индуктира в такъв случай достатъчно голяма електродвижеща сила и ток, така че последният може да се покаже с обикновен демонстрационен галванометър, както на фиг. 399 и 400.

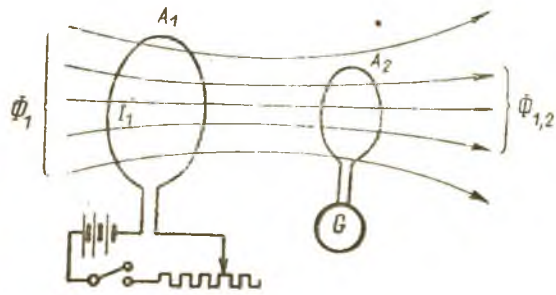
§ 252. Взаимна индукция

Нека две намотки A_1 и A_2 са поставени успоредно и на близко разстояние една от друга (фиг. 403). Ако през намотката A_1 протича ток със сила I_1, около нея се създава магнитно поле. Магнитният поток Φ_1 през площта на намотката е пропорционален на силата на тока I_1;

$$\Phi_1 = kI_1.$$

Част от този магнитен ток $\Phi_{1,2}$ преминава и през площта на намотката A_2. Тая част от потока също така е пропорционална на силата на тока I_1 през намотката A_1:

$$\Phi_{1,2} = M_{1,2}I_1.$$



Фиг. 403. Взаимна индукция между две намотки

Коефициентът на пропорционалност $M_{1,2}$ зависи от формата, размерите и взаимното разположение на намотките, но не и от силата на тока I_1. Ако за достатъчно малко време Δt силата на тока I_1 в намотката A_1 се измени от I_1' до I_1'', магнитните потоци през намотката A_2 ще бъдат съответно

$$\Phi'_{1,2} = M_{1,2}I'_1;$$
$$\Phi''_{1,2} = M_{1,2}I''_1.$$

Следователно, като се изменя силата на тока в намотката A_1 с $\Delta I_1 = I_1'' - I_1'$, съответно се изменя и потокът, преминаващ през намотката A_2 с $\Delta\Phi_{1,2} = \Phi_{1,2}'' - \Phi_{1,2}'$.

В резултат от изменението на магнитния поток с $\Delta\Phi_{1,2}$ в A_2 се индуктира електродвижеща сила

$$E_i'' = -\frac{\Phi_{1,2}'' - \Phi_{1,2}'}{\Delta t} = -M_{1,2}\frac{I_1'' - I_1'}{\Delta t} = -M_{1,2}\frac{\Delta I_1}{\Delta t},$$

или в диференциална форма

$$E_i'' = -M_{1,2}\frac{dI_1}{dt}; \qquad (1)$$

$M_{1,2}$ се нарича коефициент на взаимната индукция на намотката A_1 и намотката A_1.

Обратно, ако през намотката A_2 протича ток I_2 и се измени за безкрайно малкото време dt с dI_2, в намотката A_1 по същия начин се индуктира електродвижеща сила

$$E_i'' = -M_{2,1}\frac{dI_2}{dt}; \qquad (2)$$

$M_{2,1}$ се нарича коефициент на взаимната индукция на намотката A_1 и намотката A_2. Но тъй като формата, размерите и взаимното разположение на двете намотки остават същите, следва, че

$$M_{1,2} = M_{2,1} = M.$$

Следователно според уравнения (1) и (2) индуктираната електродвижеща сила при взаимната индукция между две намотки може да се изрази чрез зависимостта

$$E_i = -M\frac{dI}{dt}, \qquad (3)$$

където $\frac{dI}{dt}$ представлява скоростта на изменението на тока в една от намотките, а M се нарича *коефициент на взаимната индукция* за двете намотки. Той зависи от техните геометрични форми, размери и взаимно разположение. Очевидно колкото е по-голям броят на навивките в двете намотки и колкото те са на по-близко разстояние, толкова е по-голям коефициентът на взаимната индукция M. Поради това, когато намотките са на близко разстояние, индукцията между тях е по-голяма и се казва, че има *силна индуктивна връзка*. Обратно, когато те са раздалечени, индукцията между тях е слаба и съответно съществува *слаба индуктивна връзка*.

От уравнение (3) следва, че *индуктираната електродвижеща сила при взаимната индукция е пропорционална на скоростта на изменението на силата на тока в едната намотка*.

Коефициентът на взаимната индукция числено е равен на електродвижещата сила, изразена във волтове, която се индуктира в едната намотка при изменяне силата на тока в другата намотка с 1 а за 1 сек. Този коефициент се измерва с практическата единица хенри *(хн)*.

Коефициентът на взаимната индукция на две намотки е 1 хн, ако при изменяне силата на тока в едната намотка с 1 а за 1 сек в другата намотка се индуктира електродвижеща сила 1 в.

За всяка система, за която големината на намотките и тяхното взаимно разположение остават постоянни, например при трансформаторите, коефициентът на взаимната индукция е неизменен.

§ 253. Самоиндукция

Както се установи, когато по проводник протича електрически ток, около него се създава магнитно поле. Всяко изменение на силата и посоката на тока предизвиква съответно изменение на магнитното поле. Така например, когато по проводника протича променлив ток, около него се създава променливо магнитно поле и следователно е налице условието за индуктиране на електродвижещата сила в същия проводник. Това явление се нарича *самоиндукция*. Електродвижещата сила, възбудена в проводника от изменението на магнитното поле, създадено от изменението на тока, протичащ в самия него, се нарича *самоиндуктирана електродвижеща сила* E_s. Ако през проводника протича постоянен ток, в него се създава самоиндуктирана електродвижеща сила само при пускане или спиране на тока във веригата, в която е включен проводникът; тогава именно се изменя магнитното поле.

Разбира се, големината на самоиндуктираната електродвижеща сила се определя от общия закон за електромагнитната индукция

$$E_s\,[\text{ел. м. ед.}] = \left|\frac{d\Phi}{dt}\right|\left[\frac{\text{мксв}}{\text{сек}}\right]. \qquad (1)$$

От закона на Био — Савар — Лаплас е известно, че интензивността в дадена точка на магнитното поле, създадена от протичащ през проводник ток, е пропорционална на силата на тока. При дадена сила на тока интензивността се мени само когато се изменят формата и размерът на проводника.

Но тъй като магнитният поток е пропорционален на интензивността H на полето, създадено от тока, той също така ще е пропорционален на тока в проводника. Тази зависимост се изразява така:

$$\Phi = LI. \qquad (2)$$

Коефициентът на пропорционалност L се нарича *коефициент на самоиндукцията или индуктивност*. Той зависи от формата и размерите на проводника, както и от магнитната проницаемост на средата около проводника, но не зависи от силата на протичащия през него ток.

Като се вземат под внимание уравнения (1) и (2), самоиндуктираната електродвижеща сила може да се представи чрез зависимостта

$$E = -\frac{d\Phi}{dt} = -\left(L\frac{dI}{dt} + I\frac{dL}{dt}\right). \quad (3)$$

Когато обаче формата и размерът на проводника и магнитната проницаемост на средата са неизменни, L е постоянно, $\frac{dL}{dt} = 0$ и

$$E_s = -L\frac{dI}{dt} \quad (4)$$

Следователно *самоиндуктираната електродвижеща сила е пропорционална на скоростта на изменението на силата на тока в проводника.*

Знакът минус показва съгласно правилото на Ленц, че самоиндуктираната електродвижеща сила противодейства косвено на всяко изменение на силата на тока в проводника. Това значи, че когато се увеличава силата на тока, тя се противопоставя на това увеличаване, а когато намалява, тя задържа това намаляване.

От уравнение (4) следва, че *коефициентът на самоиндукцията — индуктивността L е характерна величина за проводника и числено е равен на самоиндуктираната електродвижеща сила E при изменяне силата на тока в проводника с единица за единица време.*

Ако силата на тока в проводника се измени с 1 *а* за 1 *сек*, $L = E$. Коефициентът на самоиндукцията L се измерва в практически единици — хенри, като E се изрази във волтове. Следователно *един проводник притежава коефициент на самоиндукция 1 хн, ако в него се самоиндуктира електродвижеща сила 1 в при изменяне на силата на тока с 1 а за 1 сек.*

Един проводник притежава коефициент на самоиндукция 1 ел. м. ед., ако в него се самоиндуктира електродвижеща сила 1 ел. м. ед. при изменяне силата на тока с 1 ел. м. ед. за 1 сек.

Връзката между практическата и електромагнитната единица за самоиндукция следва от уравнение (4)

$$1\ хн = \frac{1\ в\ 1\ сек}{1\ а} = \frac{10^8\ ел.\ м.\ ед.}{0{,}1\ ел.\ м.\ ед.} = 10^9\ CGSM,$$

т. е. практическата единица 1 *хн* е равна на 10^9 *ел. м. ед.*

Измерението на L може да се получи от уравнение (2)

$$L = \frac{\Phi}{I} = \frac{\mu HS}{I}.$$

Съгласно формула (2, 242) H има стойност

$$H = \frac{2I}{r}.$$

Като заместим H в предишната формула, се получава

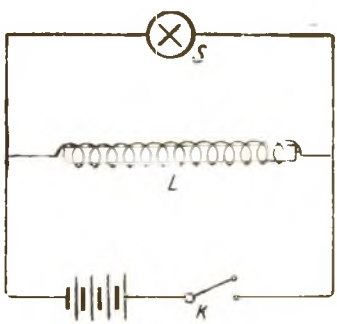
$$[L] = \left| \frac{\mu SI}{rI} \right| = L.$$

Оттук следва, че единицата за самоиндукцията в електромагнитната система е сантиметър.

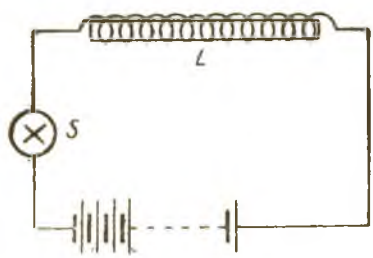
И така

$$1\ хн = 10^9\ CGSM = 10^9\ см.$$

Самоиндукцията може опитно да се покаже с постановката на фиг. 404. Намотката L се състои от много навивки около стоманено ядро, което служи за повишаване на самоиндукцията. (Може да се вземе също първичната или вторичната намотка на подходящ трансформатор.) Паралелно на намотката е включена електрическата лампа S. На намотката се прилага напрежение, с няколко волта по-ниско от необходимото за нормално светене на лампата. Когато веригата се затвори с ключа K, лампата светва с известно закъснение и продължава да свети по-нататък с непълна интензивност. При прекъсване на веригата лампата краткотрайно светва значително по-силно, отколкото при затворена верига. Описаното явление се дължи на самоиндукцията. В момента, когато се прекъсва веригата, в краищата на намотката (електромагнита) вследствие на само-



Фиг. 404. Показване самоиндукцията с електрическа лампа при прекъсване на веригата



Фиг. 405. Показване видимото съпротивление на верига

индуктираната електродвижеща сила се получава сега по-високо напрежение, отколкото когато веригата е затворена; лампата остава в затворена верига с електромагнита и свети за кратко време по-силно, тъй като през нея протича по-силен ток, отколкото преди.

На фиг. 405 намотката L с променлив брой навивки и подвижно стоманено ядро е свързана последователно с електрическа лампа S за 220 $в$, около 200 $вт$. Ако през веригата протича постоянен ток от акумулаторна батерия или динамо, лампата свети нормално и интензивността ѝ почти не се влияе от изваждането и поставянето на стоманеното ядро в намотката, нито от броя на навивките. Ако пропуснем обаче през съ-

щата верига променлив ток от мрежата, лампата почти изгасва, щом ядрото е в намотката и са включени по-голям брой от навивките; ако извадим ядрото, лампата свети почти с пълна интензивност. Очевидно отслабването на силата на тока (т. е. на светенето) се дължи не на изменението на веригата, а на увеличаването на самоиндукцията посредством стоманеното ядро.

Във всяка верига, в която има самоиндукция L, когато се изменя силата на тока, респ. магнитното поле, общата електродвижеща сила във веригата E е резултантна от първоначалната E_0 и самоиндуктираната E_s, т. е.

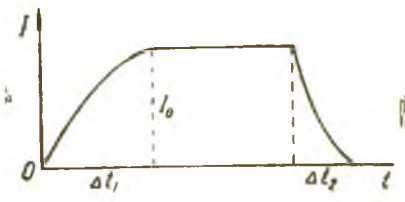
$$E = E_0 + E_s = E_0 - L\frac{dI}{dt} \tag{5}$$

Очевидно $E = E_0$ само ако $L = 0$ или $dI = 0$, т. е. ако във веригата няма самоиндукция или ако токът е постоянен.

Ако общото съпротивление на веригата е R, силата на тока е

$$I = I_0 - \frac{L}{R}\frac{dI}{dt} \tag{6}$$

От уравнение (6) следва, че ако на дадена намотка със стоманено ядро, притежаваща голяма самоиндукция L, приложим известно постоянно напрежение, токът не достига моментално максималната си сила I_0, която съответствува по закона на Ом, а едва след известно време Δt_1. Това време е по-дълго, когато е по-голяма самоиндукцията на проводника. Тази зависимост е представена графически на фиг. 406. Поради самоиндукцията токът постепенно нараства до 0 до I_0, като през това време Δt_1 се поражда самоиндуктирана електродвижеща сила, която изчезва, щом токът престане да се изменя.



Фиг. 406. Изменяне силата на тока в самоиндукционна макара в момента на затваряне и прекъсване на веригата

При прекъсване на веригата силата на тока не спада моментално на нула, а се задържа още известно време Δt_2 от възбудената сега самоиндуктирана електродвижеща сила, която има еднакъв знак на първоначалната. Колкото е по-голяма самоиндукцията на веригата, толкова по-дълги са времената Δt_1 и Δt_2.

Ако на същата намотка се приложи променливо напрежение и ако периодът на променливия ток е много по-малък от времето Δt_1, от графиката следва, че той изобщо няма да може да достига максималната си сила; колкото е по-висока честотата на тока, толкова е по-малка силата му, като при много висока честота токът практически няма да може да премине през намотката.

Такава намотка с голяма самоиндукция, която не пропуска променлив ток с висока честота, т. е. оказва му по-голямо *видимо съпротивление* или *импеданс*, се нарича *дросел* или *задържаща спирала*. Такива

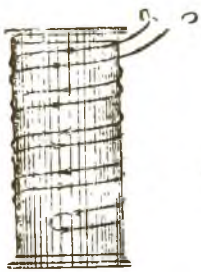
дросели се използуват нашироко в радиотехниката за задържане на променливи токове с висока честота.

Ако се прекъсне верига с достатъчно голяма самоиндукция, енергията на електрическия ток не изчезва, а се превръща в други форми. В мястото на прекъсването се поражда електрическа искра, а ако силата на тока във веригата е голяма и прекъсването е по-бавно, електрическата искра преминава във волтова дъга, която поради развиващата се висока температура предизвиква обгаряне в мястото на прекъсването и прекъсвачът се повреждa. Затова във вериги с голяма мощност, в които има голяма самоиндукция, например при електрическите мрежи, прекъсвачите са потопени в масло. Маслото има високи изолационни качества, бързо гаси искрите и не допуска да се образува дъга.

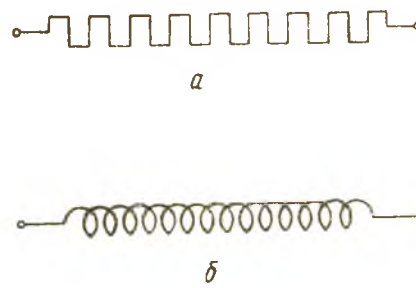
Тъй като в една верига самоиндукцията дава външно проявление на съпротивление, измерването ѝ може да стане с Уитстонов мост, както при измерването на омовите съпротивления. В единия клон се поставя познатата, а в другия непознатата самоиндукция. Работи се с променлив ток и телефонна слушалка.

Самоиндукцията L на соленоид с дължина l *см*, сечение S *см*^{2} и брой на навивките n се пресмята по формулата

$$L = 4\pi\left(\frac{n}{l}\right)^2 Sl\,[см]. \qquad (7)$$



Фиг. 407. Макара с двойно навита жица



Фиг. 408. Схематично означаване на омово съпротивление (*а*), омово и индуктивно (*б*)

Ако обемът Sl на соленоида е запълнен със стоманено ядро с магнитна проницаемост μ, в сила е зависимостта

$$L = 4\pi\mu\left(\frac{n}{l}\right)^2 Sl\,[см], \qquad (8)$$

или

$$L = 10^{-9}\cdot 4\pi\mu\left(\frac{n}{l}\right)^2 Sl\,[хн]. \qquad (9)$$

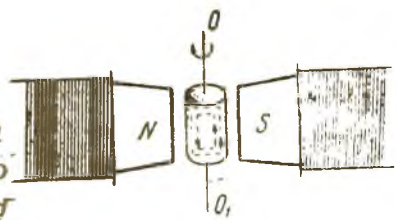
Например за соленоид, на който $l = 50$ *см*, $S = 10$ *см*^{2}, $n = 3000$ и $\mu = 1$, то

$$L = 4\pi\left(\frac{3000}{50}\right)^2 10\cdot 50 \approx 2{,}26\cdot 10^7\,см = 0{,}0226\ хн.$$

Всеки проводник притежава една или друга самоиндукция в зависимост от формата си. Там, където се налага отстраняване на самоиндукцията, проводникът се навива като двойна спирала, токът протича през навивките в противоположни посоки (фиг. 407) и индуктивно съпротивление не се получава На фиг. 408 е показано схематичното означение на омово съпротивление без самоиндукция (*а*) и омово съпротивление със самоиндукция (*б*).

§ 254. Токове на Фуко

Индуктиран ток освен в линеен проводник, намотка и др. може да се възбуди и в масивен проводник, например диск, цилиндър, куб и т. н., когато проводникът се движи в нехомогенно магнитно поле или се върти в хомогенно магнитно поле така, че различните части от него да пресичат силовите линии на полето с различна скорост; същото става, когато масивният проводник е неподвижен, а магнитното поле е променливо. Например нека алуминиев цилиндър се върти около оста си OO_1 (фиг. 409) в хомогенно магнитно поле на един електромагнит с широки полюси. Външните части на цилиндъра, които се движат с по-голяма линейна скорост, пресичат повече силови линии за 1 *сек* от вътрешните. Следователно там се възбужда по-голяма електродвижеща сила, отколкото в централните части. По този начин по различните части на проводника (цилиндъра) протичат токове с различна сила. Токовете, възбудени по индукция вътре в масивен проводник, се наричат *токове на Фуко* (който ги открива) или още *вихрови токове*. Тъй като при масивните проводници активното съпротивление е незначително, в тях могат да се възбудят токове на Фуко с голяма сила, от които те се загряват. Стоманеното ядро в един електромагнит, през който протича променлив ток, за късо време се загрява от токовете на Фуко до висока температура.



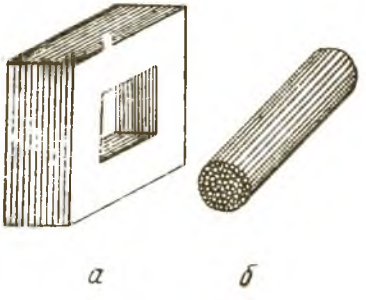
Фиг. 409. Възбуждане токове на Фуко

В някои случаи токовете на Фуко в метални части с по-голяма проводимост могат да достигнат такава сила, че да ги нажежат. Това явление се използува например във вакуумната техника за индуктивно загряване на метални части във вакуумната система, например при електронните лампи индуктивно се нагрява специално вещество — *гетер*, поставено върху анода, което се изпарява и силно адсорбира останалия след евакуирането газ.

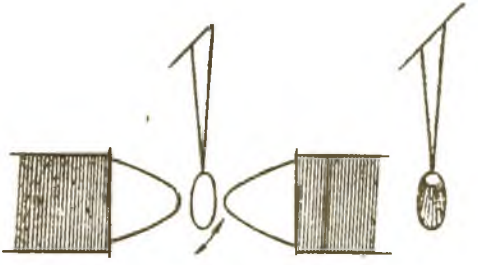
В други случаи загряването на масивните стоманени части от токове на Фуко е вредно и се налага да се намали до най-голяма степен. Това се постига, като масивният проводник се нарязва или се изработва от отделни листове (фиг. 410 *а*) или пръчки (фиг. 410 *б*), изолирани помежду си с лак или хартия, каквито са например стоманените ядра при електрическите машини, на Румкорфовата спирала, магнитопроводите

на трансформаторите и др. Ако температурата на тия ядра се повиши значително, намалява магнитната им проницаемост, а при точката на Кюри те престават да се намагнитват, следователно предназначението им на стоманени ядра на магнитопровода отпада.

Съгласно правилото на Ленц възбудените токове на Фуко имат такава посока, че създаденото от тях магнитно поле изпитва противодей-



Фиг. 410. *а*) желязно ядро, съставено от изолирани листове; *б*) желязно ядро, съставено от изолирани пръчки

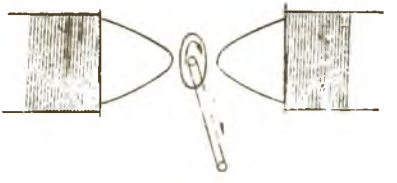


Фиг. 411. Показване действието на токовете на Фуко чрез люлеене на плътен и нарязан алуминиев диск в магнитно поле

ствие от страна на полето на електромагнита, поради което въртенето на цилиндъра (фиг. 409) спира бързо, щом през електромагнита се пусне ток.

Токовете на Фуко могат да се демонстрират със следните опити. Махало от алуминиев кръг се люлее свободно между полюсите на силен електромагнит (фиг. 411), когато през него не тече ток. Пусне ли се ток през електромагнита, махалото спира почти моментално. Ако махалото се отклони на значителна амплитуда и се пусне да се люлее при възбудено магнитно поле, то апериодично спира, като че ли се люлее в силно вискозна течност.

Ако се вземе друго също такова махало, на което дискът е нарязан, както е показано вдясно на фигурата, люлеенето на това махало в магнитно поле не спира веднага, но затихва по-бързо, отколкото без магнитно поле. Причината е, че индуктираните в него токове на Фуко са значително по-слаби.

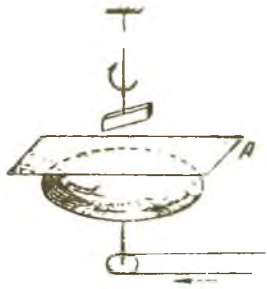


Фиг. 412. Намаляване скоростта на въртене на алуминиев диск в магнитно поле чрез токовете на Фуко

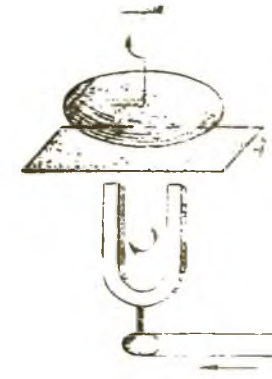
Между полюсите на електромагнит се довежда във въртене посредством електродвигател алуминиев диск, както схематично е показано на фиг. 412. Когато през електромагнита се пусне ток, ъгловата скорост на въртене намалява значително в зависимост от интензивността на магнитното поле. Подобен диск, въртящ се в магнитното поле на подковообразен магнит, се употребява в електромерите за

регулиране на оборотите и определяне по тях на консумираната електрическа енергия.

Освен че задържат движението на масивен проводник в магнитно поле, токовете на Фуко могат и обратно, да доведат проводника от покой в движение. Хоризонтален алуминиев диск може да се доведе във въртене посредством електродвигател или ръчна центрофуга (фиг. 413).



Фиг. 413. Въртящ алуминиев диск увлича във въртене пръчковиден магнит



Фиг. 414. Въртящ подкововиден магнит увлича във въртене алуминиев диск

Над диска на близко разстояние е окачен на тънък неусукан конец постоянен магнит. Щом дискът започне да се върти, магнитът го следва, като се върти в същата посока. Когато дискът се върти, в него се създават съответно противоположни на магнита полюси съгласно правилото на Ленц. На тяхното отдалечаване противодействуват полюсите на магнита. Не можейки да задържи въртенето на алуминиевия диск, магнитът съгласно принципа за действие и противодействие като по-лесно подвижен се увлича от диска и започва да се върти в същата посока. За да се избегне влиянието на въздуха за увличане на магнита при движението на диска, между диска и магнита се поставя стъклена плоча *А*.

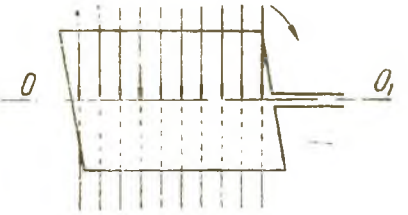
Може да се проведе и обратният опит. Довежда се във въртене подкововиден магнит (фиг. 414), над който на близко разстояние е окачен алуминиев диск; той също идва във въртеливо движение със същата посока. Обяснението на явлението е също както при предишния опит. Магнитът и кръгът и тук са отделени със стъклена плоча *А*.

При някои измерителни уреди токовете на Фуко се използуват за превръщане на люлеенията на подвижните им системи от периодични в апериодични.

§ 255. Променлив ток

Досега разгледахме т. нар. *постоянен* (наричан по-рано прав) *ток*, т. е. ток, силата и посоката на който във веригата остават постоянни с течение на времето. В електротехниката обаче по-голямо приложение имат т. нар. *променливи токове*, поради което те представляват и по-голям интерес. Те са такива токове, които периодично с времето менят силата и посоката си.

В електротехниката най-често се използуват такива променливи токове, силата на които се мени в зависимост от времето по синусов закон. Ето защо тук ще разгледаме именно такива променливи токове.



Фиг. 415. Правоъгълен проводник се върти в магнитно поле

Нека един проводник, затварящ площ S, се намира в хомогенно магнитно поле, силовите линии на което са вертикални (фиг. 415). Ако интензивността на магнитното поле е H, а μ е магнитната проницаемост на средата, в която е поставен проводникът, магнитният силов поток, преминаващ през площта S, когато тя е в хоризонтално положение — разположена нормално на направлението на силовите линии, е

$$\Phi_0 = \mu HS.$$

Ако се доведе проводникът от това начално положение във въртене с постоянна ъглова скорост ω около перпендикулярната на силовите линии ос OO_1, проекцията на площта S върху хоризонталната равнина, а следователно и потокът Φ се менят по косинусов закон:

$$\Phi = \Phi_0 \cos \alpha. \qquad (1)$$

Тук α е ъгълът, който площта S сключва след време t с хоризонталната равнина. Като означим с T периода на въртенето на проводника, а с ν — броя на въртенията за една секунда, ще имаме зависимостите

$$\nu = \frac{1}{T}; \quad T = \frac{1}{\nu}; \quad \omega = \frac{2\pi}{T} = 2\pi\nu \text{ и } \alpha = \omega t.$$

Тогава уравнение (1) приема вида

$$\Phi = \Phi_0 \cos \omega t = \mu HS \cos \omega t. \qquad (2)$$

Когато проводникът се върти в магнитното поле, изменението на магнитния поток през площта на проводника индуктира в него променлива електродвижеща сила

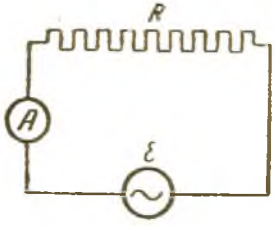
$$E = -\frac{d\Phi}{dt} = \Phi_0 \omega \sin \omega t = \mu\omega HS \sin \omega t = E_0 \sin \omega t, \qquad (3)$$

която се изменя по синусов закон. $E_0 = \mu\omega HS = \mu\frac{2\pi}{T}HS$ означава амплитудата — максималната стойност на E.

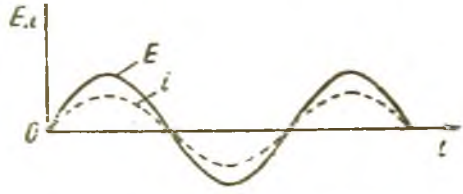
Ще разгледаме следните случаи на индуктиран променлив ток в затворена верига:

1. Нека в една затворена верига (фиг. 416), в която има омово съпротивление R (непритежаващо самоиндукция), действува променлива електродвижеща сила

$$E = E_0 \sin \omega t.$$



Фиг. 416. Променливотокова верига с омово съпротивление



Фиг. 417. Графики на електродвижеща сила и сила на ток без фазово отместване

В тая верига без всякаква самоиндукция и капацитет протича променлив ток със сила

$$i = \frac{E}{R} = \frac{E_0}{R}\sin \omega t = I_0 \sin \omega t. \qquad (4)$$

От уравнение (3) и (4) следва, че във верига, в която е включено само омово съпротивление, променливата електродвижеща сила и ток съвпадат по фаза, което е представено графически на фиг. 417. В уравнение (4) $I_0 = \frac{E_0}{R}$ е амплитудата на променливия ток.

Напрежението u, разгледано за част от веригата, се изменя по същия синусов закон и е със същата фаза

$$u = U_0 \sin \omega t.$$

Разгледаният случай практически не е напълно възможен, защото проводниците във веригата притежават известна, макар и незначителна, самоиндукция, от която се получава слабо фазово отместване.

2. Нека във веригата се включи освен омовото съпротивление R още и самоиндукцията L (фиг. 418). Поради това, че токът във веригата непрекъснато се изменя, в самоиндукцията L се поражда самоиндуктирана електродвижеща сила

$$E_s = -L\frac{di}{dt}$$

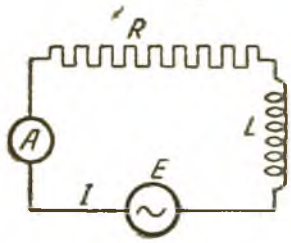
От закона на Кирхоф следва, че сумата от електродвижещите сили E и E_s е равна на произведението от силата на тока i и съпротивлението R във веригата, т. е.

$$E+E_s=iR,$$

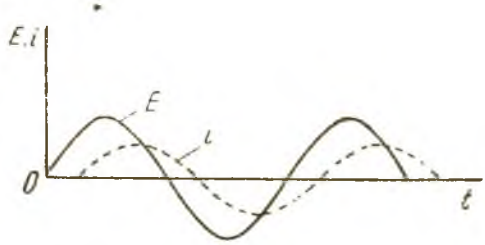
$$E-L\frac{di}{at}=iR$$

и

$$iR+L\frac{di}{dt}=E_0\sin\omega t. \tag{5}$$



Фиг. 418. Променливотокова верига с омово съпротивление и самоиндукция



Фиг. 419. Графическо представяне закъсняването на тока спрямо електродвижещата сила

Като се предположи, че i се изменя периодично със същия период, както и E, от решението на диференциалното уравнение (5) за i се получава стойността

$$i=I_0\sin(\omega t-\varphi), \tag{6}$$

където I_0 и φ са постоянни, I_0 е амплитудата на променливия ток, а φ — фазовото отместване.

Уравнение (6) показва, че токът се изменя със същата честота, както и електродвижещата сила, само че спрямо нея той е отместен фазово на ъгъл φ, т. е. не получава максималната и нулевата си стойност едновременно с електродвижещата сила, а с известно закъснение φ, както е представено графически на фиг. 419.

За да определим неизвестните величини I_0 и φ, заместваме уравнение (6) в диференциалното уравнение (5) и получаваме

$$RI_0\sin(\omega t-\varphi)+LI_0\omega\cos(\omega t-\varphi)=E_0\sin\omega t.$$

Като се развият sin и cos и след като се преработят, се получава

$$(RI_0\cos\varphi+LI_0\omega\sin\varphi-E_0)\sin\omega t+(LI_0\omega\cos\varphi-RI_0\sin\varphi)\cos\omega t=0.$$

Тъй като това уравнение е в сила за всяко значение на времето t, коефициентите пред $\sin\omega t$ и $\cos\omega t$ трябва да са равни на нула, т. е.

$$LI_0\omega\cos\varphi-RI_0\sin\varphi=0; \tag{7}$$

$$RI_0 \cos\varphi + LI_0\omega \sin\varphi - E_0 = 0. \tag{8}$$

От уравнение (7) се получава

$$\operatorname{tg}\varphi = \frac{\omega L}{R}. \tag{9}$$

Като повдигнем уравнения (7) и (8) в квадрат и ги съберем, получаваме

$$R^2 I_0^2 + L^2 I_0^2 \omega^2 = E_0^2$$

и

$$I_0 = \frac{E_0}{\sqrt{R^2 + \omega^2 L^2}}. \tag{10}$$

Като заместим I_0 от уравнение (10) в (6), се получава

$$i = \frac{E_0}{\sqrt{R^2 + \omega^2 L^2}} \sin(\omega t - \varphi). \tag{11}$$

Уравнение (11) изразява зависимостта между амплитудата на тока и амплитудата на електродвижещата сила и наподобява закона на Ом. Изразът в знаменателя

$$Z = \sqrt{R^2 + \omega^2 L^2} \tag{12}$$

характеризира общото съпротивление на веригата, когато в нея са включени омово съпротивление и самоиндукция, и се нарича *видимо съпротивление* или *импеданс*.

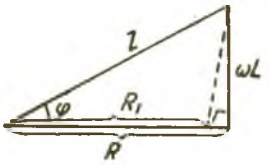
Величината $\omega L = R_L$, която предизвиква намаляване на силата на тока, играе роля на съпротивление, с което има еднакво измерение, се нарича *индуктивно съпротивление*. Очевидно индуктивното съпротивление е пропорционално на самоиндукцията L и на кръговата честота ω.

От уравнение (9) следва, че при дадена кръгова честота ω и големина на L $\operatorname{tg}\varphi$ е обратно пропорционално на R; с намаляване на R $\operatorname{tg}\varphi$ се увеличава, а следователно и φ и става най-голям, когато R е нула, тогава $\operatorname{tg}\varphi = \infty$ и $\varphi = \frac{\pi}{2}$. В този случай токът е отместен фазово по отношение на електродвижещата сила на 90° или $\frac{T}{4}$. Това практически никога не се получава, тъй като във всяка затворена верига, в която е включена самоиндукция L, омовото съпротивление не може да бъде нула, защото проводниците на L притежават известно омово съпротивление r. Към този случай се приближаваме, когато L е голямо, а омовото съпротивление R е изключено. Последният случай е показан на фиг. 420, където Z се дава с пунктирана линия, а φ е почти 90°.

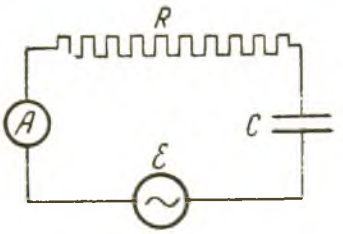
От уравнение (12) следва, че видимото съпротивление Z може да се определи графически като хипотенуза в правоъгълен триъгълник, катетите на който са R и ωL (фиг. 420), а фазовото отместване φ между

тока и напрежението се получава между R и Z. Ясно е, че от този триъгълник може да се определи $\operatorname{tg}\varphi$.

За да покажем ролята на индуктивното съпротивление, ще разгледаме следния пример. Нека в дадена верига с омово съпротивление $R=20$ *ом* е включена намотка със стоманено ядро и самоиндукция



Фиг. 420. Графическо изразяване на видимото съпротивление във верига от омово съпротивление и самоиндукция



Фиг. 421. Променливотокова верига с омово съпротивление и капацитет

$L=0{,}023$ *хн*. Потенциалната разлика в краищата на веригата е $U_0=100$ *в*, а честотата на променливия ток: а) $\nu=50$; б) 250 и в) 500 *хц*.

Кръговата честота съответно за всеки от трите случая е:

$$\text{а)}\ \omega=2\pi\nu=2\,.\,3{,}14\,.\,50=314\ \text{сек}^{-1};$$

$$\text{б)}\ \omega=2\pi\nu=2\,.\,3{,}14\,.\,250=1570\ \text{сек}^{-1};$$

$$\text{в)}\ \omega=2\pi\nu=2\,.\,3{,}14\,.\,500=3140\ \text{сек}^{-1}.$$

По уравнение (10) амплитудите на тока са:

$$\text{а)}\ I_0=\frac{100}{\sqrt{20^2+(0{,}023\,.\,314)^2}}\approx 4{,}8\ a;$$

$$\text{б)}\ I_0=\frac{100}{\sqrt{20^2+(0{,}023\,.\,1570)^2}}\approx 2{,}4\ a;$$

$$\text{в)}\ I_0=\frac{100}{\sqrt{20^2+(0{,}023\,.\,3140)^2}}\approx 1{,}3\ a.$$

Ако през веригата протича постоянен ток при същата потенциална разлика, силата на тока е

$$I=\frac{100}{20}=5\ a.$$

Получените резултати показват, че при незначителна честота на променливия ток ролята на индуктивното съпротивление е незначителна, докато при по-висока честота влиянието на индуктивното съпротивление

става чувствително. В нашия пример при $\nu = 500$ *хц* силата на тока е около 4 пъти по-малка, отколкото при $\nu = 50$ *хц* при еднакви други условия.

3. Нека във веригата освен активно съпротивление R да е включен и кондензатор с капацитет C (фиг. 421). От закона на Кирхоф следва:

$$Ri + U = E = E_0 \sin \omega t, \tag{13}$$

където Ri е падението на напрежението в активното съпротивление, а U — потенциалната разлика на кондензатора. Чрез диференциране на уравнение (13) спрямо времето се получава

$$R\frac{di}{dt} + \frac{dU}{dt} = E_0 \omega \cos \omega t.$$

От израза за товара на кондензатора $Q = UC$ чрез деференциране по времето се получава

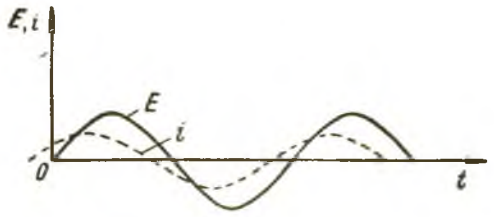
$$\frac{dQ}{dt} = i = \frac{dU}{dt} C, \text{ откъдето } \frac{dU}{dt} = \frac{i}{C}.$$

Когато заместим $\frac{dU}{dt}$ с равната му величина $\frac{i}{C}$, горното диференциално уравнение приема вида

$$R\frac{di}{dt} + \frac{i}{C} = E_0 \omega \cos \omega t.$$

От решението на това диференциално уравнение за силата на тока се получава изразът

$$i = I_0 \sin (\omega t - \varphi). \tag{14}$$



Фиг. 422. Графическо представяне закъсняването на електродвижещата сила спрямо тока

Като заместим стойността на i в диференциалното уравнение и преработим, както в предния случай, се получава

$$\operatorname{tg} \varphi = -\frac{1}{\omega RC}. \tag{15}$$

Уравнение (15) показва, че фазовото отместване сега е отрицателно, т. е. токът е отместен по отношение на електродвижещата сила фазово на ъгъл φ така, че сега електродвижещата сила закъснява по отношение на тока, както е представено графически на фиг. 412.

За връзката между амплитудата I_0 на променливия ток и амплитудата E_0 на електродвижещата сила се получава изразът

$$I_0 = \frac{E_0}{\sqrt{R^2 + \frac{1}{\omega^2 C^2}}}. \tag{16}$$

Уравнение (14) приема съответно вида

$$i=\frac{E_0}{\sqrt{R^2+\frac{1}{\omega^2 C^2}}}\sin(\omega t-\varphi). \qquad (17)$$

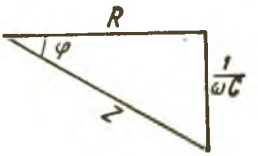
Изразът в знаменателя

$$Z=\sqrt{R^2+\frac{1}{\omega^2 C^2}} \qquad (18)$$

характеризира общото съпротивление на веригата, когато са включени в нея омово съпротивление и капацитет, и се нарича също *видимо съпротивление*. Величината $\frac{1}{\omega C}=R_C$ се нарича *капацитивно съпротивление* и има измерение на съпротивление. Капацитивното съпротивление е обратно пропорционално на произведението от кръговата честота и капацитета C на кондензатора.

От уравнение (18) е ясно, че видимото съпротивление Z може да се представи графически с хипотенузата на правоъгълен триъгълник, на който клетките са омово съпротивление R и капацитивното съпротивление $\frac{1}{\omega C}$ (фиг. 423). От този триъгълник може да се определи и $\operatorname{tg}\varphi$

От уравнение (15) следва, че при дадена кръгова честота ω и капацитет C $\operatorname{tg}\varphi$ се изменя обратно пропорционално на R: когато R намалява, $\operatorname{tg}\varphi$, а следователно и φ расте по абсолютна стойност. При $R=0$ $\operatorname{tg}\varphi=-\infty$, а $\varphi=-\frac{\pi}{2}$.



Фиг. 423. Графическо изразяване на видимото съпротивление във верига от омово съпротивление и капацитет

Последният случай е осъществим при включване само на въздушен кондензатор във веригата.

От $R_C=\frac{1}{\omega C}$ следва, че за $\omega=\infty$ капацитивното съпротивление е нула. Следователно за променливите токове с висока честота кондензаторите практически не оказват съпротивление. Обратно, при $\omega=0$ капацитивното съпротивление $R_C=\infty$. Следователно кондензаторите оказват безкрайно голямо съпротивление на постоянния ток — те не го пропускат.

4 Да разгледаме най-общия случай, когато във веригата са включени последователно омово съпротивление R, самоиндукцията L и капацитет C (фиг. 423). Съгласно закона на Кирхоф имаме

$$Ri+U=E+E_s,$$

или

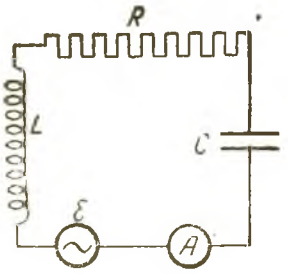
$$Ri+L\frac{di}{dt}+U=E_0\sin\omega t.$$

Чрез диференциране на това уравнение спрямо времето се получава

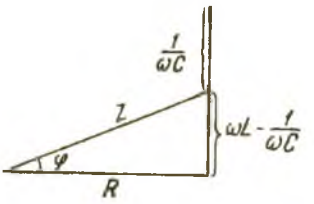
$$L\frac{d^2i}{dt^2}+R\frac{di}{dt}+\frac{i}{C}=E_0\,\omega\cos\omega t.$$

Като се реши това диференциално уравнение, за силата на тока се получава изразът

$$i=I_0\sin(\omega t-\varphi).$$



Фиг. 424. Променливотокова верига с омово съпротивление, самоиндукция и капацитет



Фиг. 425. Графическо изразяване на видимото съпротивление във верига от омово съпротивление, самоиндукция и капацитет

Като заместим стойностите на i в последното диференциално уравнение и преработим, както в предните случаи, се получава

$$\operatorname{tg}\varphi=\frac{\omega L-\frac{1}{\omega C}}{R}. \tag{19}$$

Уравнение (19) показва, че фазовото отместване е положително или отрицателно според това, дали индуктивното съпротивление е по-голямо или по-малко от капацитивното.

За връзката между амплитудата I_0 на променливия ток и амплитудата E_0 на електродвижещата сила се получава изразът

$$I_0=\frac{E_0}{\sqrt{R^2+\left(\omega L-\frac{1}{\omega C}\right)^2}} \tag{20}$$

Знаменателят

$$Z=\sqrt{R^2+\left(\omega L-\frac{1}{\omega C}\right)^2} \tag{21}$$

дава видимо съпротивление или импеданса на веригата. Видимото съпротивление и тук може да се изрази графически чрез хипотенузата на правоъгълния триъгълник (фиг. 425), на който катетите са R и $\omega L-\frac{1}{\omega C}$. От същия триъгълник може да се определя и $\operatorname{tg}\varphi$.

От уравнение (21) следва, че видимото съпротивление приема най-малката стойност $Z=R$, когато

$$\omega L-\frac{1}{\omega C}=0,$$

т. е. когато индуктивното и капацитивното съпротивление са равни:

$$\omega L=\frac{1}{\omega C}. \qquad (22)$$

В тоя случай влиянието на индуктивното и на капацитивното съпротивление във веригата се взаимно унищожават и се получава пълно компенсиране на фазовото отместване, както се вижда и от уравнение (19), а така също и от фиг. 417. При изравняване на индуктивното и капацитивното съпротивление се казва, че във веригата настъпва *резонанс*.

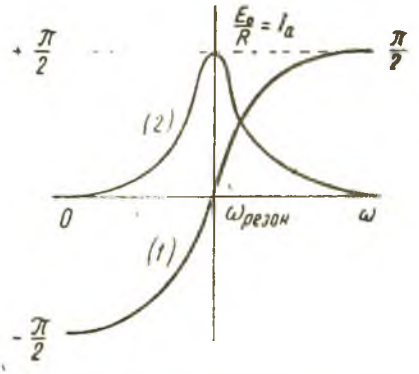
От уравнение (22) се получава

$$\omega^2=\frac{1}{LC} \text{ или } \frac{4\pi^2}{T^2}=\frac{1}{LC},$$

откъдето следва, че при резонанс

$$\omega=\frac{1}{\sqrt{LC}} \text{ и } T=2\pi\sqrt{LC}. \qquad (23)$$

Когато L се изразява в хенри, C — във фаради, T се получава в секунди. Следователно при настъпване на резонанс в една променливотокова верига периодът на променливия ток се определя от уравнение (23).



Фиг. 426. Изменяне фазовото отместване (1) и силата на тока (2) в зависимост от кръговата честота

От уравнение (19) следва, че ако кръговата честота се изменя в граници от 0 до ∞, като преминава през резонансната си стойност $\omega=\frac{1}{\sqrt{LC}}$, фазовото отместване ще се изменя съответно от $-\frac{\pi}{2}$ до $+\frac{\pi}{2}$, като за $\omega=\frac{1}{\sqrt{LC}}$ става нула.

От уравнение (20) следва, че за $\omega\to 0$ I_0 клони към 0, за $\omega\to\infty$ I_0 също клони към 0, а за $\omega=\frac{1}{\sqrt{LC}}$ добива максимална стойност $\frac{E_0}{R}$. Очевидно максимумът е толкова по-остър, колкото R е по-малко. Тази зависимост е представена графически на фиг. 426. Явлението се демонстрира с генератор за променлива честота, като C и L се запазват постоянни. При намаляване на R максимумът расте.

Разгледаните явления могат да се демонстрират опитно по следния начин. Образува се верига по схемата на фиг. 416 (R е около 30 *ом*),

която е включена на променливото напрежение от градската мрежа 220 *в*. С амперметъра *A* се измерва силата на тока във веригата. Ако в същата верига се включи и променлива самоиндукция — намотка от много навивки с подвижно стоманено ядро (фиг. 418), силата на тока намалява съгласно уравнение (10). Като изваждаме постепенно стоманеното ядро, забелязва се постепенно увеличаване на силата на тока, а като отстраним ядрото, силата на тока почти достига стойността си преди включването на самоиндукцията (указание за незначително омово и индуктивно съпротивление на намотката без стоманено ядро). Ако поставим отново стоманеното ядро, токът намалява.

Ако във веригата вместо променливо се включи постоянно напрежение от същата големина, при изваждане и вкарване на ядрото в намотката силата на тока почти не се влияе, тъй като за тоя ток $\omega = 0$, а следователно и $\omega L = 0$ (12).

По подобен начин се постъпва и когато вместо самоиндукция се включи кондензатор (фиг. 421). Включването на кондензатора показва намаляване на силата на тока (17). При включване на постоянно напрежение през веригата не тече ток — за него кондензаторът оказва безкрайно голямо съпротивление, поради това, че $\omega = 0$ (уравнение 18).

Свързват се последователно реостатът *R*, самоиндукцията *L* и кондензаторът *C*, както е показано на фиг. 424, и се измерва силата на тока с амперметъра *A*. Ако се изключи само самоиндукцията или само кондензаторът, токът във веригата намалява, което показва противоположното действие на индуктивното и капацитивното съпротивление.

Като се подберат условията, така че най-голямата стойност на индуктивното съпротивление да е по-голяма от стойността на капацитивното, тогава чрез постепенно изваждане на стоманеното ядро от намотката се наблюдава постепенно увеличаване силата на тока, която достига максималната стойност при подходящо намаляване на самоиндукцията, така че индуктивното й съпротивление да стане равно на капацитивното съпротивление Във веригата настъпва резонанс. Ако обаче намаляването на самоиндукцията продължава, като се изважда още ядрото, токът започва да намалява, тъй като индуктивното съпротивление става по-малко от капацитивното. Когато ядрото се връща в намотката, явлението протича в обратна посока.

§ 256. Ефективна стойност на променливия ток

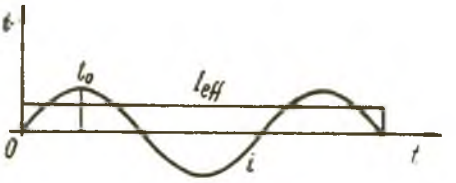
Поради непрекъснатото изменение на силата на променливия ток може да се говори само за моментна стойност на силата на тока. Въпреки че променливият ток се изменя по големина и посока, за дадено време той извършва определена работа или развива определено количество топлина, които могат да се пресмятат.

Като се означи моментната стойност на силата на променливия ток с *i*, за безкрайно малко време *dt* този ток, като протича през съпротивление *R*, извършва елементарната работа

$$dA = i^2 R\, dt. \qquad (1)$$

За да се пресметне работата, която извършва променливият ток за целия период T, трябва да се интегрира уравнение (1) в граници от 0 до T, т. е.

$$A=\int_0^T i^2 R\,dt. \qquad (2)$$



Фиг. 427. Графическо представяне на ефективната стойност на променлив ток

Работата, която извършва променливият ток за време T, може да се приравни с работата, която извършва постоянен ток със съответна сила за същото време (фиг. 427). Ето защо за променливия ток се въвежда величината *ефективна стойност* на силата на променливия ток I_{eff}. *Ефективната стойност на силата на променливия ток се нарича силата на такъв постоянен ток, който за едно и също време T извършва същата работа, както и променливият ток, т. е.*

$$A=I_{eff}^2 RT. \qquad (3)$$

Чрез приравняване на уравнение (2) с уравнение (3) се получава

$$\int_0^T i^2 R\,dt=I_{eff}^2 RT.$$

Като се елиминира R, се получава

$$I_{eff}^2=\frac{1}{T}\int_0^T i^2 dt=\frac{1}{T}\int_0^T I_0^2 \sin^2 \omega t\,dt$$

и

$$I_{eff}=I_0\sqrt{\frac{1}{T}\int_0^T \sin^2 \omega t\,dt}. \qquad (4)$$

За пресмятане на интеграла се правят следните преобразувания:

$$\int_0^T \sin^2 \omega t\,dt=\frac{1}{2}\int_0^T (1-\cos 2\omega t)\,dt=\frac{1}{2}\int_0^T dt-\frac{1}{2}\int_0^T \cos 2\omega t\,dt=$$

$$=\frac{T}{2}-\frac{1}{4\omega}\int_0^T d(\sin 2\omega t)=\frac{T}{2}-\frac{1}{4\omega}[\sin 2\omega t]_0^T=\frac{T}{2}.$$

Получената стойност се замества вместо интеграла в уравнение (4) и се получава

$$I_{eff}=I_0\sqrt{\frac{1}{T}\frac{T}{2}}=\frac{I_0}{\sqrt{2}}=0{,}707\,I_0. \tag{5}$$

По подобен начин за ефективната стойност на променливото напрежение се получава

$$U_{eff}=\frac{U_0}{\sqrt{2}}=0{,}707\,U_0. \tag{6}$$

Ефективната сила на променливия ток и на напрежението са равни съответно на максималните им стойности, разделени с $\sqrt{2}$.

На практика се работи почти само с ефективните стойности за силата и напрежението на променливите токове. *За краткост по-нататък индексите на означенията им няма да се пишат, но ще се зчае, че се отнасят за ефективните им стойности.* Измерени, стойностите на силата на променливия ток с амперметър и напрежението с волтметър са ефективните стойности. Максималната стойност U_0 на градската мрежа с ефективна стойност 220 *в* според уравнение (6) е

$$U_0=220\sqrt{2}=310\ в.$$

§ 257. Мощност на променливия ток

Поради непрекъснатото изменение на напрежението и на силата на променливия ток при него може да се разглежда само моментна мощност

$$N=ui.$$

За да се определи средната мощност на променливия ток за един период T, трябва да се пресметне работата, която той извършва за това време, и от нея да се пресметне работата за 1 *сек*. Ток с моментна мощност N за безкрайно малко време dt извършва елементарна работа

$$dA=Ndt. \tag{1}$$

За да се намери работата за един период T, трябва да се интегрира уравнение (1) в границите от 0 до T, т. е.

$$A=\int_0^T Ndt=\int_0^T ui\,dt=\int_0^T U_0\sin\omega t\; I_0\sin(\omega t-\varphi)\,dt=$$

$$=U_0I_0\int_0^T\sin\omega t\sin(\omega t-\varphi)\,dt=U_0I_0\cos\varphi\int_0^T\sin^2\omega t\,dt-$$

$$-U_0I_0\sin\varphi\int_0^T\sin\omega t\cos\omega t\,dt=U_0I_0\frac{T}{2}\cos\varphi-$$

$$-\frac{U_0 I_0}{\omega}\sin\varphi\int_0^T \sin\omega t\, d(\sin\omega t)=\frac{U_0 I_0}{2}\,T\cos\varphi-$$

$$-\frac{U_0 I_0}{\omega}\sin\varphi\left|\frac{\sin^2\omega t}{2}\right|_0^T=\frac{U_0 I_0}{2}\,T\cos\varphi.$$

Средната му мощност ще бъде

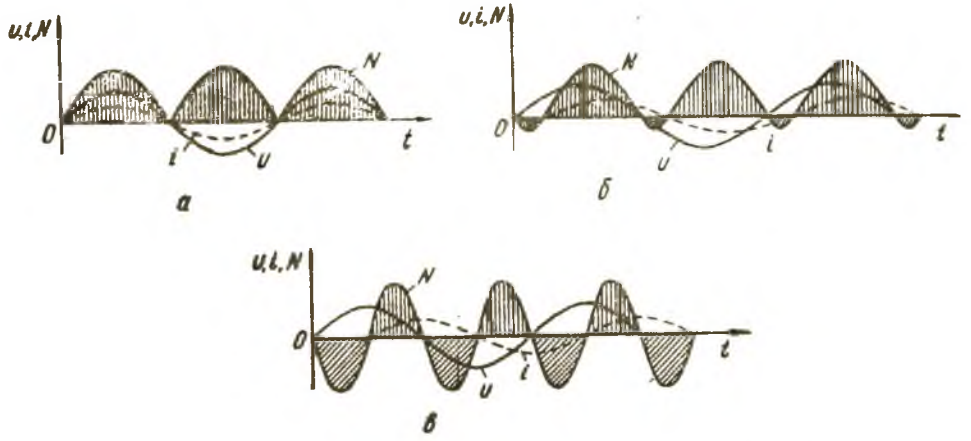
$$N_{ср}=\frac{A}{T}=\frac{U_0 I_0}{2}\cos\varphi=U_{eff}\,I_{eff}\cos\varphi=UI\cos\varphi. \qquad (2)$$

Мощността на променливия ток се изразява с произведението от ефективните стойности на тока и напрежението и $\cos\varphi$. Когато U се измерва във волтове, I — в ампери, N се изразява във ватове. $N=UI\cos\varphi$ *вт* се нарича *действителна* или *активна мощност*; $\cos\varphi$ — *фактор на мощността*; UI — *видима* (*привидна*) *мощност.*

На фиг. 428 мощността на тока е представена графически за

$$\varphi=0\ (а),\quad \varphi\neq 0\ (б)\ \text{и}\ \varphi=\frac{\pi}{2}\ (в).$$

Наклонено защрихованите части на фиг. 428 *б* и 428 *в* представляват отрицателната мощност. От графиката на фиг. 428 *в* е ясно, че когато токът е отместен фазово спрямо напрежението на ъгъл 90°,



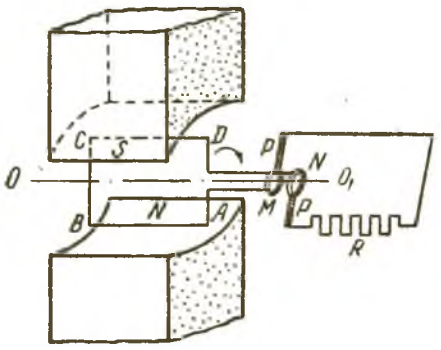
Фиг. 428. Графическо представяне мощността на променлив ток : без фазово отместване (*а*), с фазово отместване (*б*), с фазово отместване $\pi/2$ (*в*)

той не е в състояние да извършва работа — колкото е положителната, толкова е и отрицателната работа. Действително, ако от веригата на фиг. 418 се изключи реостатът и остане само самоиндукцията L, макар че амперметърът показва по-силен ток, включеният във веригата електромер за измерване на енергията почти не показва изразходване на електрическа енергия. Когато реостатът се изключи от вери-

гата, φ става почти 90°. (Не може да стане напълно 90°, защото омовото съпротивление на самоиндукцията r не позволява това, както е показано на фиг. 420.) Съгласно уравнение (2) токът в този случай практически не притежава активна мощност.

§ 258. Електрически машини

Електрически ток за широко техническо използуване се получава от електрически машини, наречени *генератори* При тях се използува електромагнитната индукция. Генераторите превръщат механичната енергия в електрическа. Всеки генератор се състои от две части: *индуктор* и *котва*. Ще разгледаме принципното устройство на генераторите за променлив и постоянен ток.



Фиг. 429. Генератор за променлив ток с индуктор постоянен магнит

Генератори за променлив ток (алтернатори). На фиг. 429 е даден схематично такъв генератор. Проводникът $ABCD$, взет като правоъгълна намотка, се нарича *котва*. Котвата може да се приведе във въртене около вала OO_1 в магнитното поле на постоянен магнит или електромагнит. Частта от генератора, създаваща магнитното поле, което индуктира тока в котвата, се нарича *индуктор*. Краищата на проводника завършват в два пръстена M и N, закрепени изолирано за вала и помежду си. До пръстените се допират непрекъснато две пластинки P (*четки*) от мед или кокс, които отвеждат тока от котвата към външната верига.

Валът с котвата и пръстените се привежда във въртене с постоянна ъглова скорост от някакъв източник на механична енергия, например от водна или парна турбина. Когато в магнитното поле проводникът — котвата $ABCD$, се върти, съгласно изложеното в § 255 в него се индуктира променлива електродвижеща сила

$$E = E_0 \sin \omega t,$$

от която в затворената верига, образувана от котвата, четките и външната верига, протича променлив ток.

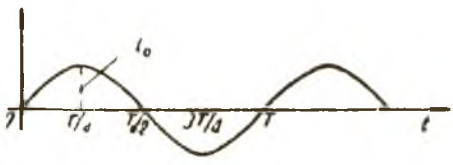
В котвата не се индуктира електродвижеща сила и във веригата не тече ток, когато площта ѝ е перпендикулярна на силовите линии на полето, $t = 0$. Това положение се нарича *неутрално*. При завъртване котвата по посока на часовниковата стрелка на 90°, т. е. след време $t = \frac{1}{4} T$, силата на тока нараства от 0 до I_0, като посоките му в ча-

стите AB и CD, които пресичат силовите линии, са означени със стрелки и са определени по правилото на трите пръста на дясната ръка. След като котвата се завърти на още 90°, тя идва отново в неутралното положение, а токът през това време намалява от I_0 до 0, като посоката му се запазва. Когато котвата се завърти на следните 180° през втория полупериод, силата на тока по големина се изменя съвършено по същия начин, както и през първия полупериод, само посоката му е обратна, тъй като частите AB и CD разменят положението си по отношение на полето. Следователно до всеки от пръстените през всеки полупериод токът идва от котвата с противоположни посоки и допиращите се до тях четки го отвеждат по външната верига. Изменението на силата на тока по големина и посока в продължение на един период T става по закона $I = I_0 \sin \omega t$ и е представено графически на фиг. 430.

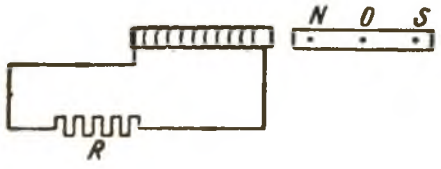
В съвременните генератори котвата обикновено се състои не от единичен проводник, а от много навивки, навити по подходящ начин около стоманено ядро с форма на цилиндър и съставено от отделни изолирани помежду си стоманени листове от подходяща ламарина. По този начин разсейването на магнитните силови линии намалява, а индуктираната електродвижеща сила в котвата се увеличава.

При разгледания генератор индукторът — постоянен магнит, е неподвижен и се нарича още *статор*, а котвата се върти и се нарича *ротор*.

Съвършено същият ефект се получава, ако котвата е неподвижна, а се доведе във въртене индукторът, какъвто е случаят, показан схематично на фиг. 431. Намотката е навита около стоманено ядро, а пред



Фиг. 430. Графика на променлив ток



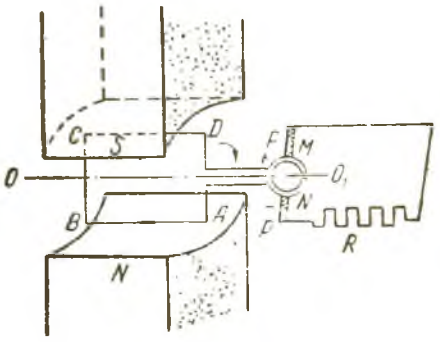
Фиг. 431. Генератор за променлив ток с подвижен индуктор

нея се върти постоянен магнит около ос O. При въртене на постоянния магнит в намотката се индуктира променлива електродвижеща сила от същия вид:

$$E = E_0 \sin \omega t.$$

Генератори за постоянен ток (динамомашини). Тези генератори (фиг. 432) се различават от генераторите за променлив ток главно по това, че двата пръстена са заменени с два полупръстена. Полупръстените, които са изолирани помежду си и от оста, образуват така наречения *колектор* или *комутатор*. Краищата на котвата $ABCD$ са свързани съответно с полупръстените M и N на колектора. При въртене на котвата в нея се индуктира по същия начин променлива

електродвижеща сила и ток, обаче през всеки полупериод, когато котвата преминава точно през неутрално положение и се променя посоката на тока в нея, полупръстените сменяват четките, до които се допират, така че по външната верига токът протича непрекъснато все в една и съща посока. Колекторът за външната верига играе роля на един вид изправител на променливия ток.

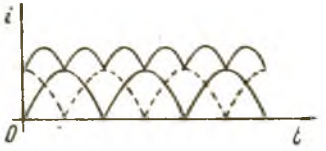


Фиг. 432. Генератор за постоянен ток с постоянен магнит

Измененията на силата на тока през всеки полупериод е представено графически на фиг. 433; при това токът не мени посоката си. Заради това тия генератори се наричат генератори за постоянен ток. От изложеното по-горе и от графиката се вижда, че макар токът да е с постоянна посока, силата му се изменя от 0 до I_0. За да се избегне това голямо колебание на силата му, около стоманеното ядро на котвата се взема не само една намотка, а повече, които са съединени последователно. Краищата на всяка намотка са съединени с две диаметрално противоположни пластинки от колектора. На фиг. 434 е представена графиката на ток, получен от две поставени под прав ъгъл намотки. Когато токът в едната намотка е нула, в другата е максимум и обратно. В тоя случай колебанията на силата на тока са по-малки и тя не намалява до нула. Ясно е, че когато се употребяват повече намотки, поставени при малки ъгли една спрямо друга, колебанието може още повече да се намали, т. е. да се получат съвсем слаби пулсации на силата на тока. Генераторите с повече свързани последователно намотки имат това предимство, че резултантната електродвижеща сила във всеки момент е равна на сумата от електродвижещите сили на отделните намотки и следователно може да стане достатъчно голяма. Получаването на постоянен ток е от съществено значение за редица технически и други задачи.



Фиг. 433. Графика на постоянен ток от генератор за постоянен ток с една намотка



Фиг. 434. Графика за постоянен ток, получен от две намотки под прав ъгъл

Генератори, които имат за индуктори постоянни магнити, имат малка мощност и се използуват например при телефонните уредби,

двигателите с вътрешно горене — за възпламеняване на горивната смес и др. Като индуктори за по-мощните динамомашини се употребяват електромагнитите. Постоянният ток за възбуждане на електромагнитите им се взема от други източници, например акумулатори или друга машина за постоянен ток, което представлява голямо неудобство. Казва се, че такива динамомашини имат *независимо възбуждане.*

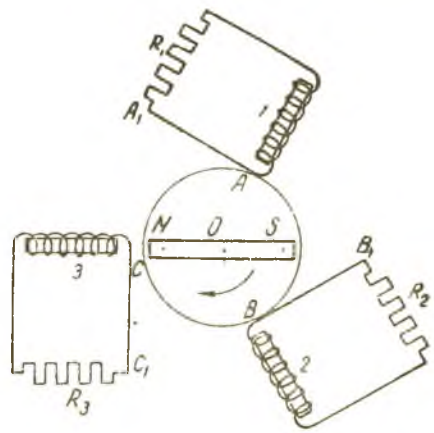
В 1867 г. Сименс установява принципа на самовъзбуждане на динамомашините, като постоянният ток за електромагнита се взема от индуктирания ток в котвата. Токът в котвата първоначално се поражда от остатъчния магнетизъм на електромагнита и протича през намотката му; с усилване на магнитното поле на електромагнита се усилва постепенно и токът, докато получи една наситена стойност, което се достига за кратко време.

§ 259. Трифазен ток

Променливият електрически ток, получаван от генераторите с неподвижен индуктор и подвижна котва или обратно, неподвижна котва и подвижен индуктор, се отвежда от генератора до консуматора по два проводника. Тоя ток, когато се разпространява по разклонена верига, във всеки момент има една и съща фаза в цялата верига, т. е. едновременно преминава през нула и максимум. Такъв ток се нарича *еднофазен*, а генераторите, които го произвеждат — *еднофазни.*

Генераторите, произвеждащи в разклонени вериги едновременно променливи електродвижещи сили с еднаква честота, но фазово отместени, се наричат *многофазни.*

Например, ако един електромагнит или магнит се върти около ос пред няколко наредени симетрично по окръжност и отместени една спрямо друга на еднакви ъгли намотки, във всяка една се индуктират електродвижещи сили с еднаква честота. Тези електродвижещи сили обаче са отместени фазово една спрямо друга на различни ъгли в зависимост от големината на отместването на намотките.



Фиг. 435. Индуктиране в три намотки на променливи токове с фазова разлика 120° един спрямо друг

На фиг. 435 е дадена схема на три намотки, разположени симетрично по пръстен и отместени една спрямо друга на 120°. От въртенето на постоянния магнит с постоянна ъглова скорост около ос, минаваща през центъра на пръстена, във всяка една от намотките се индуктира електродвижеща сила. Трите индуктирани е. д. с. имат еднаква честота, но са отместени фазово една спрямо друга на 120°:

$$E_1 = E_0 \sin \omega t;$$
$$E_2 = E_0 \sin (\omega t - 120^\circ);$$
$$E_3 = E_0 \sin (\omega t - 240^\circ).$$

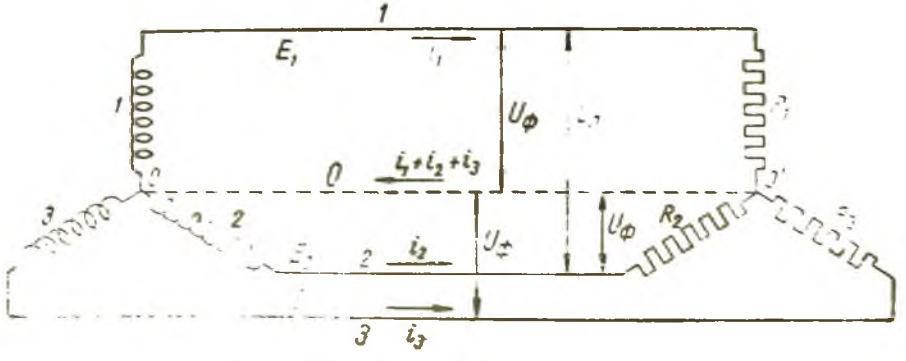
Когато трите намотки се свържат с външни вериги, в които са включени еднакви съпротивления $R_1 = R_2 = R_3 = R$ за които се предполага, че не притежават самоиндукция, във всяка от веригите текат съответно токове с еднакви амплитуди $I_0 = \frac{E_0}{R}$:

$$I_1 = I_0 \sin \omega t;$$
$$I_2 = I_0 \sin (\omega t - 120^\circ);$$
$$I_3 = I_0 \sin (\omega t - 240^\circ).$$

Трите намотки могат да се съединят по определен начин и да се получат разклонени вериги, по които протичат променливи токове с еднаква честота и с относително фазово отместване от 120°. Такива променливи токове се наричат *трифазни*, а генераторите, които ги произвеждат — *трифазни генератори*.

Намотките се свързват по два начина: в „*звезда*“ и в „*триъгълник*“.

На фиг. 436 е дадена схема на свързване в звезда. То се получава, като едните краища на намотките се свързват в обща точка O, от



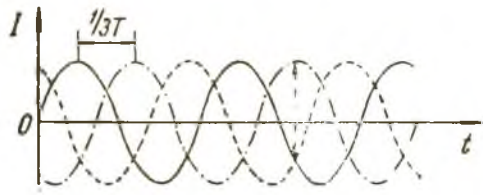
Фиг. 436. Схема на звездно свързване

която излиза общ проводник OO', наречен *нулев*. Той свързва O с общата точка C' на консуматорите, свързани също в звезда. От останалите краища на намотките отиват три линейни проводника съответно към всеки от консуматорите. При това свързване токовете от намотките на генератора се отвеждат към консуматорите по четири проводника вместо по шест.

Токовете от отделните намотки отиват в консуматорите по съответните проводници, а се връщат по нулевия проводник. Наслагването на трите тока в нулевия проводник е представено графически на фиг. 437

От графиките на трите тока се вижда, че когато те са равни по големина, векторната им сума във всеки момент е нула. Същото се установява и при аналитичното събиране на токовете

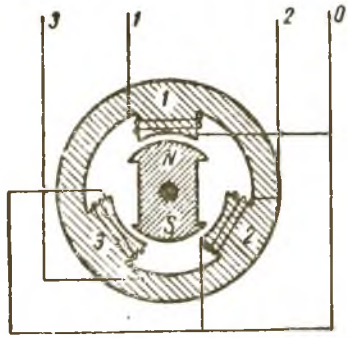
$$I_1+I_2=I_0\sin\omega t+I_0\sin(\omega t-120°)=I_0\,2\sin(\omega t-60°)\cos 60°=$$
$$=I_0\sin(\omega t-60°);$$
$$I_1+I_2+I_3=I_0\sin(\omega t-60°)+$$
$$+I_0\sin(\omega t-240°)=$$
$$=I_0\,2\sin(\omega t-150°)\cos 90°=0.$$



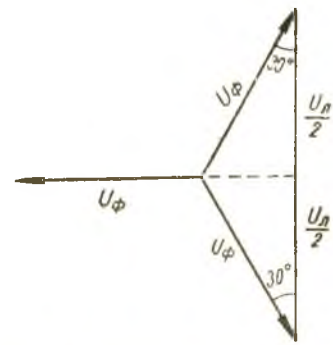
Фиг. 437. Наслагване на трите променливи тока от трифазен генератор

Следователно сумата от токовете $I_1+I_2+I_3$ е нула само когато съпротивленията R_1, R_2 и R_3 са равни помежду си, или, както се казва, при еднакво натоварване на фазите. Ако обаче те не са равни, сумата от токовете няма да е нула при условие, че фазовите разлики са запазват. В действителност точка O' е възлова точка и по закона на Кирхоф сумата от втичащите се и изтичащите токове трябва да е нула. Установява се, че и при неравенството на R_1, R_2 и R_3 сумата от токовете $I_1+I_2+I_3$ по нулевия проводник е нула поради настъпване на допълнително изменение на фазите между токовете, което трябва да се вземе под внимание.

И така по нулевия проводник не тече ток, следователно той е излишен и може да се изостави, т. е. консуматорите могат да се свържат с генератора с три проводника.



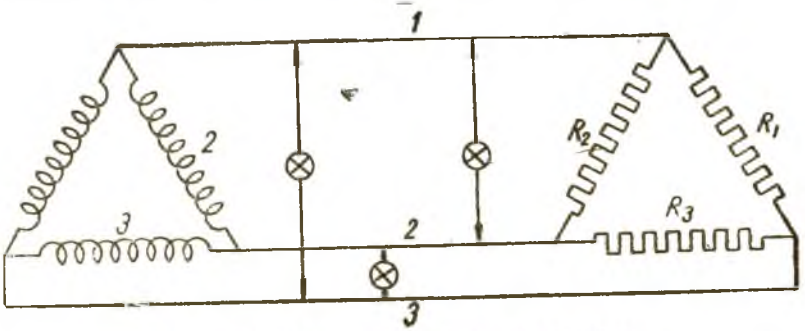
Фиг. 438. Схема на трифазен генератор със звездно свързване



Фиг. 439. Векторно изразяване връзката между U_Φ и $U_л$

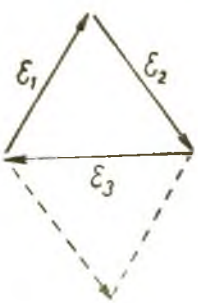
На фиг. 438 е даден схематично генератор за трифазен ток със звездно свързване. Стоманените ядра на намотките са закрепени за стоманен пръстен и образуват статора, а в него се върти роторът, който е постоянен магнит.

При звездното свързване се различават две различни напрежения. Напрежението между нулевия и един от линейните проводници се нарича *фазово напрежение* $U_ф$; напрежението между два линейни проводника



Фиг. 140. Схема на триъгълно свързване

се нарича *линейно напрежение* $U_л$. Лесно се доказва от векторната диаграма на фиг. 439, че връзката между двете напрежения е $U_л = \sqrt{3}\, U_ф$. Например, ако $U_ф = 220$ *в*, то $U_л = 220\sqrt{3} = 380$ *в*. Ето защо в електротехниката обикновено се говори за трифазен ток $220 \div 380$ *в*. Еднофазни консуматори се включват на $U_ф$, а трифазни — на $U_л$.



Фиг. 441. Векторно представяне на електродвижещите сили при триъгълно свързване

Намотките на един трифазен генератор могат да се свържат и последователно, както е показано схематично на фиг. 440. Това свързване се нарича *свързване в триъгълник*. Консуматорите се свързват по същия начин и се съединяват с генератора с три проводника.

Електродвижещите сили в клоновете на генератора с триъгълно свързване са отместени фазово на 120° и тяхната геометрична сума във всеки момент е нула. Това е ясно от векторното представяне на електродвижещите сили във форма на затворен триъгълник (фиг. 441).

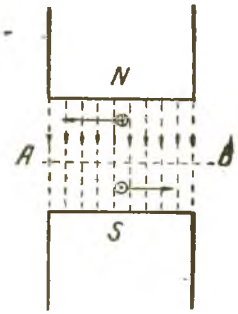
Поради редица ценни свойства на трифазните токове те намират широко приложение в електротехниката. Руският инженер Доливо-Доброволски пръв създава трифазен генератор и използува трифазния ток за пренасяне електрическа енергия на голямо разстояние.

§ 260. Електродвигатели

Машините, предназначени за преобразуване на електрическата енергия в механична, се наричат *електродвигатели*.

Електродвигатели за постоянен ток. На фиг. 442 са представени схематично в разрез индукторът и котвата на генератор за постоянен ток. В горния проводник посоката на тока е от нас към чер-

тежа, а в долния обратно. Съгласно правилото на трите пръста на лявата ръка на горния проводник ще действува сила отдясно на ляво, а на долния обратно — отляво на дясно. По този начин се поражда двоица сили, която създава момент на въртене на намотката в посока, обратна на часовниковата стрелка. Когато обаче намотката достигне неутралното положение (линия AB), моментът на двоицата става нула и тя би престанала да върти намотката. Поради инерцията си тя обаче продължава да се върти, но се създава обратен момент, който връща намотката към неутралното положение и след няколко колебания около това положение тя спира. Това обаче би било така, ако през котвата тече ток с постоянна посока. Ако обаче посоката на тока се измени точно когато намотката премине неутрално положение, посоката на момента на въртене остава непроменена и котвата продължава да се върти в първоначалната посока. Посоката на тока посредством колектора се променя след всеки полуперио точно когато намотката преминава неутралното положение AB, поради което въртенето ѝ продължава в една посока. На този принцип са изградени електродвигателите за постоянен ток. Следователно всеки генератор за постоянен ток може да се използува като електродвигател за постоянен ток, когато през четките се пропусне постоянен ток в котвата. И обратно, всеки електродвигател за постоянен ток може да стане генератор за постоянен ток, когато роторът му се доведе в равномерно въртене.



Фиг. 442. Схема на електромотор за постоянен ток

Ако валът на електродвигателя се съедини по подходящ начин с даден работен механизъм, може да се получи полезна механична работа за сметка на енергията на тока, използувана от електродвигателя.

Когато роторът се върти, в намотките му се индуктира електродвижеща сила E_i, противоположна на електродвижещата сила на източника E_0. От това силата на тока, която трябва да протича през намотките на котвата от външния източник, намалява. Нека електродвижещата сила E_0 на източника е достатъчна, за да поддържа при нормалното въртене на ротора ток със сила

$$I = \frac{E_0 - E_i}{R},$$

където R е съпротивлението на веригата. При пускането на двигателя, когато роторът още не се върти, от същата електродвижеща сила ще се получи значително по-силен ток

$$I_0 = \frac{E_0}{R},$$

който може да повреди намотката. За да се избегне тази опасност, роторът се свързва последователно с променлив реостат, наречен *пусков*

реостат. Като се намалява постепенно съпротивлението на пусковия реостат, силата на тока в електродвигателя се увеличава също постепенно и когато реостатът се изключи напълно, електродвигателят достига нормалния режим на работа — роторът се върти с нормален брой обороти.

Съвременните генератори и електродвигатели притежават доста висок коефициент на полезно действие (к. п. д.), който за мощните машини и двигатели достига до 95 %. Неизбежните загуби от триене, джаулова топлина, токове на Фуко и хистерезис могат да се намалят до 5 %.

При машините и електродвигателите с по-малка мощност загубите са относително по-големи и коефициентът на полезно действие намалява до 70 %.

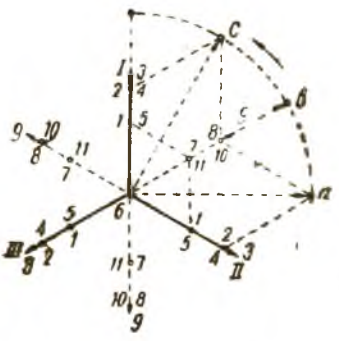
Електродвигатели за променлив ток. Ако през котвата на генератор с неподвижен индуктор, с постоянно магнитно поле се пусне да протича променлив ток и предварително се подбере такава скорост на въртене на котвата, че в момента, когато тя идва в неутралното положение AB, токът през нея да изменя посоката си, очевидно от взаимодействието на тока в намотката — котвата и магнитното поле на индуктора, намотката ще продължава да се върти в същата посока. Следователно при тия електродвигатели котвата трябва да се доведе предварително във въртене с период, какъвто е периодът на променливия ток, т. е. *синхронно* с тока. Електродвигателите, построени на тоя принцип, се наричат *синхронни електродвигатели*. При тях броят на оборотите в единица време е напълно определен и свързан с честотата на променливия ток, поради което той не може да се измени. При по-голямо натоварване от определеното те излизат от синхронизъм и спират, което е сериозен недостатък. Употребяват се за получаване на синхронни движения, например за звукозаписване и др., както и за някои мощни двигатели.

Когато един магнит се върти около ос, минаваща напречно на магнита през центъра му, в околното пространство се създава въртящо се магнитно поле. Въртящо се магнитно поле може да се създава и от електрически ток без механически въртящи се части. Най-напред то било създадено от Тесла през 1887 г. и използувано от него при електродвигателите. Получаването на въртящо магнитно поле от електрически ток става най-лесно с трифазен ток.

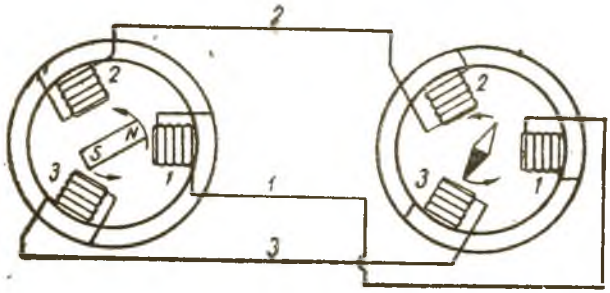
В симетрично разположените намотки на един трифазен генератор от въртенето на магнита — индуктора, се възбуждат променливи токове с фазова разлика съответно $\frac{1}{3}\ T$ (120°) и $\frac{2}{3}\ T$ (240°). Интензивността на магнитното поле във всяка намотка се изменя от 0 до една максимална стойност H_0 по синусов закон $H = H_0 \sin \omega t$, тъй като H е пропорционално на силата на тока, която се изменя също по синусов закон.

Като се сумират магнитните полета на отделните намотки, получава се резултантно магнитно поле, което, стремейки се във всеки момент да се противопоставя на полето на въртящия се магнит съгласно правилото на Ленц, само идва във въртене, като

следва въртящото поле на магнита. Получаването на резултантното магнитно поле, интензивността на което остава постоянна, е показано графически на фиг. 443. Интензивността на полето във всяка намотка е представена съответно с векторите *I*, *II*, *III*, които са отместени фазово един спрямо друг на 120°. От векторното сумиране на интензивностите на полетата в трите намотки I, II и III, като се запазва съответната фазова разлика между тях $\frac{4}{12}T$ и $\frac{8}{12}T$, се получава резултантното поле с постоянна по големина интензивност, векторът на която според



Фиг. 443. Векторно представяне на въртящо магнитно поле в трифазен генератор



Фиг. 444. Свързване на трифазен генератор с трифазен електродвигател

извършения ред на сумиране се върти в посока, обратна на часовниковата стрелка, като върхът му след всяка $\frac{1}{12}T$ заема положението *a*, *b*, *c*, . . Ако се измени редът на сумирането (като се разменят две от фазите, например *I*, *III* и *II*), резултантното магнитно поле се върти в обратна посока.

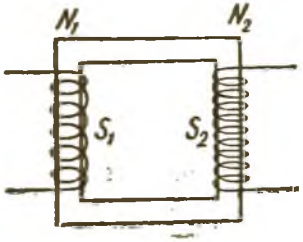
Когато променлив трифазен ток, получен от трифазен генератор, се пусне през трифазен електродвигател, статорът на който има също такива намотки, както и генераторът, във вътрешността на електродвигателя се възбужда резултантно въртящо се магнитно поле (фиг. 444), което се върти с периода на променливия ток. Ако във вътрешността на двигателя се постави цилиндрична повърхност от дебели медни проводници, съединени накъсо в краищата, в нея се индуктират токове на Фуко, които създават магнитно поле, което във всеки момент се стреми да задържа отдалечаващото се въртящо магнитно поле. Последното от своя страна също увлича магнитното поле на цилиндричната повърхност — ротора, и я довежда във въртене около свободната й ос. Роторът при въртенето си поради триенето, което изпитва оста му, или поради външно натоварване закъснява спрямо въртенето на магнитното поле. Електродвигатели, почиващи на този принцип, се наричат *асинхронни*.

Поради това, че асинхронните електродвигатели нямат четки и колектори, както и поради простата им конструкция те имат голямо преимущество и са най-разпространените в практиката.

Асинхронният електродвигател се пуска в действие, като с включи трифазният ток на витлата му, поставени върху статора. Свързването на отделните фази трябва да стане в определен ред, за да се върти роторът в определена посока, означена върху електродвигателя. Ако се разместят две от фазите, изменя се и посоката на въртене на ротора.

§ 261. Трансформатори

За редица лабораторни и технически задачи е потребно променливо напрежение, което е различно от това на мрежата или генератора. Напрежението може да се понижи и чрез реостат, но този начин не е икономичен. Едно напрежение се превръща в друго удобно и икономично чрез *трансформаторите*. Те са изработени и използувани за пръв път в практиката от руските електротехници П. Н. Яблочков (1876) и И. Ф. Усагин (1882). Трансформаторите работят на принципа на взаимната индукция.



Фиг. 445. Схема на трансформатор

Принципното устройство на трансформатора е дадено схематично на фиг. 445. Той се състои от две намотки, които са навити около две от противоположните страни на затворено четириъгълно стоманено ядро — магнитопровод. Едната от тях е от по-дебела жица и с по-малък брой навивки, а другата е от по-тънка жица и с по-голям брой навивки. Една от намотките се свързва с източника за променливо напрежение; тя се нарича *първична*. В краищата на другата намотка се индуктира желаното напрежение; тя се нарича *вторична*. Ако вторичната намотка има по-голям брой навивки от първичната, трансформаторът се нарича *повишаващ*. Ако тя е с по-малък брой навивки от първичната, трансформаторът се нарича *понижаващ*.

Променливият електрически ток I_1, протичащ през първичната намотка, създава променлив магнитен поток Φ, който почти изцяло е съсредоточен в стоманения магнитопровод и следователно практически пресича площите, обградени от навивките на вторичната намотка, поради което в нея се индуктира променлива електродвижеща сила.

Ако вторичната намотка е отворена, тогава първичната намотка е част от затворената верига с известно омово съпротивление. Когато се вземе пред вид, че омовото ѝ съпротивление R е незначително спрямо индуктивното и следователно може да се пренебрегне, тогава от равенство

$$E_1 + E_S = iR,$$

като пренебрегнем дясната страна като много малка, се получава

$$E_1 = -E_S.$$

т. е. електродвижещата сила E_1, действуваща на първичната намотка, е равна на възбудената в нея самоиндуктирана електродвижеща сила E_S.

Тъй като във всяка отделна навивка в първичната намотка се самоиндуктира електродвижещата сила $-\frac{d\Phi}{dt}$, то в цялата намотка, която има N_1 навивки, тя е

$$E_S = -N_1 \frac{d\Phi}{dt}.$$

Тогава електродвижещата сила, действуваща в първичната намотка, ще бъде

$$E_1 = N_1 \frac{d\Phi}{dt}. \qquad (1)$$

Но тъй като променливият магнитен поток Φ пресича почти напълно и вторичната намотка, във всяка навивка от нея се получава индуктирана електродвижеща сила $-\frac{d\Phi}{dt}$ или в цялата вторична намотка с N_2 навивки индуктираната електродвижеща сила E_2 е

$$E_2 = -N_2 \frac{d\Phi}{dt} \qquad (2)$$

Като се разделят уравненията (1) и (2) и се вземе пред вид, че напреженията в краищата на намотките са почти равни на съответните електродвижещи сили, получава се

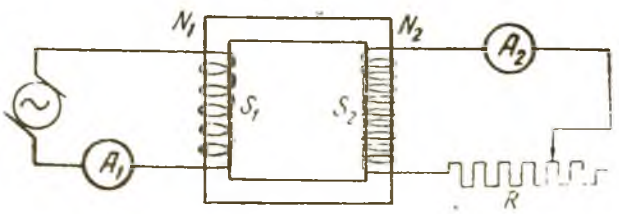
$$-\frac{E_1}{E_2} = -\frac{U_1}{U_2} = +\frac{N_1}{N_2} = +k. \qquad (3)$$

Следователно *електродвижещите сили или напреженията в първичната и вторичната намотка се отнасят, както броят на навивките в същите намотки.* Отношението $\frac{N_1}{N_2} = k$ се нарича *коефициент на трансформация.* Знакът минус означава, че електродвижещите сили в първичната и вторичната намотка са противоположни по фаза.

Когато вторичната намотка на трансформатора е отворена, както показахме, индуктивното съпротивление на първичната намотка е голямо. Затова при отворена вторична намотка силата на тока I_1 в първичната намотка е незначителна. Когато обаче вторичната намотка се затвори, в образуваната вторична верига протича индуктиран ток I_2, от който във вторичната намотка се създава магнитно поле, което по правилото на Ленц се противопоставя на магнитното поле в първичната намотка.

Колкото токът във вторичната верига е по-силен, толкова по-силно е създаденото от него магнитно поле и толкова в по-голяма степен то първичната намотка. От това видимото

съпротивление в първичната намотка намалява, което води до увеличаване силата на тока в първичната верига. По този начин силата на тока в първичната верига е в зависимост от силата на тока във вторичната верига или мощността в първичната верига зависи от мощността във вторичната верига. Следователно изразходваната енергия в първичната верига автоматично се регулира от тая във вторичната.



Фиг. 446. Схема за показване самостоятелното регулиране при трансформатора

Самостоятелното регулиране на трансформатора се показва опитно със схемата на фиг. 446. В първичната верига е включен амперметър за променлив ток. Когато вторичната намотка е отворена, през амперметъра A_1 тече много слаб ток. Ако към вторичната намотка се включи консуматор, например променливият реостат R, с увеличаване силата на тока в създадената вторична верига, отчитана с амперметъра A_2, автоматично се увеличава и силата на тока в първичната, т. е. трансформаторите имат свойството самостоятелно да се регулират.

Ето защо при големите трансформаторни постове не е необходимо изключване на първичната намотка, когато вторичната не е включена, тъй като загубите на енергия в първичната верига са нищожни. Когато се включат консуматорите към вторичната намотка, автоматично се увеличава енергията и в първичната.

Когато във вторичната верига тече ток, уравнение (3), строго взето, не е в сила. То важи обаче приблизително и за случаи, когато токът в първичната намотка не се различава чувствително от тока, който протича през нея, когато вторичната е отворена.

От закона за запазване на енергията, като пренебрегнем загубите в трансформатора, следва, че мощността на първичната намотка, т. е. мощността, която трансформаторът получава от мрежата $U_1 I_1 \cos \varphi_1$, ще е равна на мощността на вторичната намотка, т. е. на мощността, която трансформаторът отдава на консуматора $U_2 I_2 \cos \varphi_2$:

$$U_1 I_1 \cos \varphi_1 = U_2 I_2 \cos \varphi_2. \qquad (4)$$

Допускайки с голямо приближение, че $\varphi_1 = \varphi_2$, следва зависимостта

$$\frac{U_1}{U_2} = \frac{I_2}{I_1}. \qquad (5)$$

Загубите на трансформатора се дължат на отделянето на джауловата топлина в намотките, на разсейването на линиите на магнитната индукция, на токовете на Фуко в магнитопровода и на работата за пренамагнитването на магнитопровода, дължаща се на хистерезиса му.

За намаляване на последните два вида загуби магнитопроводът на

трансформаторите се прави от отделни, изолирани една от друга пластинки от трансформаторна ламарина.

При мощните трансформатори загубите са малки (около 2%), а при по-малките те достигат и над 5%.

От сравнение на уравнения (3) и (5) следва

$$-\frac{U_1}{U_2} = -\frac{I_2}{I_1} = \frac{N_1}{N_2} = k. \qquad (6)$$

Силите на токовете в двете намотки са обратно пропорционални на броя на навивките в двете намотки на трансформатора и са противоположни по фаза.

Всеки трансформатор има определена максимална мощност, за която той е пресметнат. Като се измени броят на навивките и дебелината на жицата във вторичната намотка, може да се получи променлив ток с различно напрежение и сила в границите на определената мощност на трансформатора. Това качество на трансформатора го прави извънредно ценен уред, широко разпространен в практиката.

Особено важно значение имат трансформаторите за пренасяне на електрическата енергия на големи разстояния, например от мястото на добиването ѝ — електроцентралите, до мястото на употребяването ѝ — консумативните центрове.

Тъй като пълната мощност на една верига е равна на произведението на електродвижещата сила E и силата на тока I, т. е. EI, следва, че колкото е по-голяма електродвижещата сила E, толкова е по-малка силата на тока I. При пренасяне на електрическата енергия по електропроводна мрежа със съпротивление R през всяка единица време се отделя джаулова топлина $Q = 0{,}24\, I^2 R$ *кал*, която се увеличава с квадрата на силата на тока. Следователно, за да се пренесе електрическата енергия на голямо разстояние с по-малка загуба, трябва I да е по-слаба, а съответно E да е по-голямо.

Тъй като електродвижещата сила при генераторите не може да надмине известна граница, ограничена от изолационните качества на материалите, за тази цел се употребяват подходящи повишаващи трансформатори, при които възможностите за подобряване на изолацията са по-големи.

Чрез повишаващ трансформатор напрежението на вторичната намотка U_2 става няколко пъти по-високо от това на първичната намотка U_1, а силата на тока I_2 намалява съответно същото число пъти спрямо I_1 и е възможно да се пренесе с по-тънки проводници, с което се поевтинява значително електропроводната мрежа.

Обикновено у нас за електропроводи се употребяват (в зависимост от разстоянията) напрежения 35 000, 60 000 и 110 000, а сега вече и 220 000 *в*. В Съветския съюз и някои други страни при дълги електропроводи се употребяват напрежения и над 400 000 *в*.

Естествено, пренесената електрическа енергия с такова високо [illegible] олзува направо в консумативните апа-

рати и съоръжения. Налага се то да се трансформира чрез понижаващ трансформатор до стойност 220 *в*, каквото е прието в повечето страни.

Пренасянето на много високи напрежения създава редица технически трудности, преодоляването на които изисква сериозни грижи.

На фиг. 447 е представено схематично пренасянето на електрическа енергия по електропровод от мястото на произвеждането ѝ до



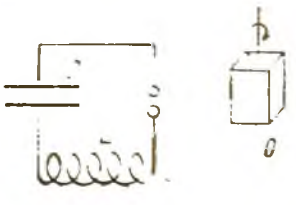
Фиг. 447. Пренасяне на електрическа енергия по електропровод с високо напрежение

мястото на нейното използуване посредством повишаващ и понижаващ трансформатор. Нека например генераторът да има мощност 12 000 *квт*, напрежение 8000 *в* и сила на тока 1500 *а*. Чрез повишаващ трансформатор напрежение $U_1 = 8000$ *в* и силата на тока $I_1 = 1500$ *а* се трансформират съответно на $U_2 = 60\,000$ *в* и сила на тока $I_2 = 200$ *а*. В консумативния център чрез понижаващ трансформатор високото напрежение $U_1' = 60\,000$ *в* и силата на тока $I_1' = 200$ *а* се трансформират съответно на $U_2 = 220$ *в* и $I_2' \approx 55\,000$ *а*.

XXXII. ЕЛЕКТРОМАГНИТНИ ТРЕПТЕНИЯ И ВЪЛНИ

§ 262. Трептеливо изпразване на кондензатор

Характерът и времетраенето на искрата, получавана при изпразването на натоварен кондензатор C през проводник L (фиг. 448), са определени от Федерсен (1862). За тази цел той поставя срещу искрата въртящо се призматично огледало O, ос на което била успоредна на дължината на искрата. Този начин позволява да се изследва процесът в течение на времето. Наблюдаваният образ на искрата в огледалото, както и фотографическата му снимка показват, че искрата не е непрекъсната светла ивица с определена дължина, а се състои от отделни светли части с



Фиг. 448. Схематично представяне опита на Федерсен

променлива посока (фиг. 449), чиято интензивност постоянно намалява. Този резултат показва, че електрическата искра при изпразването на кон-

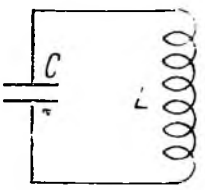
дензатор не е проста, а е съставена от отделни искри, следващи последователно след извънредно малки интервали от време и с постепенно намаляваща интензивност.

Описаното явление се обяснява така. Под действието на високото напрежение, приложено на кондензатора, настъпва самостоятелно изпразване чрез искра и по проводника протича ток. Ако проводникът не притежава самоиндукция, токът би продължил да тече до изравняване на потенциалите, обаче поради самоиндукцията на проводника и след като се изравнят потенциалите, самоиндуктираната електродвижеща сила поддържа тока и всяка от плочите на кондензатора се зарежда с противоположен на предишния си товар, а напрежението на плочите става с обратен знак на първоначалното. След това отново протича ток в обратна посока и процесът по-нататък се повтаря периодически. Следователно във веригата, съставена от кондензатор и самоиндукция, при известни условия протича ток ту в една, ту в обратна посока през много къси интервали от време — пораждат се електрически трептения (осцилации).



Фиг. 449. Снимка на електрическа искра по опита на Федерсен

Като се знаят броят на оборотите на огледалото и броят на светлите части в ивицата, може да се пресметнат времетраенето на искрата и честотата на тока при трептеливо искрово изпразване на кондензатора. Оказало се, че честотата е от порядък 100 000 — 1 000 000 трептения в секунда.



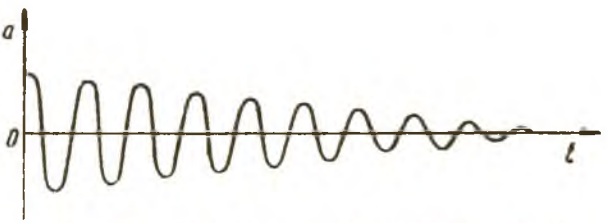
Фиг. 450. Схематично представяне на трептящ кръг

Променливи токове с такъв голям брой трептения в секунда се наричат *токове с висока честота* за разлика от променливия ток, използуван за осветление и други технически цели, който е с 50 трептения (50 *хц*) в една секунда. И така в системата, съставена от кондензатора и самоиндукция, при известни условия настъпва изпразване на кондензатора под форма на трептения (осцилации), които представляват променлив ток с висока честота. Система, в която се пораждат такива трептения, се нарича *трептяща система* или *трептящ кръг* (фиг. 450). Периодът на трептенията зависи от капацитета C и самоиндукцията L на трептящия кръг и се изразява с *формулата на Томсън*

$$T = 2\pi \sqrt{LC} \qquad (1)$$

при [illegible] явление в кръга е малко.

Поради преобразуване на част от електрическата енергия в друг вид енергия — светлинна, звукова, топлина и пр., тя постепенно намалява. Едновременно с това намаляват силите на тока и интензивността на искрите; амплитудите на трептенията стават все по-малки (фиг. 451). Такива трептения се наричат *затихващи*. Затихването е толкова по-голямо,



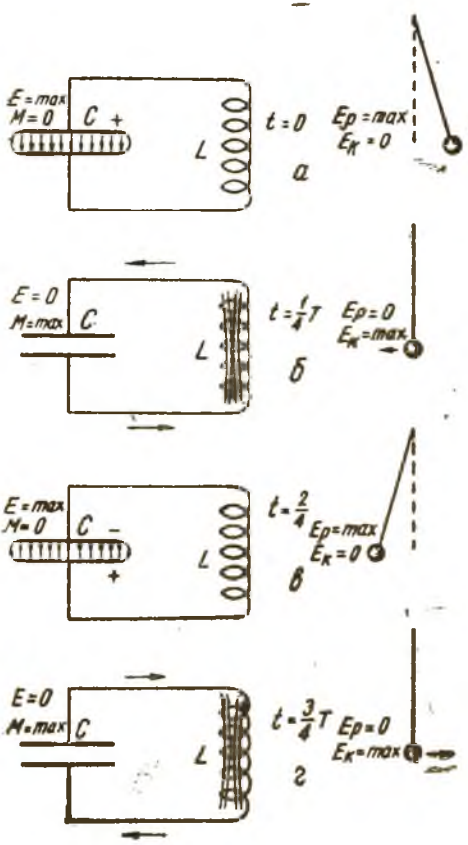
Фиг. 451. Затихващи електрически трептения

колкото е по-голямо омовото съпротивление в трептящия кръг. (Искрището в трептящия кръг дава голямо съпротивление.)

За да се изясни механизмът на трептящия процес, произлизащ в трептящия кръг, се прави аналогия с трептенията например на обикновеното махало.

При зареждане на кондензатора между плочите му се създава електрическо поле, на което силовите линии са означени схематично на фиг. 452 *а*. Полето получава определено количество електрическа енергия, съответстваща на потенциалната енергия на махало, отклонено от равновесното му положение. Когато кондензаторът се изпразва, през намотката протича електрически ток, който постепенно се увеличава поради самоиндукцията и след четвърт период достига максимална сила; тогава товарът на кондензатора става нула, потенциалите се изравняват. Същевременно създаденото от тока в намотката магнитно поле получава най-голяма енергия, както е показано схематично на фиг. 452 *б*. Следователно *енергията на електрическото поле е преминала в енергия на магнитното поле на тока*. Това съответствува на превръщането на потенциалната енергия на махалото в кинетична при преминаването му през равновесното положение. И както махалото продължава по инерция да се отклонява в обратна посока, така и при изчезване на магнитното поле токът поради самоиндуктираната електродвижеща сила продължава да тече в същата посока. (Електроните продължават да преминат през намотката от долната към горната плоча.) Кондензаторът се зарежда с противоположен товар и след още $^1/_4$ период токът става нула, а полето на кондензатора става обратно на първоначалното (фиг. 452 *в*) — *енергията на магнитното поле на тока е преминала в енергия на електрическото поле*. При махалото това съответствува на преобразуването на кинетичната енергия в потенциална, когато махалото се отклони в противоположно положение. След още $^1/_4$ период настъпва отново изпразване на кондензатора, токът тече в обратна посока и достига максималната си стойност (фиг. 452 *г*), което съответствува на връщането

на махалото в равновесно положение. След още $^1/_4$ период (t става равно на T) се възстановява напълно първоначалното положение; по-нататък процесът се повтаря периодично. От сравняването на двата вида трептения следва, че на потенциалната енергия на махалото съответствува енергията на електрическото поле, а на кинетичната му енергия — енергията на магнитното поле на тока. От изложеното става ясно, че трептеливото изпразване на кондензатора от трептящия кръг представлява последователни колебания на енергията на електрическото и магнитното поле. Ето защо трептенията в трептящия кръг се наричат *електромагнитни трептения*.

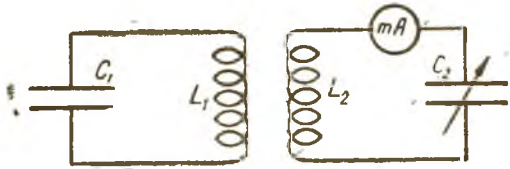


Фиг. 452. Схематично представяне трептенията на трептящ кръг и махало и преобразуване на съответните енергии при тях

Електромагнитните трептения, произлизащи в един трептящ кръг, са приблизително хармонични трептения. Честотата им ν е от голямо значение; тя е реципрочна на периода T на трептенията

$$\nu = \frac{1}{T}, \quad T = \frac{1}{\nu}.$$

От уравнение (1) се вижда, че периодът T на трептенията на трептящия кръг се изменя, когато се изменят L и C. Нека е даден един трептящ кръг със самоиндукция L_1 и капацитет C_1, в който са възбудени електромагнитни трептения с период T_1. Ако един втори трептящ кръг със самоиндукция L_2 и променлив капацитет C_2 се постави в индуктивна връзка с първия трептящ кръг (фиг. 453), за трептенията във втория трептящ кръг, като се изменя капацитетът C_2, може да се получи такава стойност за T_2, че да се изпълни условието



Фиг. 453. Два затворени трептящи кръга в резонанс

$$T = T_1 \quad \text{или} \quad L_1C_1 = L_2C_2.$$

В този случай се казва, че вторият трептящ кръг е в резонанс с първия. При настъпване на резонанс токът във втория трептящ кръг, преценяван по измервателния инструмент *mA* или друг индикатор, например електрическа лампа, е най-силен. Явлението е аналогично на механичния и звуковия резонанс. Опитно електрическият резонанс бил показан най-напред от Лодж с два трептящи кръга със съответно подбрани капацитети (лайденски стъкленици) и самоиндукции. За индуктор му служела искрата, пораждана във втория трептящ кръг.

§ 263. Електромагнитно поле и вълни

От редица опити и теоретични изследвания се установява, че между електрическите и магнитните полета съществува тясна връзка. Например електромагнитната индукция показва ясно тази връзка. Винаги когато магнитният поток (поле) се изменя по отношение на един проводник, в него се поражда електродвижеща сила, а ако проводникът е затворен, възниква и индуктиран ток. Появяването на електродвижеща сила в определена част от пространството показва, че в тази област на пространството съществува електрическо поле. Следователно всяко изменение на магнитното поле има за резултат възбуждането на електрическо поле, което възниква в областта на променливото магнитно поле, независимо от това, дали има или не проводник.

Постоянно магнитно поле, създадено например от постоянен ток през неподвижен проводник или от постоянен магнит, действува на друг неподвижен проводник с постоянен ток или постоянен магнит. Такова поле не действува на неподвижен електрически товар — липсва електрическо действие. Ако обаче магнитното поле се изменя с времето, тогава възниква не само магнитно, но и електрическо действие — променливо магнитно поле поражда електрическо поле.

Също така и променливо електрическо поле поражда магнитно поле. Наистина, ако електрическото поле се създава от неподвижен и неизменен по големина товар, такова поле действува на друг неподвижен товар, но полето не предизвиква никакво магнитно действие, не действува например върху магнитна стрелка. Ако обаче товарите се движат относително един спрямо друг или изменят големината си, полето, създавано от тях, се изменя и в тоя случай заедно с електрическото поле възниква и магнитно поле.

Като използува натрупания огромен опитен материал, Максвел по теоретичен път достига до изводи, от които следва, че *променливо магнитно поле поражда електрическо поле и променливо електрическо поле поражда магнитно поле.*

Съгласно теорията на Максвел променливите електрическо и магнитно поле са тясно свързани помежду си навсякъде в пространството, където има условия за създаването им, независимо от това, дали има или не диелектрик или проводник. Проводниците и стрелките представляват само индикатори за откриване на полетата. Взаимната връзка между променливите електрическо и магнитно поле води до образу-

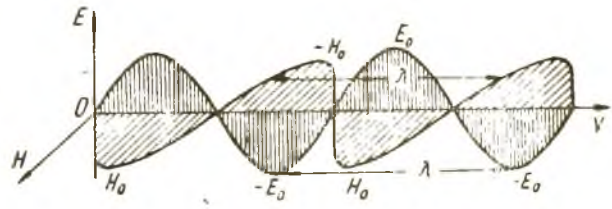
ване на единно общо поле, наречено *електромагнитно поле,* което съществува реално в пространството, независимо дали в него има прибори, като електрометри, магнитни стрелки и др., които позволяват да се възприеме.

Без да разглеждаме теорията на Максвел, която той изгражда въз основа на опитите на Фарадей за електромагнитната индукция, на Федерсен за електрическите трептенея и др., при които междинната среда играе важна роля, ще обърнем внимание само на следния извод, до който Максвел достига през 1865 г. с теорията си, според която в пространството периодичното изменение на електромагнитното поле се предава под формата на вълни, наречени електромагнитни вълни, с определена крайна скорост:

$$v = \frac{c}{\sqrt{\mu\varepsilon}}, \qquad (1)$$

където ε е диелектрическата проницаемост, а μ — магнитната проницаемост на средата, т. е. v зависи от диелектрическите и магнитните свойства на средата.

Електромагнитните вълни представляват периодично изменение на електромагнитното поле при разпространяването му. В посока на разпространяването електромагнитната вълна се представя с две синусоиди, лежащи във взаимно перпендикулярни равнини. Едната изобразява векторно колебанията на интензивността E на електрическото поле, а другата — интензивността H на магнитното поле. E и H лежат в две взаимно перпендикулярни равнини и са перпендикулярни на посоката на разпространението, т. е. електромагнитните вълни са напречни. На фиг. 454 е показана моментната картина на електромагнитната вълна.



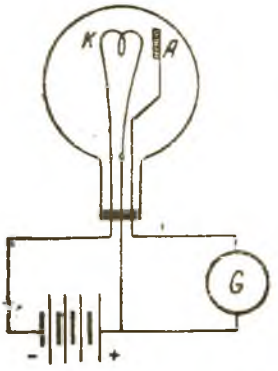
Фиг. 454. Електромагнитна вълна

Дължината на електромагнитната вълна се определя от разстоянието между две най-близки точки, в които векторите H или E имат еднакви фази (фиг. 454), или от разстоянието, на което определена фаза от електрическата или магнитната вълна се разпространява за един период T. Двата вектора H и E се колебаят винаги с еднакви фази.

Така предсказаните от Максвел по теоретичен път електромагнитни вълни бяха потвърдени от опитите на Хайнрих Херц (1887), А. С. Попов (1895) и от широко развилата се радиотехника.

§ 264. Термоелектронно излъчване

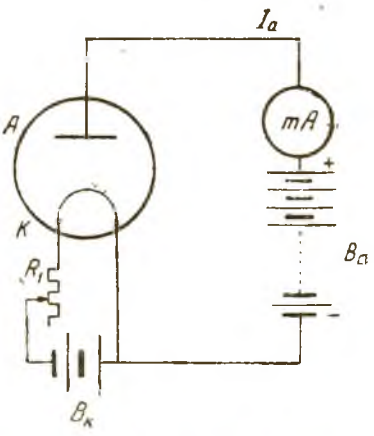
Както видяхме в § 223, електроните се движат свободно в металите. Скоростта им се увеличава с повишаване на температурата и при достатъчно висока температура част от тях се отделят от нагорещената метална повърхност. Отделянето на електрони от нагорещената метална повърхност расте с увеличаване на температурата. Това явление се нарича *термоелектронно излъчване*, а отделените електрони — *термоелектрони*.



Фиг. 455. Опит на Едисон

Термоелектронно излъчване установява още Едисон. След като Лодигин открива електрическата лампа с въгленова жичка, Едисон през 1881 г. прави с такава лампа следния опит. Освен въгленовата жичка той вкарва в електрическата лампа още един електрод, запоен в стъклото, и през галванометър го свързва с единия полюс на генератор за постоянен ток (фиг. 455). Едисон забелязва, че през галванометър протича ток, когато допълнителният електрод се съедини с положителния полюс на генератора. Това явление било наречено *ефект на Едисон*. До изграждането на електронната теория това явление не могло да бъде обяснено. След това обаче то било изследвано от редица учени и се установява, че протичането на тока през галванометъра се дължи на това, че електроните, отделени от нажежената жичка, се привличат от допълнителния електрод, когато той е съединен с положителния полюс на генератора, поради това, че електроните имат отрицателен товар. Електроните се отблъскват от електрода, когато той е съединен с отрицателния полюс на генератора и ток не протича. Очевидно ефектът на Едисон се дължи на термоелектронното излъчване. То се използува широко при електронните лампи, рентгеновите тръби и др.

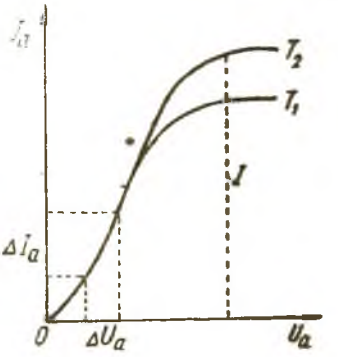
§ 265. Двуелектродна лампа



Фиг. 456. Двуелектродна лампа с включено анодно и отоплително напрежение

За изучаване и използуване на термоелектронното излъчване се употребяват не обикновени електрически лампи, а т. нар. *електронни лампи*. Електронната лампа се състои от два електрода, запоени в стъклена тръба, от която въздухът е изтеглен до възможния предел (под 10^{-6} *мм* Hg); тя се нарича *двуелектродна лампа* или още *диод* (фиг. 456). Единият електрод се нарича *анод A* и представлява обикновено кух метален цилиндър, по оста на който е

опънат вторият електрод, наречен *катод К*, представляващ метална жичка, която може да се нагрява от батерия B_k с напрежение U_k от $4 \div 6$ *в*. Силата на тока за загряване, а следователно и температурата на жичката могат да се регулират с подходящо съпротивление R_1. Между анода и катода се прилага напрежение U_a от около $40 \div 100$ *в* от анодната батерия. Когато катодът се нагрее до определена температура, от него се отделят електрони, които поради приложеното на електродите напрежение се привличат от анода и във веригата протича т. нар. аноден ток I_a, който се измерва с милиамперметъра *mA*, включен във веригата. Връзката между силата на тока I_a и приложеното на електродите напрежение U_a се определя с израза $I_a = k\,U_a^{3/2}$ и е представена графически на фиг. 457. В този израз k е коефициент, зависещ от формата и разположението на електродите.

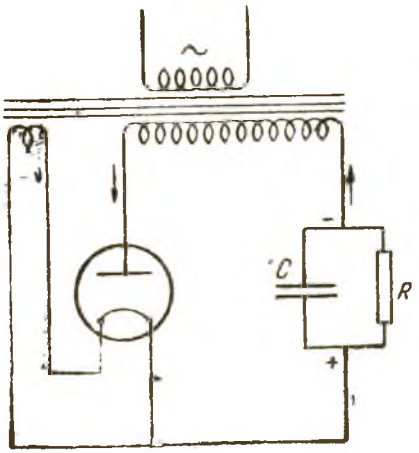


Фиг. 457. Характеристика на двуелектродна лампа

От графиката се вижда, че силата на тока само в началото расте почти пропорционално на напрежението (по закона на Ом). Отношението от промяната на напрежението ΔU_a и съответното изменение на тока ΔI_a в правата част на графиката дава вътрешното съпротивление R на двуелектродната лампа

$$R_i = \frac{\Delta U_a}{\Delta I_a},$$

което е от порядък на няколко десетки хиляди ома.

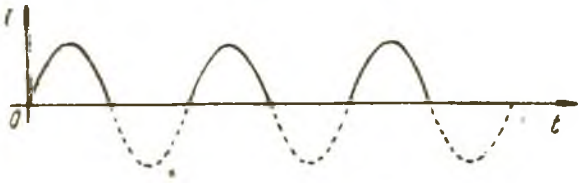


Фиг. 458. Еднолампов токоизправител

Когато напрежението U_a достигне определена стойност, силата на тока престава да се изменя. Този ток се нарича *наситен*. Насищането настъпва, когато напрежението на електродите достигне такава стойност, че всички електрони, отделяни от катода при дадена температура, достигат до анода. Ако се измени температурата на катода, изменя се и големината на наситения ток, но характерът на кривата се запазва (фиг. 457).

Изследванията показват, че термоелектронната емисия расте бързо с увеличаване на температурата. Поради това в началото катодите на електронните лампи били от волфрамова жица, тъй като волфрамът има висока точка на топене. Сега за катоди се употребяват волфрамови жички, покрити с тънък пласт от торий, цезий или подходящи окиси. Такива катоди притежават значително голяма емисия и при сравнително ниска температура се употребява слаб ток.

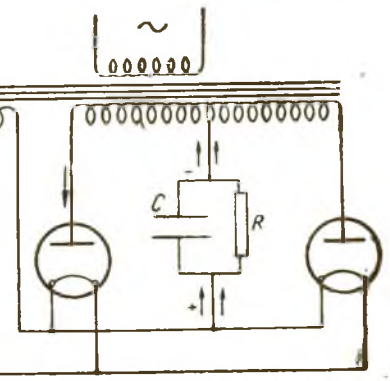
Двуелектродните лампи се използуват за превръщане на променливия ток в постоянен, т. е. като токоизправители. Действието им като изправителни лампи е показано схематично на фиг. 458. Променливото напрежение, което следва да се изправи, се получава от подходящ трансформатор. През всеки полупериод променливото напрежение в краищата на трансформатора променя знака си. Само през полупериодите, когато потенциалът на анода е положителен спрямо тоя на катода, през веригата тече ток. Катодът се загрява с променлив ток, получаван също от трансформатора.



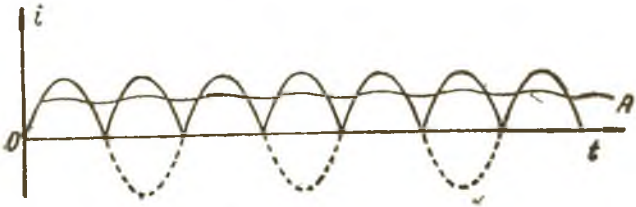
Фиг. 459. Графика на еднопътно изправен ток

Графиката на изправения ток е дадена на фиг. 459. През консуматора R преминава само положителната фаза на променливия ток, а отрицателната се задържа. Такова изправяне се нарича *еднопътно*. При него се изправя цялото напрежение, получено от трансформатора, а се използува половината от променливия ток.

За да се използува изцяло променливият ток, при изправянето му се употребяват две изправителни лампи, свързани, както на фиг. 460. Вторичната намотка на трансформатора е включена към анодите на лампите. Консуматорът R е свързан със средата на вторичната намотка и с катодите, които са съединени паралелно. През консуматора тече непрекъснато ток в една и съща посока, получаван чрез последователно изправяне от лампите на двете половини от напрежението на трансформатора, т. е. получава се пълно изправяне на тока (фиг. 461).



Фиг. 460. Двулампов токоизправител



Фиг. 461. Графика на двупътно изправен ток

Такова изправяне се нарича *двупътно*. При него се използува изцяло променливият ток, като се обръща посоката на отрицателната фаза в положителна; изправя се обаче половината от променливото напрежение на трансформатора. Следователно трансформаторът трябва да е направен да дава два пъти по-висока напрежение от това, което искаме да получим изправено.

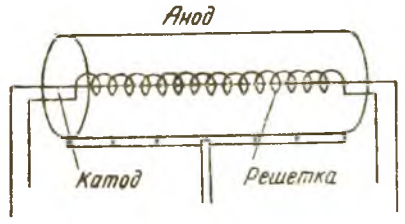
В радиотехниката двупътно изправяне вместо от две лампи се осъществява обикновено от една лампа с два анода и общ катод.

Изправеният ток и в двата случая е пулсиращ, т. е. през всеки полупериод силата му се изменя между една максимална стойност и нула. Изглаждането на пулсациите се постига до голяма степен, когато успоредно на консуматора R се включи кондензатор C с голям капацитет, например около 15 *мкф*. Кондензаторът се пълни през върховите стойности на напрежението и се изпразва при ниските, от което токът значително се изглажда, както е показано на фиг. 461 с кривата A.

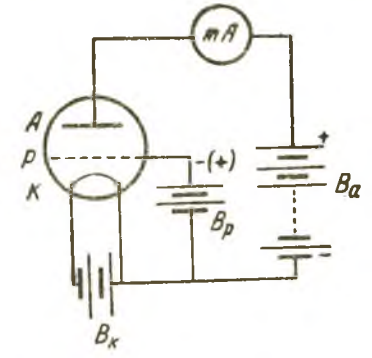
Двуелектродните изправителни лампи намират широко приложение в радиотехниката, за лабораторни цели и пр.

§ 266. Триелектродна лампа

В 1907 г. американският физик Де Форест въвежда още един електрод в двуелектродната лампа и получава т. нар. *триелектродна лампа (триод)*. Третият електрод, който той поставя между катода и анода, има форма на мрежа или витлово навита жица и се нарича *решетка*. Това откритие е от голямо значение за развитието на радиотехниката. Обикновено разположението на електродите в триелектродните лампи е такова, както е показано схематично на фиг. 462. Катодът е права



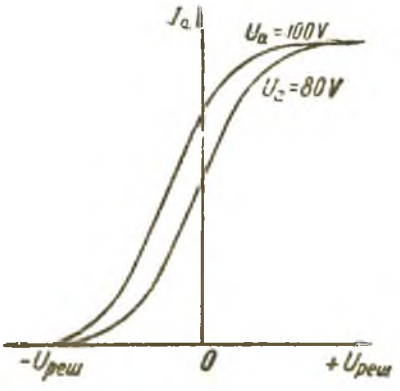
Фиг. 462. Схематично показване разположението на електродите в триелектродната лампа



Фиг. 463. Триелектродна лампа с включени анодно, решетъчно и отоплително напрежение

жичка, опъната по оста на решетката, която е съставена от витлово навита тънка жица. Анодът е кух метален цилиндър, обвиващ концентрично катода и решетката. Между решетката и катода се прилага подходящо напрежение, което, като се изменя, оказва влияние на потока от електрони, привличани от анода, и изменя анодния ток (фиг. 463). Когато напрежението на решетката е отрицателно, част от привличаните от анода електрони не могат да преминат през решетката и до анода достигат по-малко елетрони, а при съответна стойност на отрицателното напрежение на решетката електрони изобщо не могат да достигнат до анода и силата на тока I_a става нула. Обратно, ако на решетката се приложи ниско положително напрежение, от анода и решетката се привличат повече

електрони, от тях само незначителна част се задържат от решетката и образуват т. нар. *решетъчен ток*. По-голяма част от електроните достигат до анода поради значително по-голямо анодно напрежение. Следователно в зависимост от решетъчното напрежение силата на анодния ток може да се изменя. Зависимостта на анодния ток от решетъчното напрежение при постоянно анодно напрежение се представя графически; кривата се нарича *характеристика на триелектродната лампа*. На фиг. 464 са дадени две характеристики, получени съответно за две различни анодни напрежения, например за 80 и 100 *в*. Характерът им е един и същ, само са отместени почти паралелно една спрямо друга. На всяка характеристика се различават три части: долна крива, средна права и горна крива част. Хоризонталната част от горната крива част съответствува на наситения ток и се получава при определена стойност на решетъчното напрежение, когато всички електрони, отделяни от катода, достигат до анода. Правата част на характеристиката показва, че в тази област анодният ток се изменя пропорционално на решетъчното напрежение.



Фиг. 464. Характеристика на триелектродна лампа, получена при две анодни напрежения

За всяка триелектродна лампа съществуват следните характерни величини, които могат да се определят от характеристиката ѝ.

Вътрешно съпротивление на лампата R_i, което се дефинира с отношението между изменението на анодното напрежение ΔU_a и съответното изменение на анодния ток ΔI_a при постоянно напрежение на решетката

$$R_i=\frac{\Delta U_a}{\Delta I_a} \text{ при } U_p=\text{пост.} \qquad (1)$$

За различни лампи R_i е от порядък на няколко хиляди до няколко десетки хиляди ома.

Стръмност на характеристиката S, която се изразява с отношението на изменението на анодния ток към съответното изменение на решетъчното напрежение върху стръмната права част на характеристиката при постояннно анодно напрежение

$$S=\frac{\Delta I_a}{\Delta U_p} \text{ при } U_a=\text{пост.} \qquad (2)$$

Проникване D, което характеризира проникването през решетката на силовите линии на електрическото поле между анода и катода, създадено от анодното напрежение. Определя се от отношението

$$D=\frac{\Delta U_p}{\Delta U_a} \text{ при } I_a=\text{пост.} \qquad (3)$$

Проникването обикновено е от порядък 0,1 до 0,025.

Реципрочната стойност на проникването се нарича *коефициент на усилване на лампата* k:

$$k=\frac{1}{D}=\frac{\Delta U_a}{\Delta U_p} \text{ при } I_a=\text{пост.} \quad (4)$$

Коефициентът на усилване показва колко пъти по-голямо изменение на анодното напрежение е необходимо от изменението на решетъчното напрежение, за да се предизвика едно и също изменение на анодния ток. Обикновено усилването на триелектродните лампи е от порядък 10÷40 пъти.

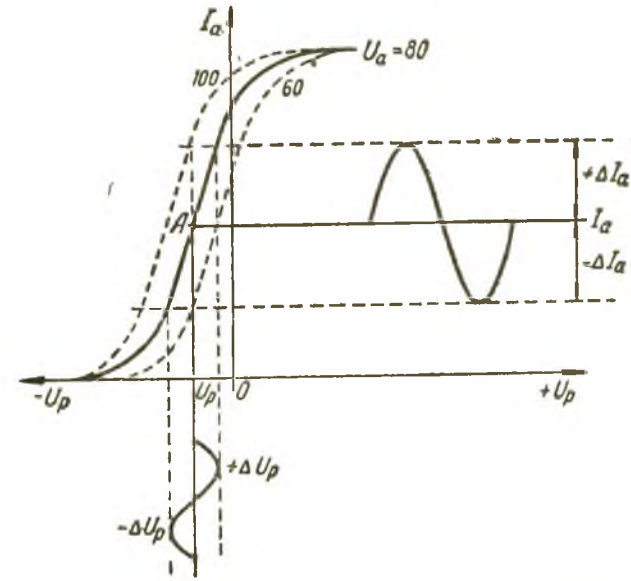
За една триелектродна лампа между тия три величини съществува зависимостта

$$SDR_i = 1, \quad (5)$$

която е известна като *уравнение на Баркхаузен*.

Една триелектродна лампа може да се използува като усилвател, изправител и осцилатор (т. е. да възбужда незатихващи електромагнитни трептения). За качествата на една триелектродна лампа се съди от характеристиката ѝ.

Триелектродната лампа като усилвател. Нека на решетката на една триелектродна лампа се приложи постоянно напрежение U_p, на което съответствува точка A от правата част на характеристиката, отговаряща на сила на тока I_a. Ако на решетката се приложи същевременно и едно незначително променливо напрежение с амплитуда $\pm\Delta U_p$ около ± 1 *в* (например от електромагнитни трептения), анодният ток I_a получава съответно изменение $\pm\Delta I_a$ (фиг. 465). Тази промяна на анодния ток би се получила и от едно изменение на анодното напрежение с $\pm\Delta U_a$, което е значително по-голямо от това на решетъчното напрежение, в нашия случай ± 20 *в*, тъй като решетката е по-близо до катода. Това в действителност значи, че приложеното променливо напрежение на решетката предизвиква съответно усилени промени в анодното напрежение, които могат да се получат като падение на напрежението в краищата на подходящо голямо съпротивление R_i (фиг. 466), включено в анодния кръг на лампата.



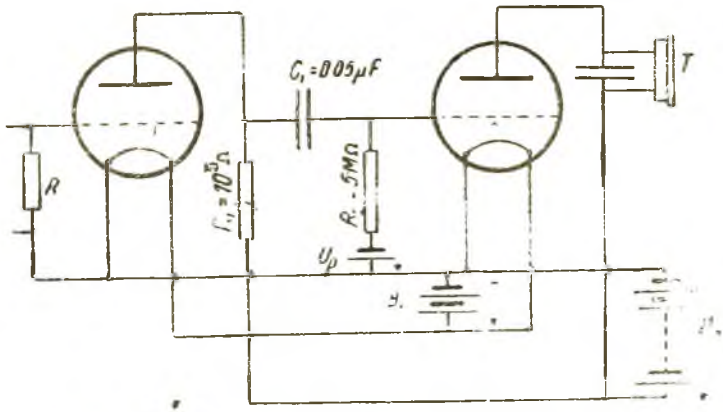
Фиг. 465. Усилвателно действие на триелектродната лампа

За взетия пример усилването е

$$\frac{\Delta U_a}{\Delta U_p}=\frac{20}{1}=20.$$

В радиотехниката се употребяват лампи с повече решетки (многоелектродни лампи), които дават усилване до 100 и повече пъти.

Усилватели с голямо усилване могат да се получат при комбиниране на две и повече лампи. На фиг. 466 е дадена схема на двулампов



Фиг. 466. Двулампов усилвател със съпротивления

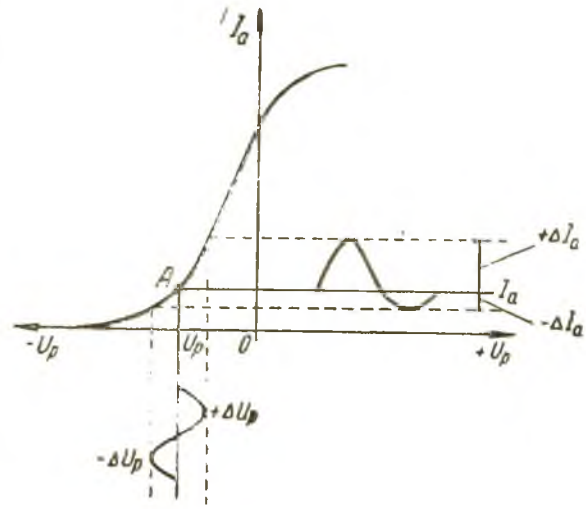
усилвател със съпротивление. На решетката на първата лампа се подава подходящо променливо напрежение, предизвикано например от някакви трептения, което се усилва от нея. Усиленото от първата лампа напрежение (трептения) създава съответно усилено променливо падение на напрежението в краищата на високоомното съпротивление R_1 (R_1 е от порядък на около 10^5 *ом*) и се подава на решетката на втората лампа през подходящ кондензатор C_1 с капацитет около 0,05 *мкф*. Втората лампа усилва още веднъж трептенията и в телефонната слушалка или високоговорителя, включени в анодния кръг на втората лампа, след като се усилят двукратно, те се чуват ясно, ако имат звукова честота. При повече лампи се увеличава съответно и усилването.

На решетката на усилвателната лампа се прилага подходящо подбрано предсъпротивление, посредством което се получава такова решетъчно напрежение, което дава възможност да се работи на правата част на характеристиката ѝ.

Подобни усилватели се употребяват в радиопредавателите, радиоприемателите, за лабораторни цели и пр. Триелектродните лампи, предназначени за усилване, имат стръмна характеристика и голяма права част.

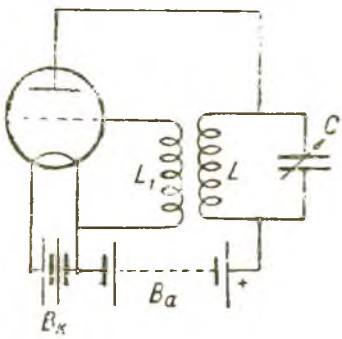
Триелектродната лампа като изправител (детектор). За да служи една триелектродна лампа като изправител, трябва да има характеристика с незначителна права част и подходяща долна крива част

(фиг. 467). Когато на решетката ѝ се приложи подходящо постоянно напрежение U_p, на което съответствува точка A от долната крива част на характеристиката със сила на тока I_a, и на нея се приложи още и едно променливо напрежение с амплитуда $\pm\Delta U_p$, анодният ток няма да получи симетрично изменение. Положителната фаза на променливото решетъчно напрежение предизвиква например чувствително, а отрицателното — слабо изменение на анодния ток, което се дължи на кривината на характеристиката. В анодната верига се получават усилени и почти изправени електрическите трептения, приложени на решетката (фиг. 467). Следователно лампата подобно на детектора притежава изправително действие, т. е. вместо променлив аноден ток се получава пулсиращ изправен ток. Това свойство на триелектродната лампа се използува в радиоприемателите за отделяне на звуковата от високата носеща честота — за т. нар. *демодулиране*.



Фиг. 467. Изправително действие на триелектродна лампа

Триелектродната лампа като осцилатор. За произвеждане на незатихващи електромагнитни трептения с триелектродна лампа се употребяват различни схеми. На фиг. 468 е дадена една такава схема, използувана много често. Трептящият кръг, който е включен в анодния кръг, се състои от кондензатор C с променлив капацитет и самоиндукция L. Самоиндукцията L_1, включена между решетката и катода, е в индуктивна връзка със самоиндукцията L от трептящия кръг. Когато в трептящия кръг се възбудят първоначално слаби трептения, предизвикани например от някои малки смущения в анодния кръг (например при затваряне на веригата), самоиндукцията L индуктира в L_1 трептенията от кръга и на решетката се получават променливи напрежения със същата честота. Променливите напрежения на решетката, обратно, предизикват чрез лампата промени на анодния ток и в кръга трептенията се усилват. Вследствие на връзката между L и L_1 на решетката се предават още по-силни променливи напрежения, които изменят още по-силно анодния ток, ин



Фиг. 468. Осцилатор за получаване на незатихващи електромагнитни трептения

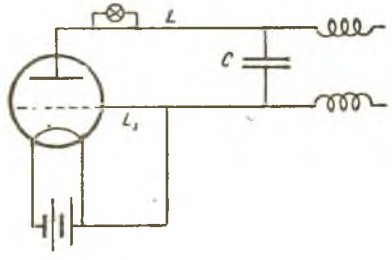
трептенията в кръга се усилват още повече. По-нататък процесът се продължава, докато трептенията в кръга достигнат определена амплитуда, която се запазва, а това става за извънредно кратко време. Затихването им поради загуби се компенсира от енергията на анодната батерия. По този начин трептенията остават незатихващи, с честота, определена от формулата на Томсън:

$$\nu = \frac{1}{T} = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC}}.$$

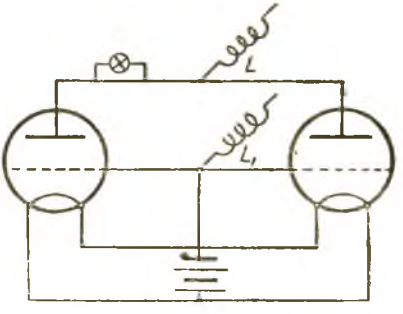
Такава система от трептящ кръг и лампа за получаване на незатихващи електромагнитни трептения се нарича *лампов осцилатор*. С такъв осцилатор, като се изменят C и L, могат да се получават електромагнитни трептения в широки граници — от звукова честота 10^3 *хц* до 2.10^8 *хц*.

Съществуват и други схеми за осцилатори.

Ако в осцилатора на фиг. 468 капацитетът C се намали до няколко сантиметра, а L и L_1 се вземат като къси линейни проводници, се идва



Фиг. 469. Еднолампов осцилатор за ултракъси вълни



Фиг. 470 Двулампов симетричен осцилатор за ултракъси вълни

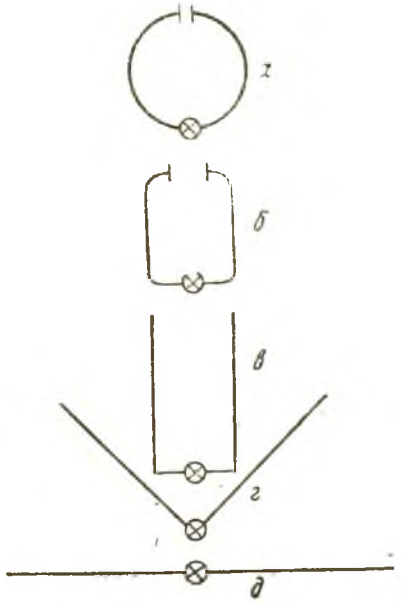
до една опростена схема на осцилатор (фиг. 460), с който могат да се получат електромагнитни вълни с дължина от порядък на около 2 *м*.

Ако обаче вместо кондензатора С в схемата на фиг. 250 се постави същатл лампа, получава се *симетричен двулампов осцилатор* (фиг. 470) с почти същата вълна, но с по-голяма мощност. С такъв осцилатор порадо сравнително малката дължина на вълнета могат удобно и лесно да се демонстрират по-характерните свойства на електромагнитните вълни.

Възбуждението на осцилттора се опростява, копато анодното напрежение и това за загряване на катода се вземат првменливи и се получават аправо от подходящ трансформатор.

§ 267. Демонстриране свойствата на електромагнитните вълни със затворен и отворен трептящ кръг

Електромагнитните вълни от осцилатора не могат да се излъчват на голямо разстояние, тъй като трептящият му кръг е затворен. Вълните могат да се покажат, като се използува резонансът. Като резонатор се използува затворен трептящ кръг, съставен от малък променлив конден-



Фиг. 472. Преминаване от затворен към отворен трептящ кръг



Фиг. 471. Резонатор за ултракъси вълни

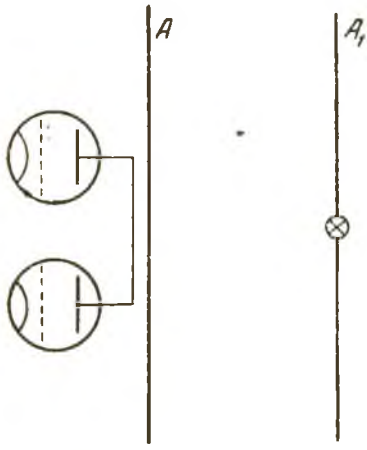


Фиг. 473. Разпределяне на силата на тока (*а*) и напрежени то (*б*) в антената

затор C и самоиндукция L, представляваща къса дебела жица. В кръга е включена като индикатор лампа K от джобно фенерче (фиг. 471). Резонаторът се поставя в индуктивна връзка с осцилатора. Като се изменя постепенно капацитетът на променливия конденсатор, резонаторът се настройва в резонанс с осцилатора и тогава в него протича максимален ток. Настъпването на резонанс се познава по светенето на лампата.

Ако плочите на кондензатора се отдалечават постепенно, електрическото поле между тях се разширява. Ако същевременно големината на плочите на кондензатора се намалява и намалението на капацитета се компенсира с удължението на L (фиг. 472 *б*, *в*, *г*), стига се до граничното положение (фиг. 472 *д*). Така резонаторът се превръща в линеен проводник, представляващ отворен трептящ кръг — *дипол* или *антена*, дължината l на която е $\frac{\lambda}{2}$. Когато диполът се постави в индуктивна връзка с осцилатора, той идва в резонанс и крушката му свети. Очевидно между [illegible] променливото напрежение, а през дипола

тече ток с висока честота, максималната сила на който е в средата. Разпределението на силата на тока и напрежението по дължината на дипола е показано схематично на фиг. 473. В краищата на дипола се получават възли на вълната на тока и върхове на вълната на напрежението, а в средата на дипола — връх на вълната на тока и възел на вълната на напрежението. Токът в дипола създава променливо магнитно поле, разположено концентрично на дипола, с максимум в средата, където токът е най-силен.

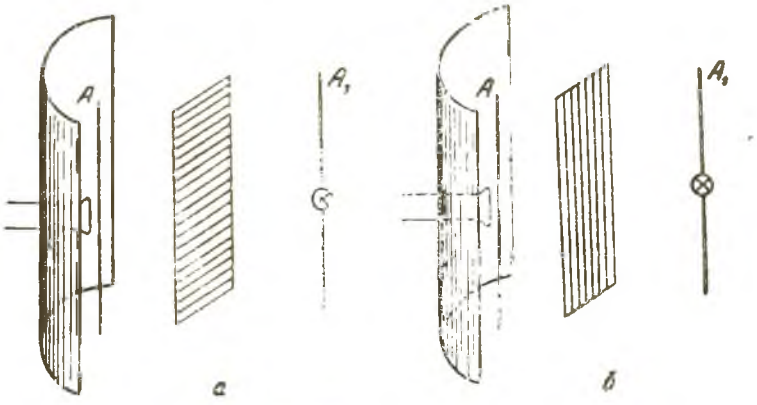


Фиг. 474. Приемателна антена с лампа в средата възприема от разстояние излъчваните от предавателна антена електромагнитни вълни

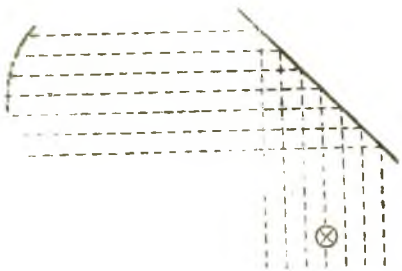
Когато антената A без лампа се постави в индуктивна връзка с осцилатора, тя излъчва приетите от осцилатора електромагнитни вълни на голямо разстояние в околното пространство, интензивността на които намалява с отдалечаване от антената. Наистина, ако успоредно на предавателната антена поставим на недалечно разстояние приемателна антена A_1 с включена лампа в средата, тя свети, тъй като приемателната антена е в резонанс с предавателната (фиг. 474). Интензивността на лампата се увеличава, когато се приближава, и намалява, когато се отдалечава приемателната антена от предавателната. Това е в сила във всяко радиално направление на предавателната антена. Ако между антените се постави метална плоча с линейни размери, по-големи от тия на антената, лампата изгасва. Ако плочата е от диелектрик, крушката свети. Следователно проводниците не пропускат електромагнитни вълни.

Ако предавателната антена се постави във фокалната линия на метално параболично огледало, електромагнитните вълни се насочват по оста на огледалото. Действително лампата сега свети и на значително разстояние само когато антената е по посока на оста на огледалото. Ако антената се отмести встрани от тази посока, даже и когато е на по-близко разстояние, лампата не свети. По този начин с параболично огледало може да се насочи по-интензивен сноп от къси електомагнитни вълни в дадена посока.

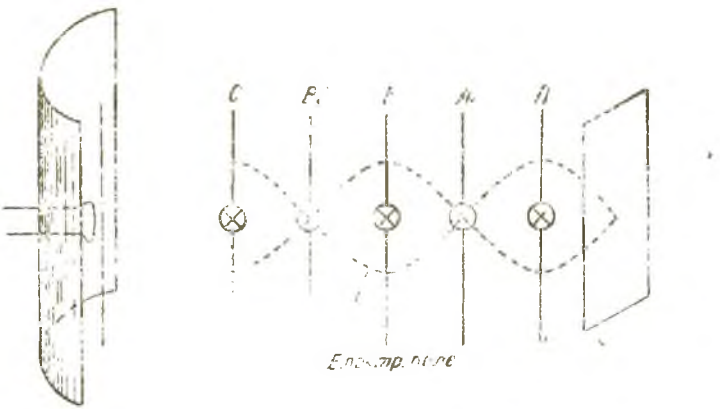
Когато приемателната антена се завърта в равнина, успоредна на предавателната антена, интензивността на лампата намалява и когато приемателната антена се постави напречно на предавателната, лампата изгасва. Този опит показва, че излъчваните вълни от предавателната антена са поляризирани. Поляризацията се демонстрира още и когато между антените се постави решетка от успоредни жици, чиято дължина е по-голяма от тази на антената. Когато жиците от решетката са напречни на антените (фиг. 475 *а*), лампата свети — вълните минават през решетката. Ако въртим решетката, лампата започва да свети по-слабо и когато жиците ѝ станат успоредни на антените (фиг. 475 *б*), лампата изгасва — вълните в този случай не минават през решеткат



Фиг. 475. Опити за показване поляризираното състояние на излъчените от антената и насочени електромагнитни вълни



Фиг. 476а. Отразяване на електромагнитни вълни от метална повърхност



Фиг. 476б. Получаване на стоящи електрически вълни и показване върховете и възлите им с резонатор-антена

Ако поставим срещу предавателната антена метална плоскост — огледало, с линейни размери, по-големи от дължината на антената, така че вълните да падат върху нея под известен ъгъл, крушката свети само ако приемателната антена е в посока на отразените вълни. При това ъгълът на отражение е равен на ъгъла на падането (фиг. 476*а*). Ако металната плоскост се постави така, че вълните да падат нормално на нея, те се отразяват в обратна посока. Ако местим приемателната антена от металната плоскост към предавателната, лампата свети на точно определени места — *A*, *B*, *C* (фиг. 476*б*), отстоящи на равни разстояния. На местата A_1, B_1 тя изгасва. Опитът показва, че падащите и отразяващите се вълни интерферират и образуват *стоящи вълни.* Местата *A*, *B*, *C*, където лампата свети, са върхове, а местата A_1, B_1, където лампата гасне, са възлите на стоящите електрически вълни. Разстоянието между два върха или възела дава дължината на половин вълна ($\lambda/2$). На металната плоча се получава винаги възел на електрическата вълна. Опитът става най-добре, когато разстоянието между металната плоскост и предавателната антена е цяло число полувълни, което се постига лесно, като се мести отразяващата метална плоскост.

§ 268. Лехерова система

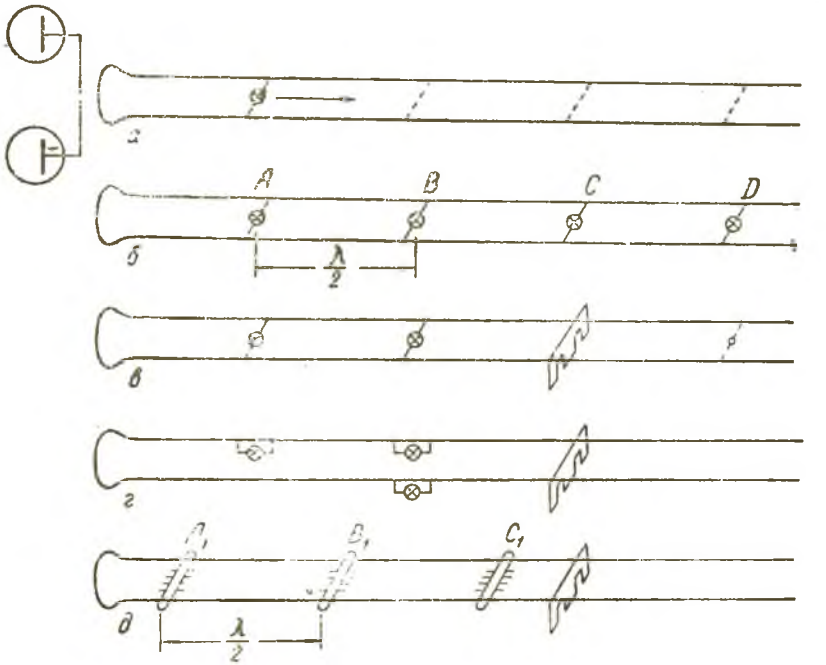
Лехеровата система се състои от две успоредни и дълги метални жици, отстоящи една от друга на разстояние около 4 *см* и съединени от едната страна с проводник. Този край се поставя в индуктивна връзка с осцилатора за ултракъси вълни. Като се плъзга по жиците метален мост, в който е включена лампа от джобно фенерче, се наблюдава, че лампата свети на точно определени места на равни разстояния едно от друго (фиг. 477 *а*). Ако на тия места се поставят такива мостчета, при по-голяма мощност на осцилатора лампите на всички мостчета светят едновременно (фиг. 477 *б*). Когато на едно от тези места се постави мост от дебела медна плоча, изрязана така, че да лежи добре върху жиците и да прави добър контакт, лампите в мостчетата пред него продължават да светят, тия зад него обаче престават да светят, тъй като поради нищожното съпротивление на плочката енергия зад нея почти не прониква (фиг. 477*в*). Ако на същите места върху жиците, където свети лампата от моста, се постави лампа паралелно на една от жиците, както на фиг. 477 *г*, тя също свети. Лампата, въпреки че е съединена паралелно на дебелата жица на системата — късо съединение, свети поради големия импеданс на жиците при тази висока честота.

Нека вместо мостчето с лампа върху жиците се движи малка гейслерова тръбичка или обикновена тлееща (глим) лампа за 150 *в*. Установява се, че тя свети най-силно точно на средата между две места, където преди светеше лампата от моста (фиг. 477 *д*), а не свети на местата, където преди светеше лампата на моста.

Направените опити показват убедително, че поради интерферирането на разпространяващите се и отразените от моста електромагнитни вълни върху успоредните проводници се получават стоящи електромагнитни

вълни. Местата A, B, C, D, където свети лампата на моста, отговарят на върховете на стоящите вълни на тока, т. е. върховете на магнитното силово поле около проводниците. Тия места са възли за стоящи вълни на напрежението, т. е. на електрическото силово поле.

Обратно, във възлите на тока са върховете на напрежението и на тези места A_1, B_1, C_1 (фиг. 477 *д*) свети тлеещата лампа или гейслеровата



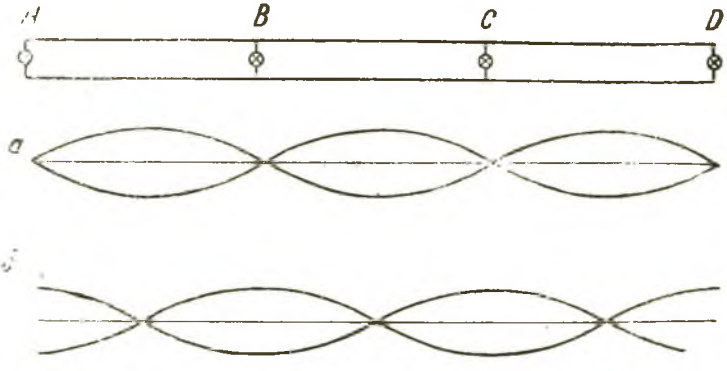
Фиг. 477. Опити за показване върховете и възлите на електромагнитните вълни при лехерова система

тръбичка. Разстоянието между два върха на тока или напрежението дава дължината на една полувълна $\lambda/2$. Тия опити показват нагледно разпределението на магнитното и електрическото силово поле (съответно на тока и напрежението) около двата проводника и че тия полета са отместени фазово едно спрямо друго на $\lambda/4$. Такава система от успоредни проводници е употребена най-напред от Лехер през 1890 г. за измерване дължините на къси електромагнитни вълни и се нарича *лехерова система*.

Когато мостът с крушката се мести, лехеровата система идва в резонанс и лампата от моста свети само когато разстоянието от моста до началото е четно число $\lambda/4$. В тоя случай двата края на лехеровата система са върховете на тока — възли на напрежението. На фиг. 478 е представено графически разпределението на стоящите вълни на напрежението и тока върху система, дълга 6 $\lambda/4$, и светенето на лампата от моста във

тока върху система,
тока върху система,
върху система,

Ако върху системата няма мост, т. е. отдалеченият й край е отворен, тя е в резонанс, ако дължината й е нечетно число $\lambda/4$. В тоя случай в началото е връх на тока, а в края — връх на напрежението. Фиг. 472 *в*



Фиг. 478. Разпределение на напрежението (*а*) и силата на тока (*б*) при стоящи електромагнитни вълни в лехерова система, представени графически

р

представлява лехерова система с дължина $\lambda/4$, получена при свиване на дипола, докато жиците станат паралелни.

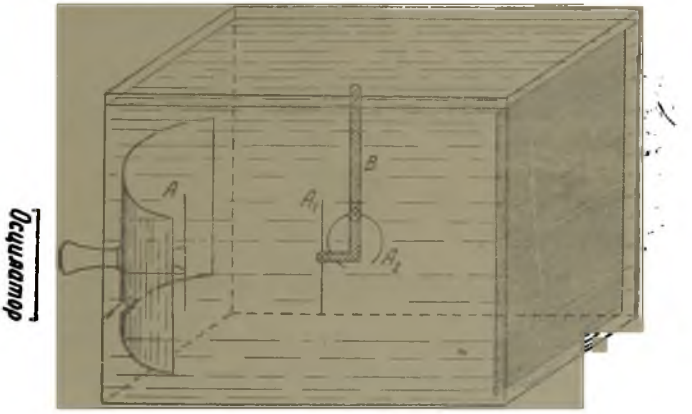
Скоростта на електромагнитните трептения в лехеровата система се определя по формулата на Максвел $v=\frac{c}{\sqrt{\varepsilon\mu}}$, където ε е диелектричната проницаемост, а μ — магнитната проницаемост на средата около проводниците, които само направляват електромагнитните вълни. За въздух ε и μ са почти единици и скоростта на електромагнитните вълни във въз-



Фиг. 479. Дължина на електромагнитните вълни, мерена по лехерова система, поставена във вода

духа е равна на скоростта на светлината $v=c=3000\,000$ *км/сек*. Ако обаче лехеровата система се потопи във вода, за която $\varepsilon=81$ и $\mu=1$, то $v=\frac{c}{\sqrt{81}}=\frac{c}{9}$. Тъй като броят на трептенията остава неизменен, от $v=\nu\lambda$ следва, че дължината на вълната на електромагнитните трептения във водата е 9 пъти по-къса от тази във въздуха. Опитно това се показва с лехеровата система на фиг. 479, на която жиците минават през дълга вана с вода. Сега разстоянието между две последователни

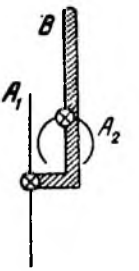
светвания на лампата от моста при плъзгането му по проводниците във водата е действително 9 пъти по-късо, отколкото във въздуха. Следователно от определянето на дължината на електромагнитните вълни във



Фиг. 480. Опити с ултракъси електромагнитни вълни при разпространението им във вода

въздуха λ_0 и в дадена течност λ може да се пресметне диелектричната проницаемост ε на течността от зависимостта

$$\varepsilon = \frac{c^2}{v^2} = \frac{\lambda_0^2}{\lambda^2}.$$



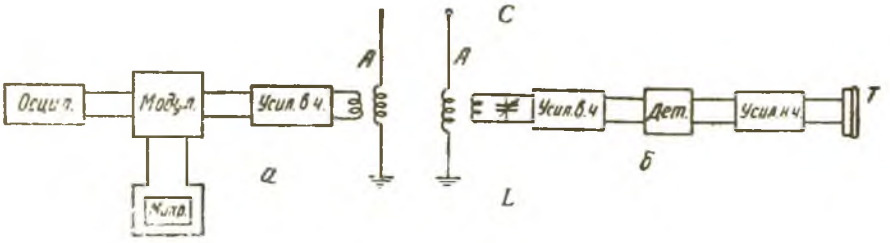
Фиг. 481. Линейна и извита антена, закрепени на изолатор, за показване фазовото отместване между електрически и магнитни стоящи вълни

Във вана с вода, както на фиг. 480, могат да се демонстрират още по-удобно опитите, описани на фиг. 475 до 476 *а*, тъй като дължините на вълните във водата са 9 пъти по-къси и съответно с това се намалява дължината на антената, решетката от жици и пр. Освен това с две антени — едната права — A_1, паралелна на предавателната A, а другата — A_2, извита като незатворена окръжност, се показва добре фазовото отместване на електрическото и магнитното поле на $\frac{\lambda}{4}$. И двете антени се закрепват подходящо на една изолирана пръчка, както е показано на фиг. 481, и като се местят между предавателната антена и отразяващата метална повърхност, така че равнината на извитата антена да се сече нормално от магнитните силови линии, лампите от антените светват последователно във върховете на електрическата и магнитната вълна.

§ 269. Радиосъобщения

Незатихващите електромагнитни трептения, произвеждани с лампови осцилатори, намериха най-голямо приложение в радиосъобщенията: предаване и приемане на сигнали, говор и музика. Това се постига чрез пр

даватели, в които се произвеждат незатихващи електромагнитни трептения с висока честота. Тези трептения се модулират с ток от ниска честота — получен, като се изменя токът в микрофонната верига от зву



Фиг. 482. Схема на предавателен (*а*) и приемателен (*б*) радиоапарат

ковите трептения, произвеждани пред микрофона — и се излъчват от предавателната антена. Тия трептения се приемат чрез приемници и след като се демодулират, се получава предаваният звук.

На фиг. 482 *а* е дадена блокова схема на предавател, който се състои от лампов осцилатор, с който се произвеждат незатихващи електромагнитни трептения с висока честота (фиг. 483 *а*), те се използуват за пренасяне на желаните звукови предавания. Предаваният говор или музика посредством микрофон се трансформира в характерен променлив ток с ниска честота (фиг. 483 *б*). Този ток се наслагва с тока с високата честота, който идва от осцилатора. От взаимодействието им се получава ток с висока честота, който приема характера на предаваните звукови трептения (фиг. 483 *в*). Този процес на смесване на двата тока и изменяне на тока с висока честота се нарича *модулация*. Модулираният ток се усилва и предавателната антена *A* излъчва в околното пространство електромагнитни вълни.

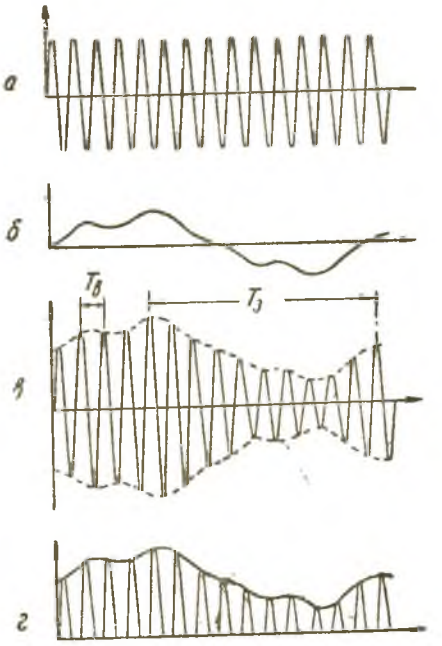
На фиг. 482 *б* е дадена блоксхема на приемник, в който излъчените модулирани електромагнитни вълни от дадена предавателна станция се приемат от приемателната антена *A*. В антената се приемат вълни от различни предаватели. От антената в самоиндукцията *L*, от трептящия кръг *LC*, се индуктира онова от възприетите трептения, за което кръгът е настроен в резонанс. Това се постига с променливия кондензатор *C*. Така полученият модулиран ток се усилва в усилвателя за висока честота. В следващото стъпало се извършва детектирането. По този начин модулираният ток с висока честота се превръща в ток с ниска честота — *демодулиране*, който има характер на предаваните звукови трептения (фиг. 483 *г*). След детекцията в следващото стъпало се постига усилване на ниската честота и във високоговорителя се възпроизвежда съответно предаваният звук.

Вълни, използувани в радиопредаването. Като се имало пред вид, че откритите от Херц електромагнитни вълни се разпространяват праволинейно, първоначално се смятало, че разпространението им в пространството, като се държи сметка за кривината на Земята, може

да се простира само в границите на видимия хоризонт. Проникването на вълните зад хоризонта, както най-напред установяват Попов и Маркони, които при своите опити получили безжично приемане на телеграфни знаци на разстояния от десетки километри, се предполагало, че се дължи на дифракцията на вълните.

По-нататък с развитието на радиотехниката става всеизвестен факт, че електромагнитните вълни, излъчвани от даден предавател, достигат до такива места от земната повърхност, до които по права линия това не е възможно, нито пък може да се обясни с дифракцията им. Очевидно те достигат до такива места по други начини.

При разпространяването на късите вълни се наблюдава и такова явление, което на пръв поглед изглежда парадоксално. Например на неголямо разстояние късите вълни се приемат добре, след това настъпва област, в която те не могат да се приемат, обаче на по-големи разстояния те отново се приемат, и то доста добре. Областта, в която не могат да се приемат вълните, се нарича *мъртва зона*. Това явление също говори за особения начин на разпространяване на тия вълни.



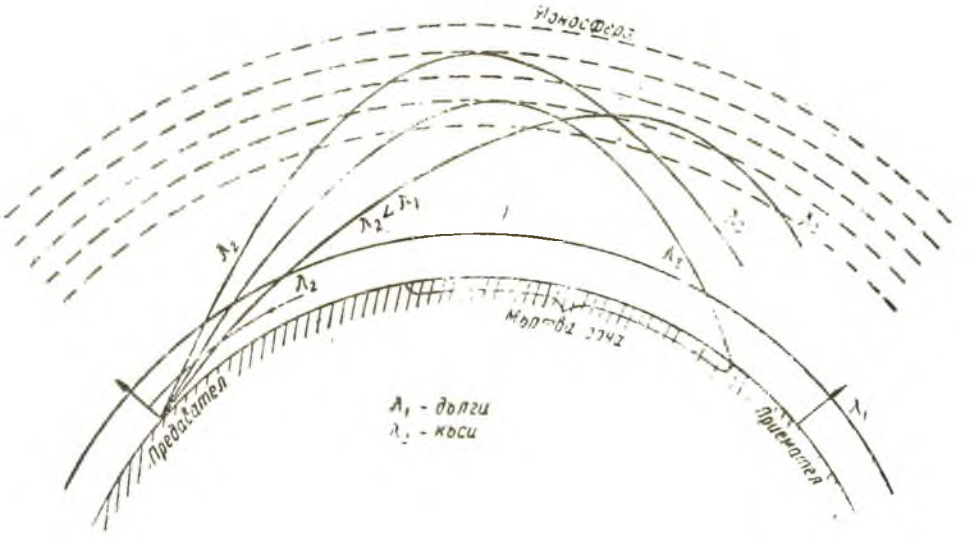
Фиг. 483. Ток с висока честота (*а*), носач на звукови предавания; ток с ниска честота (*б*), имащ характера на предавания звук; модулиран ток с висока честота (*в*); демодулиран ток с ниска честота (*г*)

От голям брой опитни и теоретични изследвания върху разпространяването на електромагнитните вълни на големи разстояния в пространството около Земята се установява, че то става с *призе ни (директни)* и *отразени вълни*.

Електромагнитните вълни притежават свойството при разпространяването си да се обвиват около Земята като около проводник (както при лехеровата система); заради това вълните, разпространявани по този начин, се наричат *приземни*. Тия вълни следват кривината на Земята и могат да се приемат на твърде големи разстояния. Разпространяването на приземните вълни е свързано със значителни загуби на енергия поради поглъщането им от земната повърхност. Тия загуби са толкова по-големи, колкото вълните са по-къси. Ето защо разпространяването на къси вълни чрез приземни вълни е ограничено само на малки разстояния (фиг. 484).

Изследователите Кенели и Хевисайд установили, че на височина около 80÷150 *км* в атмосферата съществува пласт, богат на газови йони и електрони (поради йонизация на газовите молекули от слънчевите и от космическите лъчи), наречен *йоносфера* или *пласт на Хевисайд*

Когато електромагнитните вълни достигнат до този пласт, те се отразяват от него като от проводник (огледало) и достигат обратно до Земята като *отразени вълни.* Понеже границата на йоносферата не е рязко



Фиг. 484. Приземни и отразени от йоносферата електромагнитни вълни

дефинирана, посоката на вълните в йоносферата постепенно се закривява по различен начин според ъгъла, под който те падат върху нея. След отражението вълните достигат земната повърхност на различни места. На фиг. 484 е показано схематично разпространяването на вълните като приземни и отразени, а така също и мъртвата зона на късите вълни.

При радиосъобщенията се употребяват електромагнитни вълни, които според дължините се разпределят на следните групи: *дълги, средни, къси и ултракъси.*

Дългите вълни имат дължина над 2000 *м* и били използувани найнапред за радиосъобщения. Разпространяват се главно като приземни вълни. Опитните измервания показват, че при дългите вълни приемането през нощта е по-силно и по-чисто, отколкото през деня. Това се обяснява с по-силното поглъщане на вълните в ниските пластове на атмосферата през деня, които само през деня се йонизират от ултравиолетовите лъчи на слънцето. Предаването с такива вълни е възможно на големите разстояния само с предаватели с голяма мощност поради значителните загуби на поглъщане.

Средните вълни имат дължина на вълната от 2000÷200 *м.* Те се разпространяват и като приземни, и като отразени вълни. За малки разстояния предаването става с приземни, а за по-големи разстояния — с отразени вълни. С такива вълни си служат най-често в радиосъобщенията. Нощно време поради изчезване на поглъщането им от ниските

йонизирани пластове и поради по-доброто им отразяване от йоносферата приемането е по-чисто и е възможно на по-голямо разстояние.

Късите вълни имат дължина на вълната от 200 до 10 *м*, като най-много се използуват вълните от 60 до 10 *м*. Разпространяването им става главно като отразени вълни. Като приземни вълни се разпространяват на малки разстояния (фиг. 484). Късите вълни се абсорбират слабо от йоносферата, но добре се отразяват от нея, поради което предаването с тях става на голямо разстояние при сравнително малка мощност на предавателя и поради това твърде икономично. Колкото вълните са по-къси, толкова поглъщането им от йоносферата е по-слабо и отразените вълни достигат на по-голямо разстояние от предавателя.

Ултракъсите вълни имат дължина под 10 *м*, разпространяват се линейно като насочени вълни подобно на светлинните и могат да бъдат приети от приемателите на близки разстояния, т. е. видими по права линия. Обсегът на тия вълни може да се разшири чрез увеличаване на видимия хоризонт, като предавателната и приемателната антена се издигат на по-голяма височина. Това се постига лесно, тъй като поради незначителната дължина на вълните антените са с малка дължина и са леки.

§ 270. Телевизия

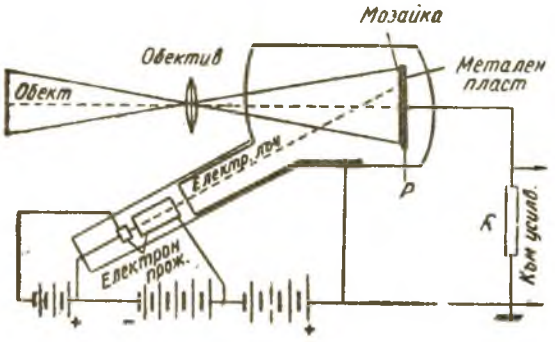
Предаването и приемането на образи на разстояние посредством електромагнитни вълни се нарича *телевизия*. За да може образът на дадена картина (обект) да се пренесе с радиовълни, трябва отразената от нея светлина да се превърне в електрически сигнал, който да се излъчи като радиовълни. В приемника, обратно, полученият електически сигнал трябва да се превърне в светлинен.

Изследванията показват, че за да се предаде дадена картина на известно разстояние посредством радиовълни, тя трябва да се предава на отделни елементи, следващи последователно един след друг с голяма скорост и в строго определен ред; в приемника те трябва да се приемат в същия последователен ред и така да се подредят, както са наредени в предаваната картина, за да се получи нейният образ. Следователно предаваната картина трябва да се раздели на множество отделни елементи и те последователно да се предават и приемат за късо време, за да се добие цялостно изображение. Последователното предаване и приемане обаче на много сигнали в определен ред представлявало твърде голяма трудност за осъществяване на телевизията.

Първоначално това било осъществено посредством механична система, дадена от полския инженер Нипков. Но при такава система полученият образ не е издържан качествено, поради което тя е била заменена с безинертна електронна система.

Най-съществената част на предавателя при такава система е електроннолъчевата тръба за разлагане на образите, която се нарича *иконоскоп*. Иконоскопът е предложен през 1931 г. от съветския учен С. И. Катаев и е представен схематично на фиг. 485. Той представлява стъклена тръба с възможното най-голямо разреждане на газа. В широ-

ката част на иконоскопа има много тънка слюдена пластинка P, върху предната стена на която са нанесени огромен брой отделени едно от друго много малки зрънца от вещество, чувствително към видимата светлина, например цезий, както при фотоклетките. Този прекъснат фоточувствителен слой се нарича *мозайка*. Другата стена на слюдената пластинка е пометалена. По този начин зрънцата от мозайката и металният слой образуват миниатюрни кондензаторчета.

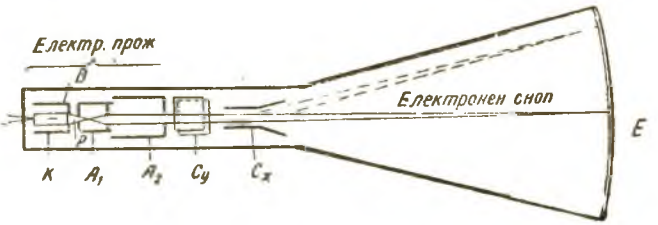


Фиг. 485. Иконоскоп

Предметът, който трябва да се предава, с подходящ обектив се проектира върху мозайката. Под действието на светлината от фоточувствителните зрънца се отделят електрони, броят на които е пропорционален на силата на осветлението върху зрънцата. Поради отделянето на електрони миниатюрните кондензаторчета се зареждат със съответно количество положителни товари. По този начин върху мозайката се получава „електрическо изображение", съставено от голям брой различни по големина положителни електрически товари. Това електрическо изображение съответствува напълно на проектирания върху мозайката оптически образ на предмета.

В тясната част на иконоскопа се намира *електронен прожектор*, представляващ система от електроди за насочване на излъчвания от катода сноп електрони към мозайката и събирането му върху нейната повърхност в точка.

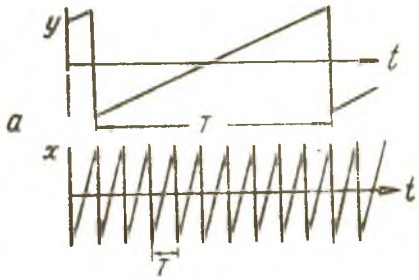
Електронният лъч от прожектора под действието на подходящи напрежения, които се прилагат на две двойки отклоняващи електроди C_y и C_x (фиг. 486), може да се движи по мозайката, като описва последователни хоризонтални редове отгоре надолу. Когато електронният лъч достигне най-ниското положение, връща се и започва пак отгоре. При движението си с голяма скорост по мозайката електронният лъч последователно неутрализира положителните товари от отделните миниатюрни кондензаторчета. По такъв начин във веригата на електронния лъч през съпротивлението R (фиг. 485) протича електрически ток — токови импулси, силата на които се мени в зависимост от броя на положителните товари върху фоточувствителните



Фиг. 486. Кинескоп

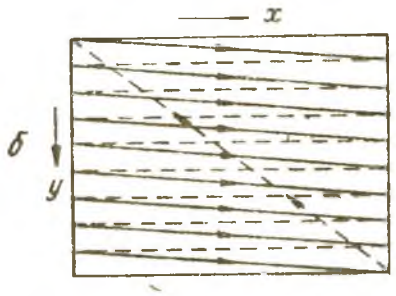
зрънца, т. е. в зависимост от силата на осветлението върху тях. Токовите импулси, след като се усилят, модулират високочестотните трептения на предавателя; както при радиопредаването, това се постига с микрофонния ток, в който се преобразува произведеният пред него звук. Така модулираните трептения се излъчват от антената в пространството като телевизионни сигнали.

Най-съществената част на приемника е електроннолъчевата тръба — *кинескоп*, показана схематично на фиг. 486. В тясната част на тръбата е разположен катодът K, обхванат от така наречения *управляващ електрод—решетка* B, снабден с малък отвор, през който електроните от катода преминават като тесен електронен сноп—лъч. Анодите A_1 и A_2 чрез прилаганите на тях напрежения служат да насочат и фокусират електроните от снопа върху екрана E. След анодите са разположени два чифта плоски отклоняващи електроди — едните хоризонтални C_x, а другите вертикални C_y. Когато на тези електроди не е приложено напрежение, в центъра на фосфоресциращия екран E под действието на електронния лъч се получава светла точка. Ако се приложи на вертикалните електроди C_y променливо напрежение, електронният лъч се премества по екрана, върху който се наблюдава светла хоризонтална линия поради бързото движение на електронния лъч по екрана. Поради това електродите C_y се наричат *хоризонтално отклоняващи*.



Ако на хоризонталните електроди C_x се приложи променливо напрежение, получава се светла вертикална линия; тези електроди се наричат *вертикално отклоняващи*.

За да се движи електронният лъч равномерно по екрана, трябва променливите напрежения, прилагани на отклоняващите електроди, да бъдат линейно променящи се. Графиката на такова променливо напрежение е подобна на зъбите на трион, заради това то се нарича *трионообразно* (фиг. 487 *а*).



Фиг. 487. Трионообразно напрежение (*а*); растер (*б*)

На вертикално отклоняващите плочи се прилага напрежение с честота, равна на броя на картините, предавани за една секунда, а на хоризонтално отклоняващите — напрежение с честота, толкова пъти по-голяма от първата, на колкото реда се разлага картината. Например, ако картината се разлага на 625 реда и се предават 25 картини в секунда, честотата на напрежението на вертикално отклоняващите плочи трябва да бъде 25 *хц*, а на хоризонтално

хц.

Когато на отклоняващите електроди се приложат едновременно и двете напрежения, лъчът описва почти хоризонтални линии само при движението му отляво надясно, които се нареждат една под друга. В резултат на наслагането им върху екрана на тръбата се вижда светъл правоъгълник (фиг. 487 *б*). Този светъл правоъгълник, който е съставен от множество наредени една до друга светли почти хоризонтални линии, се нарича *растер*.

Движението на електронния лъч върху мозайката на иконоскопа е идентично с движението на електронния лъч върху екрана на кинескопа, тъй като на отклоняващите му електроди се прилагат напрежения, подобни на напреженията, прилагани на отклоняващите електроди на кинескопа.

Ако на управляващия електрод B в кинескопа се приложи онова променливо напрежение, което се получава в приемника от телевизионните сигнали на предавателната станция, електронният лъч едновременно с движението си по екрана изменя и своята плътност в такт с промените на това напрежение, а заедно с това се изменя и яркостта на светене на отделните точки от екрана E. В резултат на това наблюдателят вижда на екрана изображението на предавания предмет. Затова обаче е необходимо електронните лъчи в приемателната и предавателната тръба да се движат напълно синхронно, което се постига с подходящи синхронизиращи устройства.

Качеството на телевизионния образ е толкова по-добро, колкото броят на елементите, от които той е съставен или на които картината се разлага, е по-голям. При разлагане на образа на 625 реда броят на елементите възлиза на около $520\,000 = {}^4/_3 . 625^2$, или при предаване на 25 картини за 1 *сек* броят на елементите, от които е съставен образът, възлиза на около 13 000 000 за 1 *сек*, или всеки елемент се предава за 1/13 000 000 от секундата. Това показва каква голяма стабилност е необходима в предавателя и приемателя и с каква огромна точност трябва да се поддържа синхронизиращото устройство.

При предаване на 13 000 000 елемента в секунда, т. е. трептения с 6 500 000 *хц*, носещата честота трябва да има поне 5 пъти повече трептения, за да е възможно добро модулиране. Ето защо висококачествена телевизия е възможна само с ултракъси вълни, т. е. вълни с дължина от 1 до 10 *м*.

Поради изтъкнатите съображения телевизионните предаватели работят с ултракъси вълни от 1 до 10 *м*. А тъй като електромагнитните вълни с такива дължини притежават подчертани оптични свойства, тяхното разпространяване се ограничава само до видимия хоризонт. Ето защо телевизионни предавания при равнинен терен достигат на разстояние до около 100 *км*. До известна степен обсегът на телевизионното предаване се увеличава чрез издигане на предавателната антена на голяма височина — от порядък до около 200 *м*. По-значителен обсег на разпространяване се достига чрез ретранслационно препредаване, т. е. чрез междинни станции на разстояние една от друга на оптическата видимост. Всяка такава станция приема телевизионните сигнали от пред-

идущата станция и след съответно усилване ги предава по посока на следващата станция. По такъв начин чрез създаване на телевизионни предаватели с неголяма мощност в редица градове предаванията от централния мощен предавател могат да покрият значителна територия.

Съвременните телевизионни приемници — телевизори, се правят с екрани, имащи размери около 24/36 до 36/48 *см*, които за домашна обстановка и малки зали са напълно достатъчни. За публични места се правят телевизори с по-големи екрани.

Перспективите за по-широко използуване на телевизията в науката и техниката — в областта на хирургията, микробиологията, изследване на морски дълбочини, автоматично командуване на технически процеси от разстояние и пр., все повече се увеличават.

Бързото усъвършенствуване на телевизията през последните години позволи това забележително достижение на съвременната радиотехника, съчетаващо едновременно радиото и киното, да стане достояние за широките народни маси за задоволяване на техните непрестанно нарастващи културни потребности.

§ 271. Радар

Радарът е апарат, предназначен за откриване на отдалечени предмети — самолет, параход и др., и за определяне разстоянието и положението им с помощта на отразяваните от тях твърде къси радиовълни. Тоя метод се нарича *радиолокация* и бил разработен най-напред от съветските физици Рожански и Кобзарев. Пълно развитие и практическо използуване радиолокацията достигна през Втората световна война. Този извънредно интересен апарат се състои от предавател, приемател и други помощни съоръжения. Принципно той работи по следния начин. От предавателя се излъчват електромагнитни трептения с много висока честота, съответно ултракъси електромагнитни вълни от порядък най-често на сантиметри. Радарните предаватели са с голяма мощност, достигаща до 400 *квт*. Специфичното при тях е, че те излъчват прекъснато елелектромагнитни импулси (радиосигнали), съставени от значителен брой трептения, които продължават само твърде кратки интервали от време, например от една до няколко микросекунди. Времето между два последователни импулса е значително по-продължително — няколко десетки или стотици микросекунди, и зависи от най-голямото разстояние, което ще се измерва, така че отразеният импулс да се приеме преди излъчването на следващия импулс. За всеки радар продължителността на импулсите и интервалите между тях е строго определена (фиг. 488).



Фиг. 488. Излъчени краткотрайни електромагнитни сигнали

Излъчваните къси електромагнитни вълни се насочват в точно определена посока посредством подвижна антена, поставена във фокалната линия на параболичен метален рефлектор. Излъченият елекромагнитен

импулс, когато срещне известна преграда — самолет, параход, земна повърхност и т. н., се отразява от нея дифузно и само една незначителна част се улавя от антената на приемния апарат на радарната станция. Поради това предавателят трябва да бъде със значителна мощност.



Фиг. 489. Излъчен и приет отразен сигнал, изобразени върху екрана на електронно-лъчевата тръба

За да се определи разстоянието до отразяващия обект, трябва да се знае времето от момента на излъчването на импулса до приемане на отразения импулс в приемника. Това време се определя с голяма точност посредством електронен осцилограф (фиг. 486).

Излъчените електрони от катода K преминават през Венелтовия катод B, привличат се от анодите A_1 и A_2 и се насочват към фосфоресциращия екран E като фин електронен сноп.

Чрез подходящо напрежение, приложено на плочите за хоризонтално отклонение на електронния сноп, той се мести равномерно върху фосфоресциращия екран от единия до другия му край, чертаейки светла хоризонтална линия. Това се повтаря много пъти в секунда и затова светлата линия изглежда като постоянна. Нека например лъчът чертае 1 *см* от тази линия за 100 микросекунди.

Излъченият импулс дава напрежение на плочите за вертикално отместване на лъча и в началото на хоризонталната линия се получава вертикален белег. При приемане на отразения импулс, който съответно се усилва, се получава по подобен начин вертикален белег, само че послаб (фиг. 489). Понеже в 1 *сек* се изпращат и отразяват стотици или хиляди импулси, картината на екрана за окото изглежда постоянна. Разстоянието между двата вертикални белега изразява времето за отиване на импулса до обекта и връщането му обратно в приемника. Като се знае скоростта на електромагнитните трептения — 300 000 *км/сек* или 300 *м/мксек*, и времето за отиването и връщането на импулса, лесно се пресмята разстоянието до обекта. Например, ако двата вертикални белега са на разстояние 4 *см*, били са употребени 400 микросекунди за отиването и връщането на импулса. Разстоянието до отразяващия обект е

$$d = 200 . 300 \ м = 60\,000 \ м = 60 \ км.$$

С радар може да се открие например самолет на разстояние до 200 *км*. Ако отразяващият обект е неподвижен, белегът от отразения импулс остава на едно и също място върху екрана, ако обаче обектът се мести, като се приближава или отдалечава спрямо радарната станция, съответно и този белег ще се приближава и отдалечава от белега на излъчения импулс.

Измерването обаче само на разстоянието до предмета не е достатъчно, за да се определи мястото му в пространството. Поради това

насочване на предавателната антена се измерват още два ъгъла, чрез които се определя точно положението на обекта в пространството.

Чрез радарна станция, намираща се на самолет, може да се направи снимка на даден терен не само през деня, но и нощно време или мъгла. В такъв случай електронният лъч се движи радиално по екрана от центъра му. Освен радиалното движение електронният лъч из-



Фиг. 490. Вляво остров, наблюдаван върху екрана на осцилографа; вдясно — същият, нанесен на карта

вършва бавно и кръгово движение едновременно със завъртането на предавателната антена. Отразените импулси дават върху екрана светли петна и понеже екранът е от вещество с по-трайно послесветене, върху него се получават светли петна, даващи изображения на местността. Когато излъчените радиовълни попаднат на водна или метална повърхност, отразяват се геометрично и изобщо не попадат в приемния апарат, освен когато попаднат нормално на отразяващата повърхност. По този начин може да се разграничи водна от земна повърхност. На фиг. 490 са дадени две снимки—лявата показва остров, наблюдаван на екрана на тръбата, а дясната—същия остров, нанесен на карта.

Радарът се усъвършенствува все повече и придобива нови и неочаквани приложения. Така с радар е определено разстоянието до луната, може да се определи движението на градоносен облак и т. н.

ОПТИКА

XXXIII. ЕСТЕСТВО И СКОРОСТ НА СВЕТЛИНАТА

§ 272. Увод

Оптиката, чието наименование произлиза от гръцката дума *оптики*, което значи *наука за виждането, е раздел от физиката, в който се изучават закономерностите на светлинните явления, процесите на взаимодействие на светлината с веществото и въпросите за същността на светлината.*

Още древните учени са се опитвали да обяснят естеството на светлината, но техните представи са били крайно ограничени, а създаваните теории — чисто умозрителни. От незапомнени времена са познати законите за праволинейното разпространение на светлината, за нейното пречупване и отражение. Кога хората са се научили да приготвят стъкло, също не може да се определи, но изделия от стъкло, кварц и други прозрачни вещества се намират при разкопките на древни паметници. На старите гърци е било известно свойството на вдлъбнатото огледало да събира лъчите. Гръцкият историк Плутарх, който е живял в I век на нашата ера, в едно свое съчинение споменава за запалването на светилник в храм с чист огън — огъня на Слънцето, получен с помощта на чаша. Трябва да се предполага, че тази чаша е била подобна на цилиндрична леща или е била сферична.

Легендата, че Архимед (III век до н. е.) е запалил неприятелските кораби с вдлъбнатото огледало, е измислица. Точните пресмятания показват, че за да се запали с вдлъбнатото огледало предмет от разстояние 1 *км*, то трябва да има диаметър 1—2 *км*.

Постепенно хората почнали да разбират, че виждането на предметите е свързано по някакъв начин със светлината. Първоначално предполагали, че от окото излизат зрителни лъчи, които опипват предметите и по този начин се виждат.

Пръв опит да изгради научна представа за светлината е направил Р. Декарт. Той разглежда светлината като мигновено предаване на налягане от светлинния източник по *етера* — предполагаема безтегловна идеално еластична среда, която изпълва цялото пространство. Според Декарт тази хипотетична среда се състои от отделни топчици.

В средата на XVII в. били открити дисперсията, дифракцията и двойното пречупване на светлината. Тези явления показват отклонението на светлината от праволинейното ѝ разпространение.

§ 273. Корпускулна теория на Нютон

Към края на XVII век И. Нютон създал своята корпускулна теория за същността на светлината. Според тази теория *светлината е поток от частици — корпускули, които се излъчват от светещите тела.* Когато най-малките от тези частици попаднат в окото, те предизвикват светлинно усещане за виолетов цвят, а най-големите — за червен цвят. Бялата светлина е смес от светлинни частици с различни големини. Дисперсията на светлината, както и нейното пречупване Нютон обяснява с неднаквото привличане на светлинните частици от различните среди. По-плътните среди привличат тези частици по-силно. Тази представа обяснява добре закона на В. Снелиус за пречупването на светлината, но както се знае, тя води до погрешния извод, че скоростта на светлината в оптично по-плътните среди е по-голяма, а в оптично по-редките — по-малка. Излиза, че скоростта във вакуум е най малка, а сега се знае, че най-голямата възможна скорост това е скоростта на светлината във вакуум. Благодарение на големия авторитет на Нютон въпреки някои свои недостатъци корпускулната теория остава господствуваща теория в продължение на целия XVIII век. Тя била изоставена през следващия век, за да се възроди в съвършено нова форма в началото на XX век.

§ 274. Вълнова теория на Хюйгенс

Съвременникът на Нютон, холандският физик Хр. Хюйгенс, създал вълновата теория за светлината. В своя „*Трактат за светлината*", публикуван през 1690 г., той твърди: „*светлината се разпространява така, както и звукът — чрез сферични повърхнини и вълни; аз наричам тези повърхнини вълни по сходството им с вълните, наблюдавани върху повърхността на вода, в която е хвърлен камък*"

Според представите на Хюйгенс светлинните вълни се разпространяват от светлинния източник във всички посоки чрез механичните трептения на *безтегловния и „всепроникващ" етер.* Той обяснил много добре законите за пречупването и отражението на светлината, двойното пречупване в кристалите, но срещнал твърде големи трудности при обясненията на праволинейното разпространение на светлината, нейното излъчване и поглъщане.

Независимо от това, че теорията на Хюйгенс правилно установила вълновото естество на светлината, тя не само че не обяснила ясно периодичността на вълновия процес в пространството и времето, но дори отричала такава периодичност. Сам Хюйгенс пише: „... *не трябва да си представяме, че вълните се разпространяват една след друга на еднакви разстояния*".

Общо признание вълновата теория на светлината получила едва в XIX век след работите на Т. Юнг и О. Ж. Френел. Видимата светлина има дължина на вълните от 760 *нм* до 380 *нм*. Вълновата теория дала много естествено и правдиво обяснение на явленията дифракция, интерференция и поляризация на светлината. Сравнително добре Френел обяснил въз основа на нея и праволинейното разпространение на светлината.

§ 275. Електромагнитна теория на Максвел и съвременно схващане

Вълновата механична теория на светлината била заменена през средата на втората половина на XIX век (1873 г.) с електромагнитната теория на светлината, създадена от английския физик Дж. К. Максвел. Съгласно тази теория *светлинните вълни са електромагнитни, които се отличават от получаваните при трептението на електрични товари само по своята дължина.*

Единството на светлинните и електромагнитните вълни е едно от доказателствата на основното положение на диалектическия материализъм за единството и връзката между явленията в природата.

Вълновата теория на светлината, която много добре обяснява такива явления, като интерференция, дифракция, поляризация и др., се оказва безсилна да обясни някои явления при взаимодействие на светлината с веществото, като фотоефект, излъчването и поглъщането на светлината, комптонов ефект и др.

В действителност *светлината е много по-сложно явление. Тя притежава едновременно корпускулни и вълнови свойства*, като в някои случаи тя се проявява като вълнов процес, а в други — като поток от частици, наречени *фотони*, всеки от които има енергия $\varepsilon = h\nu$. Тук ν е честотата на светлината, а h — константа, наречена *Планкова постоянна*, която е равна на $6{,}62 \cdot 10^{-27}$ *ерг сек*. Колкото честотата на светлинните трептения е по-висока, толкова енергията на фотона е по-голяма, толкова по-ярко се проявяват квантовите свойства на светлината. Обратно — колкото е по-малка енергията на фотона (светлинния квант), толкова по-трудно се забелязва прекъснатата структура на светлината, като практически се проявяват само вълновите ѝ свойства. Така например много по-добре се наблюдава прекъснатото, квантовото естество на рентгеновите и гама-лъчите, чиито фотони имат относително голяма енергия.

В 1924 г. френският физик Л. де Бройл изказва предположението, че веществените частици притежават и вълнови свойства. Дифракционните картини, получавани от електроните и молекулите, потвърдиха това предположение. С това бе поставено началото на нова теория — *вълновата* или *квантовата механика*. Според нея *всяка движеща се частица има двойствен характер — вълнов и корпускулен. Всяка частица има маса, количество на движението, енергия и някаква дължина на вълната, която зависи от масата на частицата и нейната скорост.*

„Вълните на веществото не следва да се отъждествяват със светлинните вълни ... Светлинните вълни имат електромагнитно естество, което

не може да се каже за вълните на веществото. Последните съвпадат органично със самото вещество, с неговите частици, докато светлинните вълни се излъчват, отдават от веществото и имат съвсем други свойства... *Веществото и светлината едновременно притежават свойствата на вълни и частици, но в цяло това не са вълни и не са частици и не са и смес на едното с другото.* Нашите механични понятия не са в състояние напълно да обхванат реалността, за това не достигат нагледни начини."*

Единството на вълните и частиците е блестящо потвърждение на основния принцип на диалектическия материализъм за единството на противоположностите.

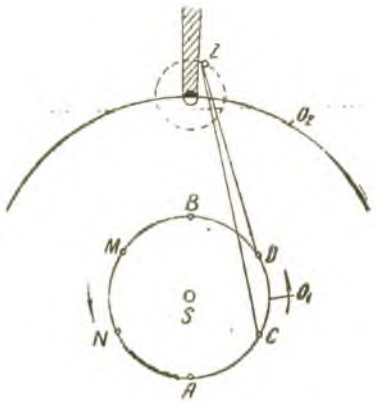
§ 276. Астрономични методи за измерване скоростта на светлината

Една от най-важните физични константи е скоростта на светлината. Нейната стойност се приема за универсална постоянна и заема особено място в теорията на относителността.

Първите опити да се определи скоростта на светлината са били подобни на тези, чрез които се определя скоростта на звука. Опитали са да измерят времето между подаването на светлинен сигнал и неговото възприемане от място, което се намира на някакво разстояние от него. Тези първи опити естествено са завършили неуспешно, тъй като скоростта на светлината е много голяма и тогава не са разполагали със средства за измерване на толкова малки интервали от време.

За да се определи скоростта на светлината, са потребни или големи астрономични разстояния, или уреди, които могат да измерват интервали от време, които съставят нищожна част от секундата.

За първи път скоростта на светлината е била определена от О. Рьомер през 1675 г. Той използувал наблюденията си, извършени в Парижката обсерватория, върху затъмненията на един от спътниците на Юпитер.



Фиг. 491. Движение на Земята и Юпитер около Слънцето (мащабът не е спазен)

O_1 — орбита на Земята, O_2 — орбита на Юпитер, S — Слънце, Z — спътник

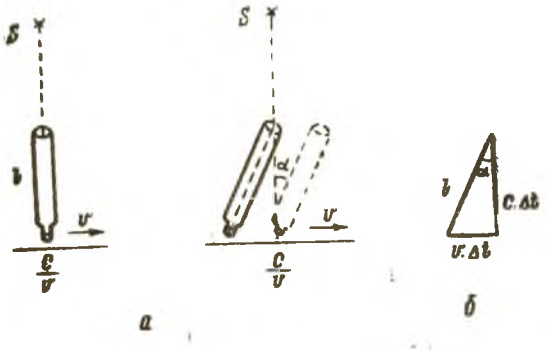
Рьомер установил, че когато Земята, от която наблюдавал затъмнението на спътника Z, се движи от A през C и D към B така, както е означено на фиг. 491 (за нагледност мащабът на разстоянията в схемата не е спазен), затъмненията на наблюдавания спътник са по-краткотрайни, отколкото следва от направените пресмятания. Обратно, когато Земята се движи от B през M и N към A — затъмненията продължават по-дълго от пресметнатите стойности.

* С. И. Вавилов — „Глаз и Солнце"

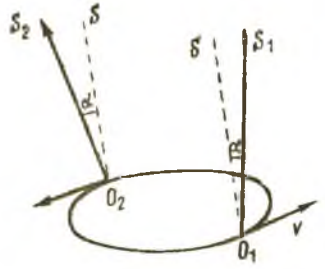
Като изучавал тези разлики, Ръомер правилно заключил, че те се дължат на крайната въпреки и голяма *скорост на светлината*. Както се вижда от фигурата затъмненията на спътника на Юпитер, когато Земята се движи към него (*ACDB*), ще се наблюдават по-късо време, отколкото ако Земята би била неподвижна, т. е. ако началото и краят на затъмнението биха се наблюдавали от точката *C*. Времето на наблюдение на затъмнението се скъсява с τ, което е равно точно на времето, за което светлината изминава разстоянието *CD*, на което се е придвижила Земята по своята орбита през времето на затъмнението. Обратно, когато Земята се отдалечава от Юпитер (*BMNA*), затъмненията се удължават с времето, за което светлината изминава разстоянието *MN*. Следователно през едната половина от годината затъмненията са по-кратко-трайни, а за другата половина — по-дълготрайни от пресметнатите. Като измерил времето τ за половин година и взел пред вид, че за това време светлината изминава разстояние, равно на диаметъра на земната орбита ($299 . 10^6$ *км*), Ръомер намерил, че *светлината се разпространява със скорост около 300 000 км сек*$^{-1}$ (по-точно 315 000 *км сек*$^{-1}$).

Втори астрономичен метод за определяне скоростта на светлината е предложен от Дж. Брадлей (1727), който открил, че всички звезди, наблюдавани с телескоп в продължение на една година, описват върху небесния свод елипси, чиито големи полуоси се виждат от Земята под ъгъл 40″,9.

Ако наблюдаваната звезда лежи в равнината на земната орбита, елипсата преминава в отсечка с дължина, равна на голямата полуос, а ако се намира в направление, перпендикулярно на равнината на земната орбита, елипсата преминава в окръжност.



Фиг. 492. Определяне на скоростта на светлината чрез аберацията на звездите



Фиг. 493. Аберация на звезда, която се намира в зенита

Описаното явление се нарича *аберация на звездите* и се дължи на крайната скорост на светлината и на движението на Земята около Слънцето със средна скорост 29,7 *км сек*$^{-1}$

Нека се приеме, че Земята и светлината се движат праволинейно и равномерно със скорости v и c. Нека звездата S, която се намира точно в зенита, се наблюдава с астрономична тръба с дължина l. От фиг. 492*а*

се вижда, че ако тръбата е поставена по посока на звездите, тя няма да се види, тъй като светлинните лъчи ще попаднат върху стените на астрономичната тръба, която се движи заедно със Земята, и ще се погълнат от тях. За да премине светлината през тръбата, е потребно времето Δt, което се определя от равенството $l=c\Delta t$. За същото време Земята изминава път $v\Delta t$. За да премине светлинният фотон през движещата се тръба — от обектива до окуляра, — без да се погълне от стените ѝ, тя трябва да се наклони по посока на движението на ъгъл α, определен от равенството

$$\operatorname{tg}\alpha=\frac{v\,\Delta t}{c\,\Delta t}=\frac{v}{c}$$ (фиг. 492 *б*).

Оттук следва, че звездата няма да се види точно в истинската ѝ посока O_1S (фиг. 493). Тя ще се наблюдава привидно отместена на ъгъла α и ще се види по посока O_1S_1.

Ако звездата се наблюдава в продължение на една година (фиг. 493), привидно тя ще опише окръжност с център истинското ѝ положение, тъй като един път ще се види по посока O_1S_1, а втори път по посока O_2S_2.

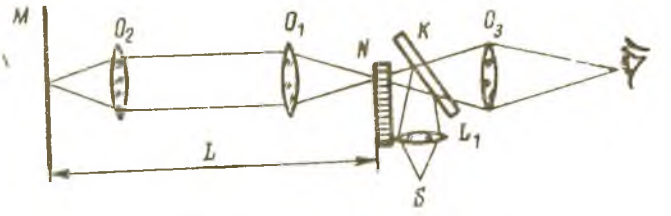
От горното равенство, като измерил $\alpha=29''{,}7$, Брадлей е пресметнал скоростта на светлината:

$$c=\frac{v}{\operatorname{tg}\alpha},$$

при което получил 299 640 *км сек*$^{-1}$.

§ 277. Земни методи за определяне скоростта на светлината

И. Л. Физо пръв успял (1849 г.) да измери скоростта на светлината при земни условия. Той използувал следния метод. Светлината от източника S (фиг. 494) чрез лещата L_1, полупрозрачната стъклена пластинка K и обектива O_1 се превръща в успореден светлинен сноп. На разстояние L (8,633 *км*) се поставя втори обектив O_2, в чиято фокусна равнина се намира плоското огледало M, от което светлинният сноп се отразява в обратна посока, като изминава същия път и може да се наблюдава през окуляра O_3. В общия фокус на L_1, O_1 и O_3, където се получава реален образ на източника S, се намират зъбците на въртящо се колело N. Когато увеличавал постепенно ъгловата скорост на това зъбно колело, получавал такъв брой ν на оборотите в *сек*, при който наблюдателят престава да вижда светлината, отразена от огледалото M, защото за времето за което пропуснатата между зъбците светлина стига до огле-



Фиг. 494. Схема на опита на Физо

да вижда светлината
става да вижда светлината

далото M и се връща, т. е. изминава път $2L$, на мястото на междината идва зъбец, който не пропуска светлина.

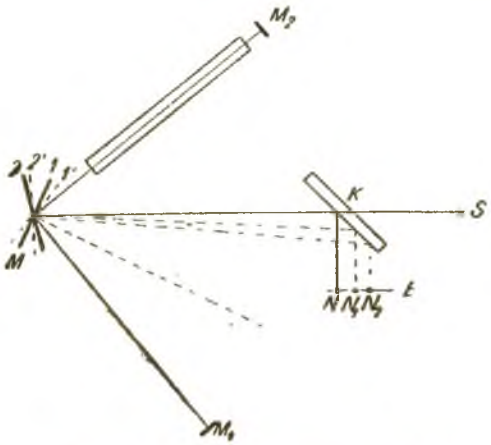
Ако се означи със Z броят на зъбците, за 1 *сек* ще преминат νZ зъбци и νZ междини. Времето за завъртването на зъбното колело от междина до зъбец ще бъде

$$\tau = \frac{1}{2Z\nu}.$$

Скоростта на светлината се намира от простата връзка

$$c = \frac{2L}{\tau}.$$

При своите измервания той получил $c = 313{,}000$ *км сек*$^{-1}$. Сега вместо въртящо се колело се използуват специални *светлинни затвори* (прекъсвачи), с които могат да се получават голям брой прекъсвания в *сек* — повече от 10^8. Това позволява разстоянието между светлинния източник и огледалото, от което се отразява светлината, да се намали. Отразената светлина не се наблюдава с око, а се регистрира с фотоклетка.



Фиг. 495. Схема на опита на Фуко

Друг метод, който нахвърлил още в 1838 г. Д. Ф. Араго, бил използуван от Ж. Б. Л. Фуко (1850 г.), след това от Физо и усъвършенстван от А. А. Майкелсон.

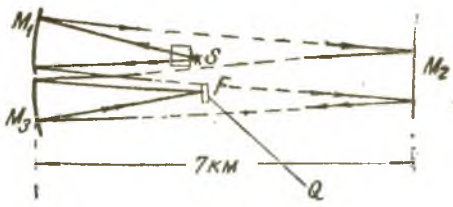
Схематично опитната постановка на Фуко (Физо) е показана на фиг. 495, където лещите не са начертани, а светлинният сноп е представен само с един лъч който излиза от светлинния източник S, преминава през полупрозрачната пластинка K, поставена под ъгъл 45° спрямо него, и пада върху въртящото се огледало M. На определени места на равни разстояния от огледалото M са поставени плоските огледала M_1 и M_2, върху които светлинният лъч, отразен от огледалото M, пада перпендикулярно, когато последното при въртенето си заема положение *1* или *2*.

Ако M се намира в положение *1* и е неподвижно, падащият лъч, отразен от M, след това от M_1 и отново от M, ще падне върху екрана E в точката N. Ако огледалото M е в положение *2*, отразеният лъч от огледалото M, след това от M_2 и отново от M_1 ще падне в същата точка N на екрана. Ако се върти огледалото M, за времето, докато светлината измине пътя MM_1 (MM_2), огледалото ще се завърти в положение *1'* (*2'*) и отразеният лъч ще падне върху екрана в точката N_1. Като се измери NN_1, може да се определи времето, за което светлината из-

минава пътя $2MM_1$, а оттам и скоростта на светлината. С този метод може удобно да се измерва скоростта на светлината в прозрачни среди. Ако между M и M_2 се постави тръба, напълнена с вода, опитът показва, че отразеният лъч пада върху екрана в точка N_2, при което $NN_1 > NN_2$, т. е. *скоростта на светлината във вода е по-малка от тази във въздух.*

Направените измервания на скоростта на светлината в различните прозрачни среди показват, че в тях тя е винаги по-малка, отколкото във вакуум, с което се потвърждава вълновата теория на Хюйгенс.

Най-голяма точност при определяне скоростта на светлината е постигната от Бергщранд (1949 г.). Схемата на неговия опит е показана на фиг. 496. Лъчите от светлинния източник S, поставен във фокуса на параболичното огледало M_1, се насочват към плоското огледало M_2 и след като се отразят от него, се събират във фокуса F на параболичното огледало M_3. Разстоянието между M_1 и M_2 е 7 *км*. Светлината се възприема от фотоклетка Q, поставена във фокуса F Интензивността на светлината, излъчена от S, се променя периодично с честота $8{,}3 \cdot 10^6$ *хц* със специално прекъсващо устройство Z, в което се използува явлението на Дж. Кер. С такава честота се променя и чувствителността на фотоклетката. Нека се предположи, че светлинният импулс пада върху фотоклетката, когато тя има максимална чувствителност. Тогава през нея ще протече максимален фототок. В следващия полупериод чувствителността на фотоклетката намалява, но върху нея не пада светлинен импулс. В този случай светлинният импулс и чувствителността на фотоклетката са във фаза. Ако сега огледалото M_2 се отдалечи, максималният светлинен импулс няма да съвпада с максималната чувствителност на фотоклетката.



Фиг. 496. Схема на опита на Бергщранд

Преместването на M_2 може да се подбере такова, че фототокът да бъде минимален. При това положение фазовата разлика между светлинния импулс и максималната чувствителност на фотоклетката е π или $\frac{T}{2}$. Придвижва ли се постоянно M_2, фототокът наново ще се увеличава. По този начин може да се измери преместването (разстоянието), което светлината изминава за време $\frac{T}{2}$.

Бергщранд използувал специална електрическа уредба, която му позволявала по тока, който протича през чувствителен галванометър, да определя точно максимума и минимума на фототока, а оттам и да определя с голяма точност скоростта на светлината.

Стойностите за скоростта на светлината във вакуум, получени по различни методи, от голям брой измервания, както и грешките при съответните измервания са посочени в табл. 27.

Таблица 27

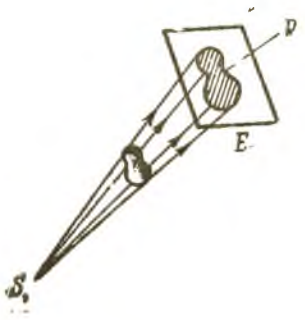
Скорост на светлината във вакуум

Метод на измерване	Година на измерването	Скорост на светлината в $км\ сек^{-1}$	Вероятна грешка в $км\ сек^{-1}$
Ръмер	1675	300 870	±2700
Брадлей	1727	299 640	±750
Физо	1849	300 400	?
Фуко	1862	298 000	±2200
Физо	1902	299 870	±220
Фуко	1902	299 890	±270
Майкелсон	1926	299 796	±18
Бергщранд	1949	299 792,7	±1,1

XXXIV. ГЕОМЕТРИЧНА ОПТИКА

§ 278. Основни понятия

Всеки относително малък източник на светлина — светеща точка — в геометричната оптика се разглежда като геометрична точка — *точков източник.* Правата линия, прокарана през светещата точка по посоката на разпространение на светлината, се нарича *светлинен лъч.*



Фиг. 497. Сянка на предмет върху екран

Геометричната оптика е изградена върху представата за светлинния лъч и в нея се разглеждат законите за неговото разпространение.

Законът за праволинейното разпространение на светлината гласи, че *в еднородна прозрачна среда светлината се разпространява праволинейно и равномерно.*

При явлението дифракция понятието светлинен лъч е неопределено и законът за праволинейното разпространение на светлината — невалиден.

Законът за праволинейното разпространение на светлината се потвърждава с хвърлянето на сянка R от предметите върху екран E (фиг. 497) (тъй като сенките са геометрични проекции на телата), получаването на образи на предметите, когато светлината преминава през малки отвори, лунните и слънчевите затъмнения и др.

Съвкупността от светлинни лъчи образува *светлинен сноп.* Светлинни лъчи, които излизат от една светеща точка или се пресичат в една точка, образуват *хомоцентричен светлинен сноп.* Когато светлинните лъчи излизат от точката, хомоцентричният сноп се нарича *раз-*

ходящ (фиг. 498 *а*); ако те влизат в точката, снопът се нарича *сходящ* (фиг. 498 *б*); когато светещата точка се намира на много голямо разстояние, с известно приближение може да се приеме, че лъчите, които тя излъчва, са успоредни и образуват *успореден светлинен сноп* (фиг. 498 *в*).



Фиг. 498. Видове хомоцентрични светлинни снопове
а — разходящ, *б* — сходящ, *в* — успореден

Когато светлинните лъчи преминават от една среда в друга, те се пречупват. Ако лъчите, които излизат от една точка P, след като преминат през някоя оптична среда, се пресичат отново в друга точка P_1, последната се нарича *образ на точката P*. Пречупеният светлинен сноп запазва своята хомоцентричност, като *на всяка точка от предмета съответствува само една точка от образа*. Такова изобразяване се нарича *точково* или *стигматично*, а точката и нейният образ се наричат *спрегнати точки*.

Равнини, чиито съответни точки са спрегнати, се наричат *спрегнати равнини*.

Образът е *действителен (реален)*, ако е получен от пресичането на светлинните лъчи, и *недействителен (привиден, мним, виртуален)*, ако е получен от пресичането на продължението на тези лъчи. Само действителният образ може да се получи върху екран, докато недействителният не може.

Когато през някоя точка минават светлинни лъчи с различни направления, отделните лъчи не си влияят един на друг и всеки лъч се разпространява така, както би се разпространявал, ако другите лъчи не съществуваха. Това е *законът за независимостта на разпространението на светлинните лъчи*.

При определени условия обаче в пресечната точка се наблюдава явлението интерференция, при което светлинните лъчи се усилват или отслабват.

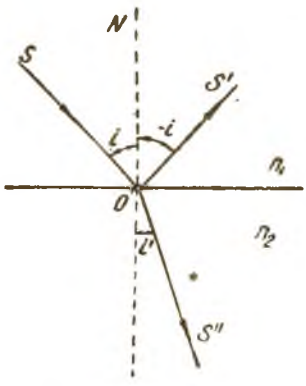
§ 279. Отражение и пречупване на светлината

Когато светлинните лъчи достигнат граничната повърхност между две среди (например въздух и стъкло), част от лъчите се отразяват, т. е. връща се в първата среда, а друга преминава във втората среда, при което се пречупва (фиг. 499). Всяка гранична повърхност е *едновременно пречупваща и отразяваща*. За тези два случая са установени опитно следните закони:

а) Закони за отражението: 1) *Падащият лъч SO, нормалата NO, прокарана към отразяващата повърхност в точката на падането O, и отразеният лъч OS' лежат в една равнина.* 2) *Ъгълът на падането i е равен по абсолютна стойност на ъгъла на отражението — i.*

Двата ъгъла имат противоположни знаци, понеже са разположени от двете страни на нормалата (фиг. 499).

б) Закони за пречупването: 1) *Падащият лъч SO, нормалата ON, прокарана към граничната повърхност между две среди в точката на падането O, и пречупеният лъч OS″ лежат в една равнина. 2) Отношението на синуса от ъгъла на падането i към синуса от ъгъла на пречупването i′ е постоянна величина* (за лъчи с определена дължина на вълната):



Фиг. 499. Отражение и пречупване на светлината

$$\frac{\sin i}{\sin i'} = n_{2,1}.$$

Тук $n_{2,1}$ се нарича *относителен показател на пречупването на втората среда спрямо първата.* Относителният показател на пречупването зависи от оптичните свойства на двете граничещи среди. Когато първата среда е вакуум, показателят на пречупването на втората среда спрямо вакуума се нарича *абсолютен показател на пречупването.* Ако абсолютните показатели на пречупването на двете среди са съответно n_1 и n_2, следва, че относителният показател на пречупването $n_{2,1}$ е

$$n_{2,1} = \frac{n_2}{n_1}.$$

Абсолютните показатели на пречупването на някои среди за жълтата натриева линия D ($\lambda = 589$ *нм*) са посочени в следната табл. 28.

Стойността на абсолютния показател на пречупването на вакуума е единица. От данните в таблицата се вижда, че абсолютният показател на въздуха се отличава много малко от единица. Ето защо абсолютните показатели на пречупването се измерват по отношение на въздуха вместо по отношение на вакуума, след което при по-големи изисквания за точност се прави съответната поправка в получените стойности.

Таблица 28

Абсолютни показатели на пречупването

Среда	Абсолютен показател за $\lambda = 589$ *нм*
Въздух . . .	1,000 29
Вода	1,33
Спирт . .	1,36
Кварц	1,54
Стъкло . .	1,5÷1,9
Канадски балсам	1,54

Абсолютният показател на пречупването на всяка среда е равен на отношението от скоростта на светлината с във вакуум (във въздух) към скоростта на светлината v в съответната среда.

$$n = \frac{c}{v}.$$

Относителният показател на пречупването е равен на отноше-

нието на скоростта на светлината v_1 в първата среда към скоростта на светлината v_2 във втората среда:

$$n_{2,1} = \frac{v_1}{v_2}.$$

Затова, като се знае абсолютният показател на пречупването на някоя среда, може да се намери скоростта на светлината в нея.

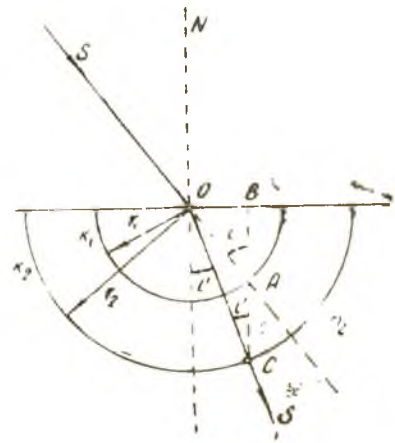
Пречупеният лъч OS'' се построява по следния начин (фиг. 500). В равнината на падането се описват концентрични окръжности K_1 и K_2 с център точката на падането O, чиито радиуси r_1 и r_2 се отнасят помежду си, както показателите на пречупването n_1 и n_2 на двете граничещи среди: $\frac{r_1}{r_2} = \frac{n_1}{n_2}$. Падащият лъч в точката O се продължава, докато пресече окръжността K_1 (с радиус r_1) в точката A. През тази точка се прекарва правата AB, перпендикулярна на пречупващата повърхност — тя пресича окръжността K_2 в точката C. През точките O и C се прекарва пречупеният лъч OS''. От фиг. 500 следва

$$\sin i = \frac{OB}{r_1}, \quad \sin i' = \frac{OB}{r_2}.$$

Като се разделят двете равенства, се получава

$$\frac{\sin i}{\sin i'} = \frac{r_2}{r_1} = \frac{n_2}{n_1},$$

с което се доказва вероятността на гореописаната конструкция.



Фиг. 500. Построяване на пречупен лъч

§ 280. Пълно вътрешно отражение

Когато светлинният лъч преминава от оптично по-плътна среда в оптично по-рядка, n_1 ще бъде по-голям от n_2 (фиг. 501). От основното равенство

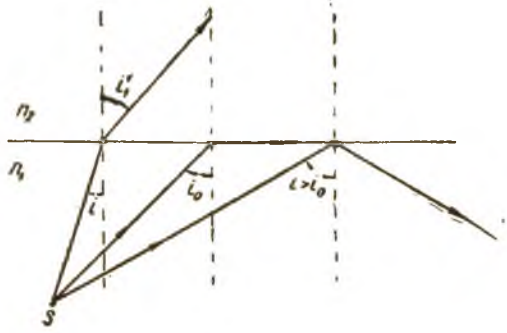
$$\frac{\sin i}{\sin i'} = \frac{n_2}{n_1} \qquad (1)$$

се вижда, че ъгълът на пречупването i' ще бъде по-голям от ъгъла на падането i. Следователно, *когато светлинният лъч преминава от оптично по-плътна в по-рядка среда, той се отдалечава от нормалата.*

Когато ъгълът на падането се увеличава, ъгълът на пречупването [illegible] на падането $i = i_0$ ъгълът на пречупването i'

става 90°. При това условие *пречупеният лъч се плъзга по граничната повърхност* между двете пречупващи среди. В тоя случай равенството (1) приема вида $\sin i_0 = \frac{n_2}{n_1}$.

Ъгълът на падането i_0, при който ъгълът на пречупването е 90°, се нарича *граничен ъгъл*. Изобщо, ако ъгълът на падането или пречупването е 90°, съответният ъгъл на пречупването или падането е граничен.



Фиг. 501. Пълно вътрешно отражение

Когато светлинният лъч пада от оптично по-плътна към оптично по-рядка среда под ъгъл, по-голям от граничния, той ще се отрази напълно в по-плътната среда. Това явление се нарича *пълно вътрешно отражение.*

В случай че по-рядката среда е въздух, за която $n_2 = 1$, а по-плътната е с показател на пречупване $n_1 = n$, граничният ъгъл i_0 се определя от равенството

$$\sin i_0 = \frac{1}{n}. \qquad (2)$$

Ако показателят на пречупването на някоя среда е познат, граничният ъгъл може да се пресметне и начертае. Така за вода $n = 1{,}3$ и $i_0 = 49°$; за кронн стъкло $n = 1{,}50$ и $i_0 = 42°$; за флинт стъкло $n = 1{,}66$ и $i_0 = 37°$; за диамант $n = 2{,}42$ и $i_0 = 23°$ и т. н. Явлението пълно вътрешно отражение се използува в много случаи в по-сложните оптични системи, където вместо огледала се употребяват стени на отделни призми или системи от призми, както и за осветляване скалите и мрежите в оптични инструменти.



Фиг. 502. Осветление на скали чрез пълното вътрешно отражение

На фиг. 502 е представена стъклена пластинка с полирани стени *AB*, *BC* и *CD*. Всички лъчи, които влизат в пластинката през стената *BC*, падат на стените *AB* и *CD* под ъгли, по-големи от граничния ъгъл, и затова се отразяват многократно вътре в пластиката, без да се пречупят и излязат вън от нея. За наблюдател, който гледа пластинката в направление, перпендикулярно на стената *AB*, тя ще изглежда почти тъмна. Ако на нея са нанесени резки (*k*), лъчите, които попаднат върху тях, ще се пречупят и излязат във въздуха. Наблюдателят ще види резките като ярки светли линии на тъмен фон, което се използува при осветляването на скали.

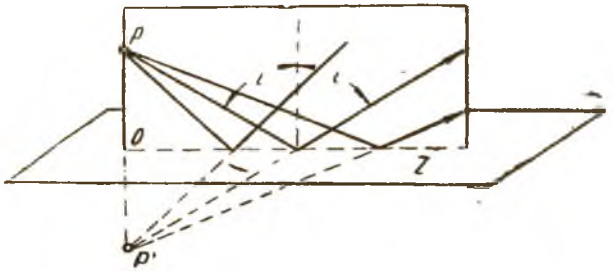
§ 281. Видове отражения

Различават се два вида отражение на светлината: *дифузно* — когато върху отражаващата повърхност пада успореден сноп лъчи само в една посока, а отразените лъчи се разпространяват във всички посоки, и *огледално* — при което падащият сноп светлина се отразява само в една посока. Всяка гладка добре полирана повърхност се нарича *огледало*. Такива повърхности играят важна роля в оптичните системи, при които се използуват да изменят хода на светлинните лъчи или да обръщат образите. Според вида на отразяващата гладка повърхност огледалата биват *плоски, сферични, параболични, цилиндрични* и др.

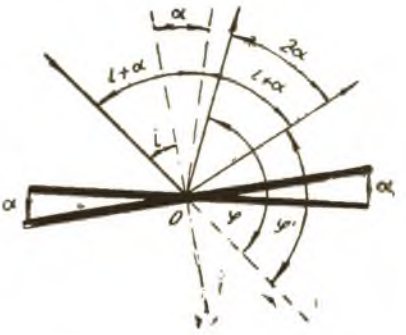
§ 282. Плоско огледало

Плоското огледало е най-простият оптичен инструмент и е единствената оптична система, която дава образи без недостатъци.

Светлинните лъчи, които излизат от точката P, се отразяват от огледалото Z по такъв начин, че продължженията на отразените лъчи се пресичат в точката P' (фиг. 503). Точката P' е *недействителен образ*



Фиг. 503. Намиране образа на точка от плоско огледало



Фиг. 504. Изменение на посоката на отразения лъч при завъртане на плоско огледало на ъгъл α

на P. Разстоянието $P'O$ от образа на точката до огледалото е равно на разстоянието PO от точката до огледалото. Плоското огледало отразява хомоцентричния сноп светлина пак в хомоцентричен, но с друг център. То изобразява предметите обърнати, но без да ги увеличава или намалява. *Предметът и неговият образ са взаимно симетрични спрямо огледалната повърхност.*

Лъчът, който пада върху плоското огледало под ъгъл i (фиг. 504), след като се отрази, сключва с първоначалната си посока ъгъл φ, за който е в сила зависимостта

$$\varphi = 180 - 2i.$$

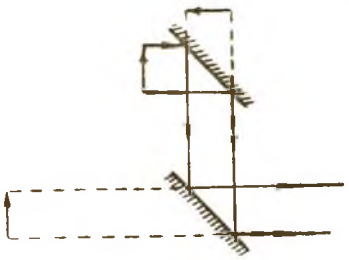
Ако огледалото се завърти около точката O на ъгъла α, отразеният лъч ще сключва с първоначалната си посока ъгъл

$$\varphi' = 180 - 2\ (i + \alpha),$$

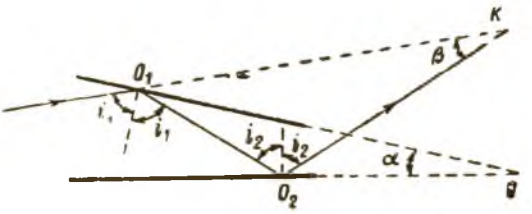
тъй като новият ъгъл на падането е $i + \alpha$.

Ъгълът на завъртането на отразения лъч ще бъде $\beta = \varphi - \varphi' = 2\alpha$, което показва, че *когато плоското огледало се завърти на ъгъл α, отразеният лъч ще се завърти в същата посока на ъгъл 2α.*

Еднаквост между предмета и образа може да се получи чрез отражение от две или изобщо от четен брой плоски огледала. Очевидно е, че ако едното плоско огледало завърти образа отдясно наляво, второто ще го завърти отляво надясно. Този случай е показан на фиг. 505.



Фиг. 505. Получаване на образ от две плоски успоредни огледала



Фиг. 506. Получаване на образ от плоски огледала, поставени под ъгъл

Две огледала, разположени под някакъв ъгъл α едно спрямо друго, отклоняват падащия лъч от първоначалната му посока на ъгъл $\beta = 2\alpha$. Това е показано на фиг. 506, където от $\triangle O_1O_2L$ и $\triangle O_1O_2H$ се получава

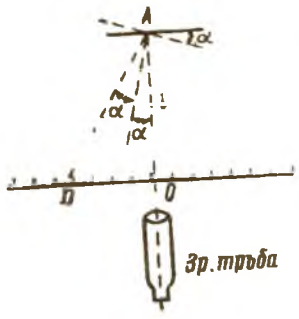
$$\beta = 2\,(i_1 - i_2)$$

и

$$\alpha = 180 - (90 + i_2) - (90 - i_1) = i_1 - i_2,$$

т. е.

$$\beta = 2\alpha.$$



Фиг. 507. Използуване на плоско огледало в нишкови инструменти

Ако двете огледала сключват помежду си ъгъл 45°, получава се *двуогледален ъгломер*, който притежава свойството да отклонява на 90° всички паднали светлинни лъчи, като образът остава неподвижен, когато системата се върти около ръба O на двете огледала.

Плоското огледало се използува в нишковите инструменти, като галванометри, деклинатори, магнитометри и др., за измерване на малки ъгли. В тези инструменти малкото огледало A се прикрепва към подвижната система на инструмента и на определено разстояние l от него се поставят зрителна тръба и скала (фиг. 507). Нулевото деление на скалата, на-

блюдавана през тръбата, съвпада с жичния кръст на окуляра. Когато огледалото се завърти на ъгъл α, отразеният лъч се завърта на ъгъл 2α и със зрителната тръба, която остава неподвижна, се отчита деление n от скалата. От фиг. 507 следва

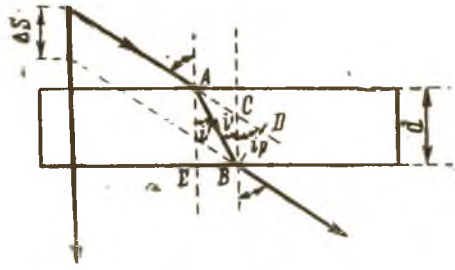
$$\operatorname{tg} 2\alpha = \frac{n}{l}.$$

Понеже 2α е много малък ъгъл, с голямо приближение важи

$$\alpha = \frac{n}{2l}.$$

§ 283. Плоскопаралелни пластинки

Хомогенна прозрачна среда, две от чиито повърхности са успоредни равнини, се нарича *плоскопаралелна пластинка*. Тя е напълно определена, когато се знаят дебелината ѝ d и абсолютният показател N на пречупването на прозрачното вещество, от което е направена. Средата, в която е поставена плоскопаралелната пластинка, най-често е въздух с показател на пречупването единица. Светлинният лъч, който пада перпендикулярно на плоскопаралелната пластинка, минава през нея, без да промени посоката си, докато лъч, който пада върху плоскопаралелната пластинка под ъгъл i, се пречупва два пъти: в точка A от първата равнина и в точка B от втората равнина (фиг. 508). Понеже двете пречупващи равнини са успоредни, лъчът преминава през пластинката, като запазва първоначалното си направление, а само се отмества на разстояние p. По направление, перпендикулярно на пластинката, отместването на лъча е ΔS. За да се намери от какво зависи отместването на лъча ΔS, нека се разгледа $\triangle ABD$, от който се получава



Фиг. 508. Отместване на светлинния лъч от плоскопаралелна пластинка

$$\frac{p}{AB} = \sin(i - i'),$$

а от $\triangle ABE$ следва

$$AB = \frac{d}{\cos i'}.$$

Тогава за отместването p се намира

$$p = \frac{d \sin(i - i')}{\cos i'}.$$

За $\triangle BCD$ важи

$$\Delta S = \frac{p}{\sin i}$$

и като се замести p с неговото равно, получава се точната зависимост, от която може да се пресметне ΔS:

$$\Delta S = \frac{d \cdot \sin(i - i')}{\sin i \cos i'}.$$

Ако ъгълът на падането i е малък, може да се приеме с голямо приближение, че

$$\sin i \doteq i,\ \cos i' \doteq 1;\ \text{тогава}\ n = \frac{\sin i}{\sin i'} \doteq \frac{i}{i'}\ \text{и}\ i' \doteq \frac{i}{n}$$

и горната зависимост за ΔS добива вида

$$\Delta S = \frac{di\left(1 - \frac{1}{n}\right)}{i}$$

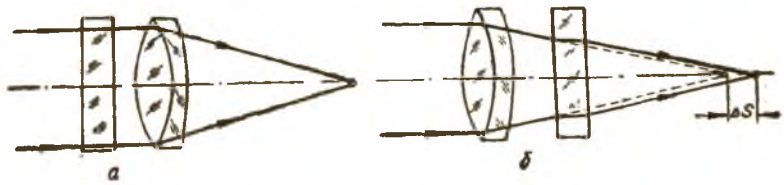
или

$$\Delta S = \frac{n-1}{n} d. \qquad (1)$$

Последната зависимост е в сила за случая, когато лъчите падат почти перпендикулярно върху плоскопаралелната пластинка (ъгълът i е малък).

За крон стъкло с показател на пречупването $n = 1{,}5$ се получава $\Delta S = \frac{d}{3}$ - *отместването по направление, перпендикулярно на пластинката*, или все едно по посоката на разпространение на светлината *е една трета от дебелината ѝ*.

Ако плоскопаралелната пластинка се постави пред обектив и върху нея пада успореден сноп светлина, тя не влияе на снопа и успоредните лъчи се пресичат от обектива в една точка независимо от пластинката.



Фиг. 509. Влияние на плоскопаралелна пластинка на успореден и сходящ светлинен сноп

Ако тя се постави зад обектива, различните лъчи от сходящия сноп падат върху нея под нееднакви ъгли и съгласно точната формула за ΔS няма да се пресекат в една точка (фиг. 509 *б*). В този случая възниква *надлъжната сферична аберация* ΔS, която е толкова по-голяма, колкото е по-дебела пластинката и по-малко фокусното разстояние на обектива. Затова плоскопаралелната пластинка трябва да се поставя по възможност в успореден сноп светлина.

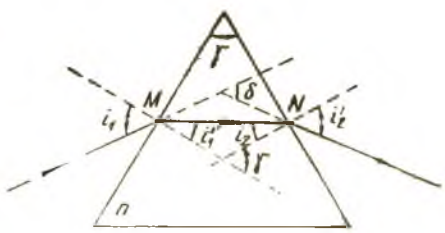
§ 284. Призми

Призма се нарича прозрачно тяло, две или повече от които гранични повърхности са неуспоредни равнини. Правите, в които се пресичат пречупващите равнини, се наричат *ръбове на призмата*, а двустенните ъгли, образувани от същите равнини — *пречупващи ъгли на призмата.* По предназначение призмите се разделят на *пречупващи* и *отражателни.*

Основното предназначение на отражателните призми в оптичните инструменти е да заменят плоските огледала. При призмите се използува главно пълното вътрешно отражение, а когато светлинните лъчи падат под ъгъл, по-малък от граничния, отражателните стени на призмата се посребряват. Използуването на отражателни призми вместо плоски огледала има редица преимущества. Призмата запазва добре формата и ъгъла между стените си, докато система от плоски огледала се разстройва лесно. Призмата се поставя по-удобно и по-лесно в инструмента, отколкото няколко огледала. Освен това някои сложни призми — например окулярните призми при далекомерите, не е възможно да се заменят с някаква система от плоски огледала. Когато се използува плътното вътрешно отражение при призмите, не се губи светлина, докато при отражение от сребърния пласт на огледалото се загубват 6 до 10 % от падналата светлина. При това амалгамата лесно се поврежда.

§ 285. Преминаване на светлинен лъч през призма

На фиг. 510 е показан ходът на монохроматичен светлинен лъч през главното сечение на *триъгълна призма.* Главното сечение на призмата се получава в равнина, прокарана перпендикулярно на пречупващия ръб на призмата. Всяка призма е определена, когато са познати пречупващият ъгъл γ и показателят на пречупването n на веществото, от което тя е направена. Нека светлинният лъч пада върху първата пречупваща стена на призмата под ъгъл i_1, да се пречупва под ъгъл i'_1, да пада под ъгъл i_2 към втората пречупваща стена на призмата и да се пречупва под ъгъл i'_2 от нея. Нормалите, прекарани през точките на падането M и N, сключват помежду си ъгъл, равен на пречупващия ъгъл γ на призмата, като ъгъл с взаимно перпендикулярни рамена. Ъгълът δ, който пречупеният през призмата лъч сключва с първоначалната си посока, се нарича *девиация (отклонение).* Този ъгъл има *минимална стойност* δ_{min}, *когато ъгълът на падането е равен на ъгъла на пречупването от втората стена на призмата,* т. е. когато $i_1 = i'_2$. От това равенство следва и $i'_1 = i_2$.



Фиг. 510. Ход на светлинния лъч през главното сечение на триъгълна призма

От закона за пречупването се получава

$$n = \frac{\sin i_1}{\sin i_1'}.$$

От чертежа се вижда, че

$$\gamma = i_1' + i_2$$

и

$$\delta = i_1 - i_1' + i_2' - i_2 = i_1 + i_2' - \gamma.$$

При условие, че $i_1 = i_2'$ и $i_1' = i_2$, получава се

$$\gamma = 2i_1' \text{ или } i_1' = \frac{\gamma}{2}$$

Тогава

$$\delta_{min} = 2i_1 - \gamma \text{ или } i_1 = \frac{\delta_{min} + \gamma}{2}.$$

За показателя на пречупването се получава изразът

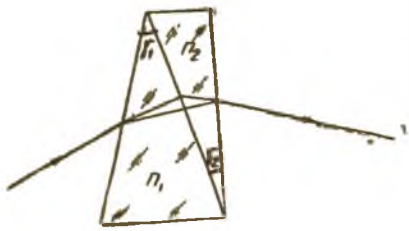
$$n = \frac{\sin\frac{\gamma + \delta_{min}}{2}}{\sin\frac{\gamma}{2}}, \qquad (1)$$

който се използува да се определя показателят на пречупването на веществото, от което е направена призмата, когато се знае γ и се измери опитно δ_{min}.

Оптичният клин може да се разглежда като призма с много малък пречупващ ъгъл. Той служи да се отклоняват светлинни лъчи на много малки ъгли. В много случаи разлагането на светлината, минала през клина, може да се пренебрегне При малки ъгли на падането и пречупването синусите с много голямо приближение са равни на самите ъгли (измерени в рад) и горното равенство приема вида

$$\delta_{min} = (n-1)\gamma. \qquad (2)$$

Тази зависимост дава отклонението на светлинния лъч от клин с пречупващ ъгъл γ и показател на пречупването n.



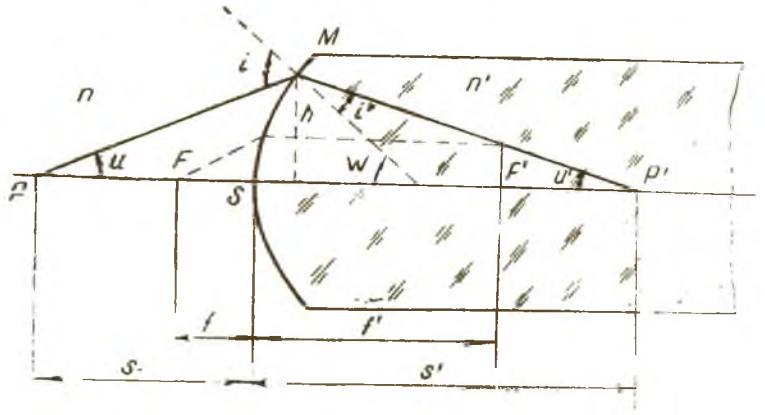
Фиг. 511. Ахроматична призма

В оптичните апарати понякога са потребни призми, които да отклоняват сложната светлина, без да я разлагат. Такива *призма* се наричат *ахроматични*. Те се състоят от две призми, обърнати на ъгъл 180° една спрямо друга (фиг. 511). Двете призми се изработват от различни стъкла. Призмата с по-голям пречупващ ъгъл γ_1 се прави от кроново стъкло с показател на пречупването n_1, коефициент на дисперсията ν_1, а другата — с по-малък пречупващ ъгъл γ_2, е от флинтово стъкло с показател на пречупването n_2 и коефициент на дисперсия ν_2.

Когато пречупващият ъгъл на кроновата призма е два пъти по-голям от пречупващия ъгъл на флинтовата, тогава дисперсиите на двете призми са почти равни и като се поставят взаимно противоположно, сложната светлина, която минава през тях, не се разлага.

§ 286. Сферична пречупваща повърхнина

Когато две оптични среди с показатели на пречупването n и n' са разделени една от друга със сферична повърхнина, казва се, че това е *сферична пречупваща повърхнина* (фиг. 512). Нека лъчите се разпро-



Фиг. 512. Сферична пречупваща повърхнина

страняват отляво надясно. Пространството наляво от пречупващата повърхност се нарича *пространство на предмета*, а надясно от нея — *пространство на образа*. Всяка права, която минава през центъра на сферичната повърхнина, се нарича *оптична ос*, а пресечната ѝ точка S със сферичната повърхнина се нарича *връх*.

Нека в пространството на образа върху оптична ос се намира *светеща точка* P. От нея върху сферичната пречупваща повърхнина пада светлинен лъч PM, който сключва с оптичната ос ъгъл u. След като се пречупи в точката M, този лъч пресича оптичната ос в точката P' под ъгъл u'. Всички ъгли и точки в пространството на предмета ще се означават с латински или гръцки букви, а съответстващите им в пространството на образа — със същите букви, но с *щрих горе*.

Посоката на разпространението на светлинния лъч отляво надясно нека се приеме за *положителна*, а обратната — за *отрицателна*. Тогава радиусът на сферичната пречупваща повърхнина е положителен, ако повърхнината е обърната с изпъкналата си част към падащите върху нея светлинни лъчи. Ъглите, сключени между нормалите или осите и светлинния лъч, нека се считат за положителни, ако се образуват от въртенето на права линия от оста или нормалата в *посока на часовни-*

ковата стрелка. Посоката от оптичната ос нагоре нека е *положителна*, а надолу — *отрицателна*. Тези правила за знаците трябва да се запомнят добре.

При тези условия нека се намери зависимостта на разстоянието s' на точка P' до върха S и разстоянието s на светещата точка P също до върха S от радиуса r на сферичната пречупваща повърхнина и показателите на пречупването n и n' на двете среди. Нека това се направи при допускането, че ъглите u и u' са много малки. Тогава и ъглите на падането и пречупването i и i' ще бъдат също малки. За по-голяма яснота обаче на фиг. 510 тези ъгли са показани много по-големи.

От закона за пречупването следва

$$n \sin(-i) = n' \sin(-i')$$

и като се вземе под внимание, че i и i' са малки ъгли, може да се приеме

$$ni = n'i'.$$

От $\triangle PMO$ и $\triangle MOP'$ въз основа на теоремата за външните ъгли на триъгълника следва

$$i = \omega - u,$$

$$-i' = \omega - u'.$$

Като се заместят тези стойности в по-горното равенство, получава се

$$n(\omega - u) = n'(\omega - u').$$

Като се вземе пред вид, че ъглите са малки, от фиг. 512 следва

$$\sin\omega \doteq \omega = \frac{h}{r}, \quad \operatorname{tg}(-u) \doteq -u = \frac{h}{-s}, \quad \operatorname{tg} u' \doteq u' = \frac{h}{s'}.$$

След като тези стойности се заместят в горното равенство и се съкрати на h, получава се

$$n\left(\frac{1}{r} - \frac{1}{s}\right) = n'\left(\frac{1}{r} - \frac{1}{s'}\right). \qquad (1$$

Това *основно равенство* при пречупването на светлинния лъч от сферична пречупваща повърхнина е вярно за падащи лъчи, близки до оптичната ос. Такива *лъчи* се наричат *параксиални*, а областта, в която те се намират — *параксиална област*. Тази област се характеризира с много малки стойности на височината h.

Всички параксиални лъчи, които излизат от точката P, се пресичат, след като се пречупят от сферичната повърхнина в точката P', която се нарича *образ* на точката P, като P и P' са *спрегнати точки*.

От основното равенство лесно може да се намери разстоянието s' от върха S на образа P':

$$s' = \frac{n'}{\frac{n'-n}{r} + \frac{n}{s}}. \qquad (2)$$

Когато светещата точка P се намира в безкрайност, лъчите, които падат върху сферичната пречупваща повърхнина, са успоредни. След като се пречупят, те се пресичат в точката F', която се нарича *заден фокус* на сферичната пречупваща повърхнина. В този случай $s = -\infty$, а $s' = f'$ и се нарича *задно фокусно разстояние*. За него, като се вземе пред вид, че $\frac{n}{s} = \frac{n}{\infty} = 0$, се получава

$$f' = \frac{n' r}{n' - n}. \tag{3}$$

Върху оптичната ос съществува такова положение на точката P', при което лъчите, които излизат от нея, след като се пречупят, стават успоредни както помежду си, така и на оптичната ос. В този случай образът на точката P се намира в безкрайност. Тази точка върху оптичната ос се нарича *преден фокус* на пречупващата сферична повърхнина и се отбелязва с F. Разстоянието $s = f$ от върха се нарича *предно фокусно разстояние* и се определя от основното равенство, като се приеме, че $s' = \infty$ и $\frac{n'}{\infty} = 0$:

$$f = -\frac{n r}{n' - n}. \tag{4}$$

Между предното и задното фокусно разстояние на сферичната пречупваща повърхнина съществуват няколко прости зависимости. Като се съберат двете фокусни разстояния, получава се

$$f + f' = r,$$

а като се разделят,

$$\frac{f'}{f} = -\frac{n'}{n}.$$

Фокусните разстояния са право пропорционални на показателите на пречупването на съответните среди. Понеже n и n' са винаги положителни, следва, че фокусните разстояния имат винаги обратни знаци. Когато са известни радиусът r на сферичната пречупваща повърхнина, показателите на пречупването n и n' на двете среди и разстоянието s на предмета от върха, могат да се намерят двете разстояния f и f' и разстоянието s'. Когато се умножат двете части на основното равенство

$$n\left(\frac{1}{r} - \frac{1}{s}\right) = n'\left(\frac{1}{r} - \frac{1}{s'}\right)$$

с $\frac{r}{n' - n}$, получава се

$$\frac{n' r}{n' - n} \cdot \frac{1}{s'} - \frac{n r}{n' - n} \cdot \frac{1}{s} = 1$$

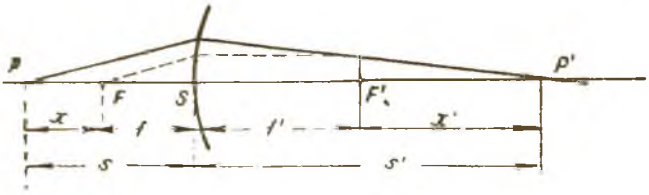
и като се вземат пред вид (1) и (2), се стига до второто основно равенство за сферична пречупваща повърхнина:

$$\frac{f'}{s'} + \frac{f}{s} = 1, \tag{5}$$



което дава връзката между фокусните разстояния и разстоянията до образа и предмета.

Разстоянията до предмета и до образа освен от върха s на сферичната пречупваща повърхнина могат да се измерват и от съответните фокуси F и F' (фиг. 513). Такава *система* на отчитане се нарича *фокусна.*



Фиг. 513. Схема за извеждане формулата на Нютон

Нека x е разстоянието от предмета до предния фокус F, а x' — разстоянието от задния фокус F' до образа P'. Тези разстояния се вземат *положителни*, ако са надясно от съответните фокуси, и *отрицателни*, ако са наляво. От фиг. 513 се вижда, че

$$-s=f-x, \text{ или } s=f+x$$

и

$$s'=f'+x'.$$

Ако стойностите за s и s' се заместят в (5), получава се

$$\frac{f'}{x'+f'}+\frac{f}{x+f}=1,$$

откъдето след лесна преработка се намира

$$xx'=ff', \tag{6}$$

което се нарича *фокусно равенство* или *формула на Нютон.*

§ 287. Увеличения. Основни точки и равнини

Нека се вземе за предмет отсечката AB, перпендикулярна на оптичната ос (фиг. 514).

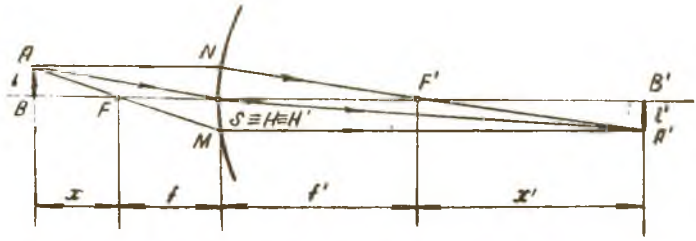
Отношението на линейните размери на образа l' към линейните размери l на предмета, поставен перпендикулярно на оптичната ос, се нарича напречно увеличение и се отбелязва с β:

$$\beta=\frac{l'}{l}$$

В параксиалната област напречното увеличение за всяка двойка спрегнати равнини има постоянна стойност, която не зависи от размерите на предмета.

Спрегнатите равнини, перпендикулярни на оптичната ос, за които напречното увеличение е еди ица ($\beta=+1$), *се наричат главни равнини.* Предметите, които лежат в такива равнини, са еднакви по големина със

своите образи и имат същата посока като тях по отношение на оптичната ос. *Пресечните точки на главните равнини с оптичната ос се наричат главни точки* и се бележат с H и H' Тези означения се използуват понякога и за главните равнини.



287. 514. Схема за извеждане на напречното увеличение

От подобието на $\triangle ABF$ и $\triangle FSM$ (фиг. 514) следва

$$\frac{-l'}{l}=\frac{-f}{-x}$$

Аналогично за $\triangle SNF'$ и $\triangle F'B'A'$ важи

$$-\frac{l'}{l}=\frac{x'}{l'}$$

От тези съотношения за напречното увеличение се получава

$$\beta=-\frac{f}{x}=-\frac{x'}{f'}. \qquad (1)$$

Тази зависимост позволява да се намери напречното увеличение за две спрегнати точки, когато се знаят предното фокусно разстояние и разстоянието на предмета до предния фокус или задното фокусно разстояние и разстояние на образа до задния фокус.

За главните равнини се получава $\beta=+1$ и $x=-f, x'=-f'$. Това показва, че *за сферична пречупваща повърхнина двете главни равнини се сливат в една,* която минава през върха S на повърхнината. *Двете главни точки се сливат също в една,* която съвпада с върха на сферичната пречупваща повърхнина ($S'\equiv H'\equiv H$).

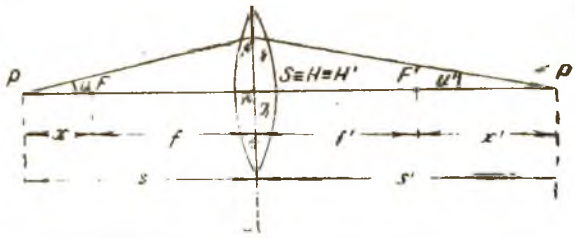
Ако вместо предмет, разположен перпендикулярно на оптичната ос, се взема отсечка — Δx, която лежи на оптичната ос, нейната спрегната отсечка $\Delta x'$ ще се намира също върху оптичната ос. Отношението на $\Delta x'$ към — Δx се нарича *надлъжно* или *осово увеличение* и се бележи с α:

$$\alpha=-\frac{\Delta x'}{\Delta x}. \qquad (2)$$

Това съотношение е в сила за малки отсечки Δx и $\Delta x'$.

Освен напречно и надлъжно увеличение има още и *ъглово увеличение*. Нека от светящата точка P се взема един светлинен лъч, който сключва ъгъл u с оптичната ос (фиг. 515). Спрегнатият му лъч, който пресича оптичната ос в точка P', сключва с тази ос ъгъл u'. Отношението на тангенсите на ъглите u и u' в спрегнатите точки P и P' се нарича *ъглово увеличение* γ:

$$\gamma = \frac{\operatorname{tg} u'}{\operatorname{tg} u}$$



Фиг. 515. Схема за извеждане на ъгловото увеличение

Зависимостта между ъгловото и напречното увеличение може да се намери така. От фиг. 515 следва:

$$s = f + x \text{ и } s' = f' + x';$$

$$\operatorname{tg}(-u) = \frac{h}{-s}, \operatorname{tg} u' = \frac{h}{s'}.$$

От тези равенства се получава

$$\gamma = \frac{\operatorname{tg} u'}{\operatorname{tg} u} = \frac{s}{s'},$$

т. е.

$$\gamma = \frac{f + x}{f' + x'},$$

в което, като се замести x' или x, определени от формулата на Нютон, се получава

$$\gamma = \frac{x}{f'} = \frac{f}{x'}. \qquad (3)$$

Ъгловото увеличение не зависи от ъглите u и u' и за всяка двойка спрегнати точки е постоянно за всички параксиални лъчи, които излизат от точката P.

Спрегнатите точки, за които $\gamma = 1$, се наричат *възлови точки*, а равнините, прокарани през тези точки перпендикулярно на оптичната ос — *възлови равнини*. Координатите на възловите точки (като се положи $\gamma = +1$) са

$$x = f' \text{ и } x' = f.$$

От (1) и (3) се получава

$$\gamma = -\frac{f}{f'}$$

и при $f = -f'$ следва

$$\gamma = 1,$$

т. е. *напречното увеличение в спрегнатите точки е обратно пропорционално на ъгловото*. Това значи, че ако се увеличава образът на предмета, намалява се зрителното поле.

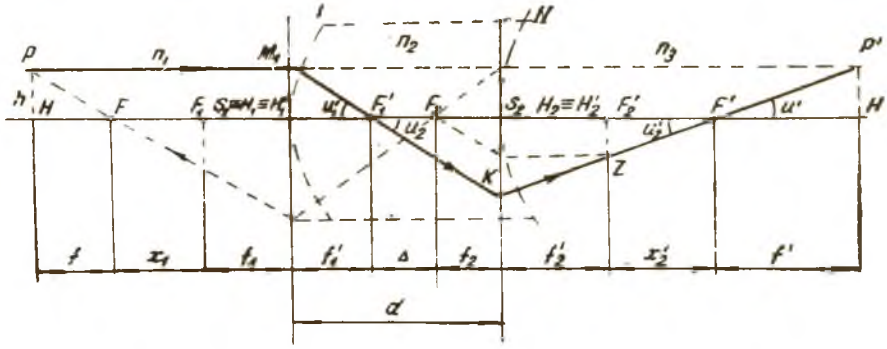
От (2) се определя x', замества се в (1) и като се вземе под внимание (3), получава се зависимостта между трите увеличения:

$$\beta = \alpha\gamma.$$

§ 288. Система от две центрирани сферични пречупващи повърхнини

Нека се разгледа система от две центрирани сферични повърхнини *I* и *II* (фиг. 516), които разделят оптични среди с показатели на пречупването n_1, n_2, n_3 ($n'_1 = n_2$ и $n'_2 = n_3$).

Двете сферични пречупващи повърхнини са определени със своите фокуси F_1, F'_1, F_2, F'_2 и главните точки H_1, H'_1 и H_2, H'_2, които се



Фиг. 516. Система от две центрирани сферични пречупващи повърхнини

сливат със съответните върхове S_1 и S_2 на пречупващите повърхнини. Разстоянието между задния фокус F'_1 на първата пречупваща повърхнина и предния фокус F_2 на втората пречупваща повърхнина се нарича *оптичен интервал* и се бележи с Δ. Разстоянието d между върховете на пречупващите повърхнини се нарича *дебелина на оптичната система*. Връзката между d и Δ, като се държи сметка за посоките на фокусните разстояния f'_1 и f_2, е

$$d = f'_1 + \Delta - f_2.$$

Нека се вземе точката P на разстояние h от оптичната ос и да се намери нейният образ, получен от оптичната система, съставена от две центрирани сферични пречупващи повърхнини. Лъчът PM_1, който е успореден на оптичната ос, след като се пречупи от първата сферична пречупваща повърхнина, минава през нейния заден фокус F'_1. Точката F'_1

играе ролята на предмет за втората пречупваща повърхнина. Нейният образ се намира лесно, като през предния фокус F_2 на втората пречупваща повърхнина се прекара спомагателният лъч F_2K, успореден на лъча $M_1F'M_2$. Лъчът F_2K, понеже изхожда от фокуса F_2, след като се пречупи от втората повърхнина, става успореден на оптичната ос и пресича задната фокусна равнина на втората пречупваща повърхнина в точката Z. След като се пречупи лъчът $M_1F_1'M_2$, минава също през точката Z, понеже всички успоредни лъчи се пресичат във фокусната равнина. Пречупеният лъч M_2Z пресича оптичната ос в точка F', която е задният фокус на центрираната система. Ако успоредният лъх PM_1 и пречупеният от системата лъч M_2Z се продължат, те се пресичат в точка P', която лежи във втората главна равнина на системата, съгласно определението на главните равнини. Като се използува формулата на Нютон за спрегнатите точки F_1' и F' спрямо втората пречупваща повърхнина (като се вземе пред вид, че $x_2 = -\Delta$), получава се

$$-x_2'\,\Delta = f_2\,f_2',$$

или

$$F_2'F' = x_2' = \frac{-f_2f_2'}{\Delta}.$$

Разстоянието на фокуса F' от върха S_2 на втората пречупваща повърхнина е $f'_2 + x'_2$, или

$$H_2'F' = f_2' + x_2' = \frac{f_2'\,(\Delta - f_2)}{\Delta}.$$

От $\Delta\,P'F'H'$ (фиг. 516) за фокусното разстояние f' на оптичната система се получава

$$f' = \frac{h}{\operatorname{tg} u'} = \frac{h}{\operatorname{tg} u_2'},$$

а от $\Delta\,S_1F_1'M_1$ следва

$$f_1' = \frac{h}{\operatorname{tg} u_1'} = \frac{h}{\operatorname{tg} u_2}.$$

Ъгловото увеличение на спрегнатите точки F_1' и F', понеже $x_2 = -\Delta$, е

$$\gamma = \frac{\operatorname{tg} u_2'}{\operatorname{tg} u_2} = \frac{x_2}{f_2'} = -\frac{\Delta}{f_2'}.$$

От горните три равенства за фокусното разстояние на центрираната оптична система от две сферични пречупващи повърхнини се получава

$$f' = -\frac{f_1'\,f_2'}{\Delta}$$

или като се замести Δ с неговото равно,

$$f' = -\frac{f'_1 f'_2}{f_2 + d - f_1}.$$

Разстоянието на втората главна точка H' (втората главна равнина на центрираната оптична система) от втората главна точка H'_2 на втората пречупваща повърхнина е

$$H'_2H' = f'_2 + x'_2 - f',$$

или



$$H'_2H' = S_2H' = f'_2 - \frac{f_2 \cdot f'_2}{\Delta} - f' = f'\frac{d}{\Delta}.$$

Като се умножи и раздели дясната страна на това равенство с f'_1, получава се

$$H'_2H' = \frac{f'_2 f'_1}{\Delta} \cdot \frac{d}{f'_2},$$

но

$$\frac{f'_2 f'_1}{\Delta} = -f'$$

и окончателно следва

$$H'_2H' = -f\frac{d}{f'_1}.$$

По същия начин може да се проследи ходът на светлинен лъч, успореден на оптичната ос, който преминава оптичната система отдясно наляво (на фиг. 514 е показан с пунктирна линия). Той среща най напред втората пречупваща повърхнина след това първата и пресича оптичната ос в точката F, която е предният фокус на центрираната оптична система. Като се повторят по-горните разсъждения, се намира

$$f = \frac{f_1 f_2}{\Delta},$$

$$H_1F = \frac{f_1(f_2 + \Delta)}{\Delta},$$

$$H_1H = f\frac{d}{f_2}.$$

По този начин, ако се знаят фокусните разстояния на двете сферични пречупващи повърхнини и оптичният интервал Δ между тях, могат да се намерят елементите, които определят центрираната оптична система.

Нека показателят на пречупването на първата среда се означи с n_1, на втората с n_2, а на третата с n_3. Тогава

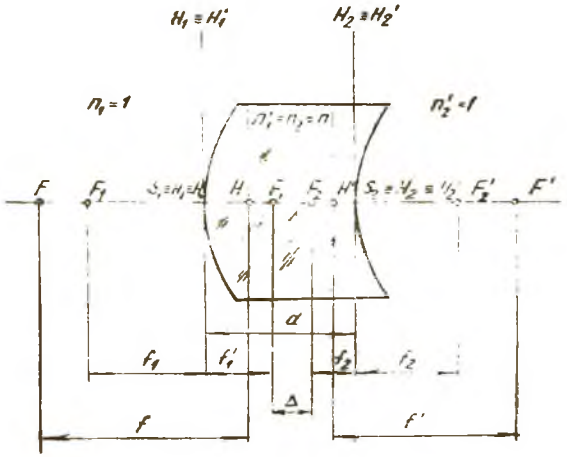
$$\frac{f'}{f} = -\frac{f'_1 f'_2}{f_1 f_2} = -\frac{f'_1}{f_1} \cdot \frac{f'_2}{f_2} = -\frac{n_2}{n_1} \cdot \frac{n_3}{n_2} = -\frac{n_3}{n_1},$$



т. е. *отношението между фокусните разстояния е равно на отношението на показателите на пречупването на крайните среди, взето с обратен знак. Ако двете крайни среди са еднакви,* например първата и третата среда са въздух, *двете фокусни разстояния са равни по абсолютна стойност и обратни по знак* ($f = -f'$).

§ 289. Лещи

Оптично еднородна прозрачна среда, ограничена с две сферични повърхнини, с показател на пречупването, отличен от околната среда, се нарича сферична леща. С помощта на лещите се получават образи на предметите. Затова те са най-важната част от оптичните инструменти. Лещите се изработват от прозрачни вещества — стъкло, кварц, различни кристали и др.



Фиг. 517. Елементи на сферична леща

Всяка леща е центрирана оптична система, съставена от две сферични пречупващи повърхнини, при която двете крайни среди са въздух с показател на пречупването единица, а прозрачното вещество, от което е направена лещата, е с показател на пречупването n (фиг. 517).

Всички зависимости, които бяха изведени в предния параграф, са в сила и за лещата, стига в тях да се положат

$$n_1 = n_3' = n_3 = 1$$

(за въздуха) и

$$n_1' = n_2 = n$$

(веществото, от което е направена лещата). За фокусните разстояния на първата и втората пречупваща повърхнина с радиуси r_1 и r_2 се получава

$$f_1 = -\frac{r_1}{n-1}, \quad f_1' = \frac{n r_1}{n-1}$$

и

$$f_2 = \frac{n r_2}{n-1}, \quad f_2' = -\frac{r_2}{n-1}.$$

Като се заместят тези стойности в израза за оптичния интервал

$$\Delta = d - f_1' + f_2',$$

следва

$$\Delta = \frac{d(n-1) + n(r_2 - r_1)}{n-1}$$

и като се заместят в

$$f' = \frac{f'_1 f'_2}{\Delta},$$

а фокусните разстояния на лещата се получава

$$f' = \frac{nr_1 r_2}{(n-1)[d(n-1) + n(r_2 - r_1)]} = -f.$$

От равенството на двете фокусни разстояния следва, че *възловите точки на всяка леща съвпадат с главните.* Лъчът, който минава през главната точка в пространството на предмета, и неговият спрегнат, който минава през главната точка в пространството на образа, сключват с оптичната ос равни ъгли.

Положението на главните равнини H и H' на лещата се определя относно въпросите S_1 и S_2, които, както се видя, съвпадат с главните точки ($H_1 \equiv H'_1 \equiv S'_1$ и $H_2 \equiv H'_2 \equiv S_2$) на двете сферични пречупващи повърхнини:

$$S_1H = \frac{r_1 d}{d(n-1) + n(r_2 - r_1)}$$

и съответно

$$S_2H' = \frac{r_2 d}{d(n-1) + n(r_2 - r_1)}.$$

Следователно положението на главните равнини зависи от радиусите r_1 и r_2 на лещата, дебелината ѝ d и показателя на пречупването n на веществото ѝ.

§ 290. Тънка леща

Когато дебелината на лещата е много малка в сравнение с радиусите на пречупващите повърхнини, тя може да се пренебрегне, като такава леща се нарича *тънка.* Ако $d = 0$, лещата се нарича *безкрайно тънка.* Естествено, че такава леща не може да се направи, но тя се използува като схематизация на тънките лещи, когато се пресмятат различните оптични системи, където с първо приближение се приема, че всички лещи са безкрайно тънки.

При безкрайно тънката леща двата върха S_1 и S_2 се сливат в един S, двете главни точки се сливат в една, която съвпада с върха на лещата $H \equiv H' \equiv S$, следователно фокусните разстояния на безкрайно тънката леща се измерват от върха ѝ. Като се положи $d = 0$, за фокусното разстояние на безкрайно тънка леща се получава

$$f' = \frac{r_1 r_2}{(n-1)(r_2 - r_1)} = -f,$$

или

$$\frac{1}{f'} = (n-1)\left[\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2}\right]$$

Ако са известни радиусът на едната сферична пречупваща повърхнина, фокусното разстояние и показателят на пречупването, радиусът на втората сферична повърхнина на безкрайно тънката леща е

$$r_2 = \frac{f r_1 (n-1)}{f(n-1) - r_1}.$$

Известно е, че за лещите $f' = -f$, и като се използува равенството

$$\frac{f'}{s'} + \frac{f}{s} = 1,$$

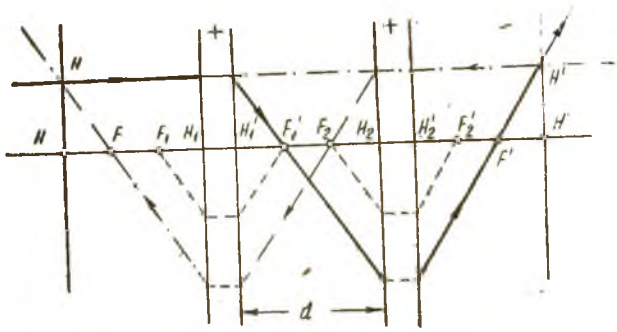
получава се

$$\frac{1}{s'} - \frac{1}{s} = \frac{1}{f'}.$$

което е най-често употребяваната зависимост при тънката и безкрайно тънката леща.

§ 291. Оптична система, съставена от две центрирани сферични лещи

Нека се образува оптична система, съставена от две лещи, чиито оптични оси съвпадат (фиг. 518), която се нарича *оптична система от две центрирани лещи.* Тя може да се замени с една еквивалентна леща, която има същите фокусни разстояния и същото положение на главните равнини и главните точки, както при системата от две лещи. Фокусните разстояния на лещата, която заменя системата от две лещи, се наричат *еквивалентни фокусни разстояния.*



Фиг. 518. Система от две центрирани лещи

Нека двете лещи, от които е съставена центрираната оптична система, са определени със своите фокусни разстояния f_1, f'_1, f_2, f'_2 и положението на главните точки H_1, H_1', H_2 и H_2'. Разстоянието между задния фокус на първата леща и предния фокус на втората леща нека е Δ. Това разстояние също се нарича *оптичен интервал*, както при система от две центрирани пречупващи повърхнини. *Системата от две центрирани лещи може да се разглежда като система от две центрирани сферични пречупващи повърхнини, в които главните равнини на едната леща са първата пречупваща сферична повърхнина, а*

главните равнини на втората леща — втората сферична пречупваща повърхнина. Без да се повтарят разсъжденията, направени по-рано, може да се напише направо зависимостта на еквивалентните фокусни разстояния на двете лещи и оптичния интервал Δ между тях (фиг. 515) от фокусните разстояния

$$f' = -\frac{f_1' f_2'}{\Delta},$$

$$f = \frac{f_1 f_2}{\Delta}.$$

За лещите бе получено, че

$$f_1 = -f_1' \text{ и } f_2 = -f_2'.$$

Тогава

$$f' = -f.$$

Разстоянията на еквивалентните главни равнини H и H' от H_1 H_2' са

$$H_1H = f\frac{d}{f_2},$$

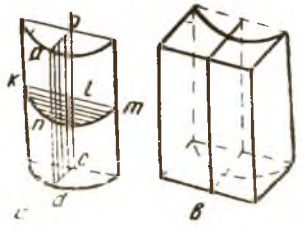
$$H_2'H' = -f'\frac{d}{f_1'}.$$

§ 292. Цилиндрични лещи

Прозрачно тяло, заградено с две цилиндрични повърхнини или с една цилиндрична повърхнина и една равнина, се нарича цилиндрична леща.

Както сферичните, така и цилиндричните лещи биват *събирателни* и *разсейвателни*. На фиг. 519 са показани плоскоизпъкнала събирателна и плосковдлъбната разсейвателна цилиндрична леща.

За да се намери образ от цилиндрична леща, разглеждат се две нейни сечения. Едното се получава при пресичане на лещата от *разнина*, наречена *меридионална*, която минава през светещата точка и оста на цилиндричната повърхнина и е перпендикулярна на плоската стена. Второто сечение се получава при пресичане на лещата от *сагиталната равнина*, която минава през светещата точка и е перпендикулярна на меридионалната равнина.



Фиг. 519. Цилиндрични лещи
а — изпъкнала; *б* — вдлъбната



Фиг. 520. Действие на цилиндричната леща върху сагитални и меридионални лъчи

Сечението на цилиндричната леща с меридионалната равнина е един правоъгълник *abcd*. На лъчите, които лежат в меридионалната равнина, цилиндричната леща оказва същото влияние, както плоскопаралелната пластинка. Сечението на цилиндричната леща със сагиталната равнина представлява сечение на сферична леща *klmn*.

Действието на цилиндричната леща върху светлинните лъчи, които лежат в сагиталната и меридионалната равнина, е показано на фиг. 520. От тази фигура се вижда,

че образът на светеща точка S, получен от цилиндрична леща, не е точка, а права линия s'. С помощта на цилиндрична леща не може да се получи ясен и подобен на предмета образ. Ясен и подобен на предмета образ може да се получи от две цилиндрични събирателни лещи, осите на чиито цилиндрични повърхнини са разположени взаимно перпендикулярно.

Формулите за определяне на фокусните разстояния и положението на главните равнини, изведени от сферичните лещи, са валидни и за цилиндричните лещи.

Цилиндричвите лещи намират широко приложение в кинотехниката при звукозаписа, за получаване на образи на процепи, в записващи светлинни апарати и др.

§ 293. Пречупвателна сила

Пречупвателната сила L на оптична система се дефинира с отношението

$$L = \frac{n'}{f'}.$$

където n' е показателят на пречупването на средата зад последната леща, а f' е задното фокусно разстояние на системата. При $n = 1$

$$L = \frac{1}{f'}.$$

Пречупвателната сила има *положителен* или *отрицателен знак* в зависимост от знака на f'. Единицата за измерване на пречупвателната сила се нарича д и о п т ъ р (Д, D). За да се получи пречупвателна сила в диоптри от горната формула, f' трябва да се измери в *м*. Пречупвателната сила 1 D има леща с фокусно разстояние 1 *м*. Пречупвателната сила на сферична пречупваща повърхнина е

$$L = \frac{n'}{f} = \frac{n' - n}{r}$$

За центрирана оптична система от две лещи е в сила

$$\frac{1}{f'} = \frac{f_2 + f_2' - d}{f_1' f_2'} = \frac{1}{f_1'} + \frac{1}{f_2'} - \frac{d}{f_1' f_2'}, \tag{1}$$

а за нейната пречупвателна сила се получава

$$L = L_1 + L_2 - d L_1 L_2, \tag{2}$$

където d е разстоянието между лещите.

Ако двете лещи са допрени или слепени, то $d = 0$ и

$$\frac{1}{f'} = \frac{1}{f_1'} + \frac{1}{f_2'},$$

или за пречупвателната сила се получава

$$L = L_1 + L_2. \tag{3}$$

т. е. *общата пречупвателна сила на две допрени лещи е равна на алгебричния сбор от пречупвателните сили на отделните лещи.*

Тази зависимост може да се обобщи и за оптична система, която се състои от повече допиращи се лещи:

$$\varphi = \varphi_1 + \varphi_2 + \varphi_3 + \ldots$$

Важен е също така и случаят, при който оптичният интеграл Δ е равен на нула. Това значи, че задният фокус на първата леща съвпада с предния фокус на втората леща. В този случай

$$d = f_1 + f_2', \quad f' = \infty$$

и

$$\varphi = 0.$$

Еквивалентните фокуси на такава система се намират в безкрайност и пречупващата ѝ сила е нула. Такава *система* се нарича *телескопична.*

§ 294. Недостатъци на оптичните системи

Всички зависимости, които бяха изведени дотук, са верни за идеална оптична система, т. е. такава, при която светлинният източник има безкрайно малки размери, намира се безкрайно близко до оптичната ос и върху оптичната система падат лъчи, които сключват с нея безкрайно малки ъгли. Тези зависимости се наричат още *закони на параксиалната оптика.* Те са приложими към реалните оптични системи в първо приближение.

Образът на точка, получен от реална оптична система, не е точка, а някакво размито петно, чиито размери могат да бъдат в някои случаи и доста големи. Образът на равнина в по-голяма или по-малка степен е неравнинен. Също така образът до някоя степен не е подобен на предмета и понякога е оцветен.

Недостатъците на оптичните системи, които са причина за получаването на размити, изкривени и оцветени образи, се наричат *аберации.* Обикновено се полагат усилия оптичните системи да бъдат направени така, че да дават образи с най-малки недостатъци. Аберациите се разделят на няколко вида: *сферична аберация, кома, астигматизъм, изкривяване на полето, дисторсия и хроматична аберация.* Тук тяхното влияние ще бъде разгледано поотделно.

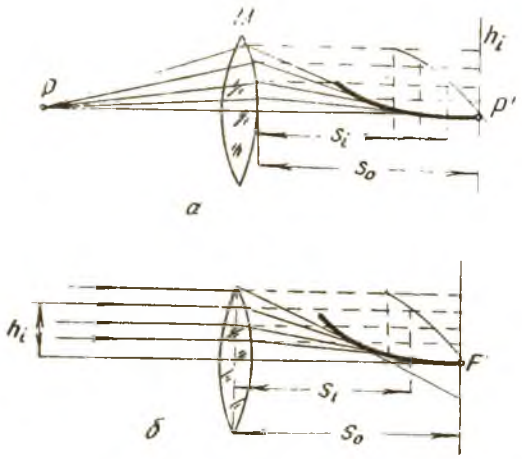
§ 295. Сферична аберация

Сферичната аберация на всяка система се проявява, когато върху системата пада широк светлинен сноп. Светлинните лъчи, след като преминат през оптичната система, не се пресичат в една точка, а пресичат оптичната ос в точки, които лежат на различно разстояние от оптичната система (фиг. 521 *а*). В някои случаи крайните лъчи се пресичат в точки, които лежат по-близо до системата, отколкото точката P, в която се пресичат лъчите от параксиалната област. На фиг. 521 *б* е представена леща, върху която пада успореден сноп светлина. Парак-

сиалните лъчи (близките до оптичната ос) се пресичат в точка F'. Лъчите, които са по-отдалечени от оптичната ос, пресичат оптичната ос в точки, които са на различно разстояние s_i от лещата. Разликата между разстоянията s_i на тези точки и разстоянието $s_o = f'$ на точката, получена от пресичането на параксиалните лъчи (това е фокусното разстояние), определя стойността на *надлъжната сферична аберация*

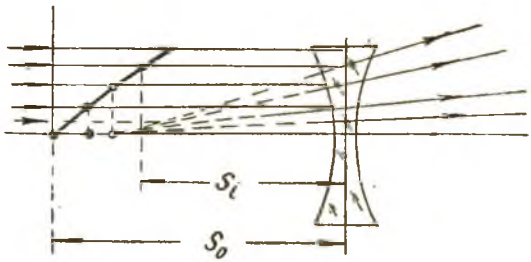
$$\Delta s_i = s_i - f'$$

за съответния лъч, който се намира на разстояние h от оптичната ос. Повърхнината, която обвива пречупените лъчи, се нарича *каустика*. На фиг. 521 *а* и 521 *б* е показано сечението на каустичната повърхнина с равнината на чертежа.



Фиг. 521. Сферична аберация
а — при точков светлинен източник, *б* — при успореден светлинен сноп

Когато $\Delta s_i < 0$, *системата* се нарича *недоизправена* (*недокоригирана*) по отношение на сферичната аберация. В обратния случай, когато $\Delta s_i > 0$, тя е *преизправена* (*прекоригирана*). При всички прости събирателни лещи сферичната аберация е недоизправена (фиг. 521 *б*), а при всички разсейвателни лещи тя е преизправена (фиг. 522).



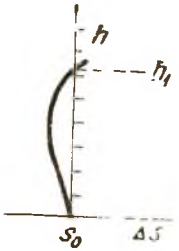
Фиг. 522. Сферична аберация при разсейвателни лещи

За да се получи система, която да няма или да притежава твърде малка сферична аберация, трябва да се използува комбинация най-малко от две лещи — събирателна и разсейвателна. В действителност сферичната аберация се коригира задоволително чрез система от повече лещи.

Графично надлъжната сферична аберация се представя, като по ординатната ос се нанася височината h на пресечната точка на светлинния лъч с лещата, а по абсцисната ос — стойността на надлъжната сферична аберация Δs. На фиг. 523 е представена графиката на коригирана оптична система. Вижда се, че при коригираната оптична система лъчите, които пресичат системата на височина h_1, не притежават сферична аберация, а стойността на сферичната аберация за останалите лъчи е много малка.

Нека се разгледа един светлинен лъч, успореден на оптичната ос

(фиг. 524), който пресича оптичната система на височина h_1 и след като се пречупи, пресича оптичната ос в точката A' под ъгъл u'_1. Точката A' нека е на разстояние $\Delta s'$ от точката F', в която се пресичат парак-



Фиг. 523. График на сферична аберация на коригирана оптична система

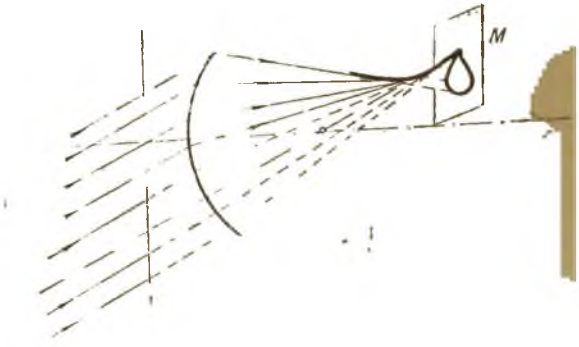


Фиг. 524. Надлъжна и напречна сферична аберация

сиалните лъчи, успоредни на оптичната ос, а лъчът MA нека има надлъжна сферична аберация $\Delta s'$. През точката F' се прекарва равнина, перпендикулярна на оптичната ос. Лъчът MA' пресича тази равнина в точка B' на разстояние $\Delta z'$ от точката F'. Величината $\Delta z'$ се нарича *напречна сферична аберация*. Тя определя радиуса на размитото петно, което е образът на точката, получен върху равнината $B'F'$.

§ 296. Кома. Синусово условие

В широк смисъл *кома се нарича несиметричността на светлинния сноп в образното пространство*. Тя е присъща на образите на точки, които не лежат върху оптичната ос. На фиг. 525 е показано как възниква комата за успореден светлинен сноп, който пада наклонено към сферичната пречупваща повърхнина. Снопът лъчи, след като се пречупи вместо образ като точка, която трябва да се получи в равнината M, оформя образ, подобен на комета — светла точка с размита опашка. Тази опашка, както се вижда от фигурата, възниква вследствие несиметричността на светлинния сноп, след като се пречупи.



Фиг. 525. Възникване на кома

За да се получи верен образ на тази част от равнината, перпендикулярна на оптичната ос, в която лежи предметът, трябва да бъде изпълнено *синусовото условие на Абе*:

$$n\,l \sin u = n'\,l' \sin u',$$

където l и l' са напречните размери на образа и предмета; n и n' — показателите на пречупването на съответните среди, в които се намират образът и предметът; u — ъгълът, който сключва падащият лъч с оптичната ос; u' — ъгълът, който сключва пречупеният лъч с оптичната ос. Когато върху системата пада успореден сноп, синусовото условие се изразява така (фиг. 526):



Фиг. 526. Графично представяне на отклонението от синусовото условие

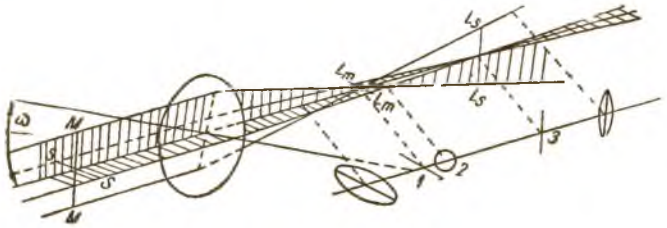
$$f' = \frac{h}{\sin u'} = \text{пост.},$$

т. е. отношението е постоянно за различни стойности на h. Две спрегнати точки, за които е изпълнено синусовото условие и е отстранена сферичната аберация, се наричат *апланатични точки.* Графично отклонението от синусовото условие се представя, като по ординатната ос се нанася h, а по абсцисната — големината на отклонението r от синусовото условие (фиг. 526):

$$r = \frac{h_1}{\sin u'_1} - f'$$

§ 297. Астигматизъм

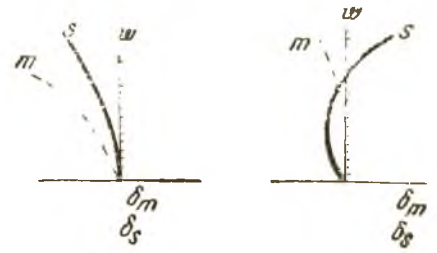
Астигматизъм се получава при успореден светлинен сноп, който пада върху оптичната система наклонено към оптичната ос (фиг. 527). Нека през главния лъч на този сноп се прекарат две взаимно перпендикулярни равнини — *меридионална MM* и *сагитална SS.* Образът на безкрайно отдалечената точка, успоредният сноп от която пада косо към оптичната ос, не се получава като точка, а като две линии. Този недостатък именно се нарича *астигматизъм.*



Фиг. 527. Астигматизъм

Едната от тези две линии L_sL_s се получава в резултат на пресичането на лъчите, които лежат в сагиталната равнина, а другата L_mL_m — от пресичането на меридионалните лъчи. *Сагиталният* и *меридионалният образ* на безкрайно отдалечената точка са перпендикулярни един на друг. Пресечните точки на главния лъч с фокусните линии L_sL_s и

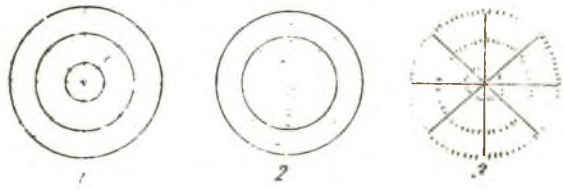
L_mL_m се наричат съответно *сагитален* и *меридионален фокус* на наклонения успореден сноп. Те се намират на различно разстояние от главната равнина на системата. Ако се постави екран на различни места около съответните фокуси, получават се нееднакви по форма и големина размити петна, които са образи на безкрайно отдалечената точка. Когато екранът се намира в *1*, разсеяното петно има вид на права линия, която е разположена перпендикулярно на меридионалната равнина; в положение *3* има също форма на права линия, но разположена в меридионалната равнина; в положение *2*, което се намира на средата между *1* и *3*, разсеяното петно има форма на кръг. Във всички останали положения то има форма на елипса с различно положение на голямата полуос.



Фиг. 528. Графично представяне на астигматизма

Графично астигматизмът се изобразява, като по ординатната ос се нанася ъгълът ω, който главният лъч на наклонения светлинен сноп сключва с оптичната ос, а по абсцисната ос се нанасят разстоянията δ_s на сагиталния образ и δ_m на меридионалния образ, от равнината на *параксиалния образ* — онзи образ, който би се получил, ако системата не притежава астигматизъм (фиг. 528). Сагиталното отклонение се чертае с непрекъсната линия, а меридионалното с пунктирана. Величината $\delta_s - \delta_m$ се нарича *астигматична разлика*.

Астигматизмът не може да се отстрани напълно. На практика или се намалява астигматичната разлика, или астигматизмът се отстранява напълно само за определен ъгъл. Графиките за астигматизма на различните системи са твърде разнообразни. Системи, които са коригирани за астигматизъм, се наричат *анастигмати*.

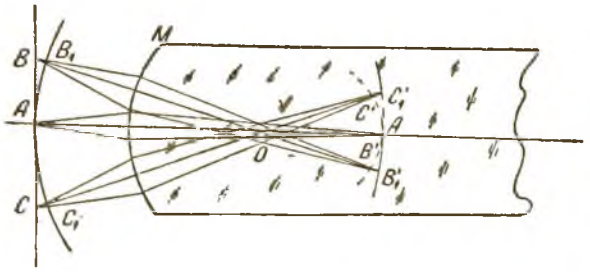


Фиг. 529. Образи на прави линии и концентрични окръжности в меридионалната и сагиталната фокусна равнина

Ако предметът вместо точка е права линия, нейният образ, получен от система, която притежава астигматизъм, е ясен в едно от двете положения — *1* или *3*. Правата линия, разположена в меридионалната равнина, има ясен образ в положение *3* и размит образ в равнината *1*. Ако предметът е фигура като изобразената на фиг. 529 (*1*), в равнината *2* ще се получат ясни образи на концентричните окръжности, а радиално разположените линии ще бъдат размити, а пък в равнината *3* ще се получи обратната картина.

§ 298. Изкривяване на полето. Дисторсия

Обикновено равнината не се изобразява в равнина, а в по-малко или повече изкривена повърхнина. Този недостатък на оптичните системи се нарича *изкривяване на полето*. Докато сферичната аберация, комата и астигматизмът са недостатъци по отношение на остротата на образа и затова могат да бъдат отстранени, изкривяването на полето остава да съществува, и то в значителна степен. Ясна представа за изкривяването на полето се дава на фиг. 530, където посредством сферична пречупваща повърхнина е получен образът на равнина, перпендикулярна на оптичната ос. Концентричната сферична повърхнина B_1AC_1 на сферичната пречупваща повърхнина M има образ, който е също сферична повърхнина $B'_1A'C_1$, тъй като всички нейни точки са еднакво отдалечени от пречупващата повърхнина M. Това следва от равенството



Фиг. 530. Образ на равнина, получен със сферична пречупваща повърхнина

$$\frac{f'}{s'} + \frac{f}{s} = 1,$$

в което $f' = f$ и $s = r$ са постоянни, следователно и s' е постоянно и е радиусът на образа $B'_1A'C'_1$ на сферичната повърхнина. Всички точки от равнината CAB освен точката A са на по-голямо разстояние до оптичната система от съответните точки от сферичната повърхнина B_1AB_1. Техните образи тогава ще бъдат на по-малки разстояния, отколкото тези от образа $C'_1A'B'_1$. Съгласно горното равенство равнината CAB ще се изобрази със закривената повърхнина $C'A'B'$.

Изкривяването на полето е толкова по-голямо, колкото падащият сноп е по-наклонен към оптичната ос. Естествено е, че при светлинен сноп, който пада наклонено, ще се прояви и астигматизъм. Меридионалният и сагиталният образ няма да лежат в една равнина, а в две ротационни повърхнини с общ ерът, който лежи на оптичната ос.

Дисторсията (деформацията на образа) се явява вследствие на това, че напречното увеличение β *не е едно и също за различните точки от равнината, разположена перпендикулярно на оптичната ос.* Образите на равнинните предмети вследствие на дисторсията не са подобни на тях. Когато с отдалечаване на точката от оптичната ос напречното увеличение намалява, фигура с форма квадрат се изобразява като сферичен изпъкнал (бъчвовиден) четириъгълник. Ако напречното увеличение расте с отдалечаването от оптичната ос, квадратът се изобразява

със сферичен вдлъбнат (възглавничковиден) четириъгълник (фиг. 531). Затова първият вид *дисторсия* се нарича *бъчвовидна*, а вторият — *възглавничковидна*. Решаваща роля за появата на единия или другия вид дисторсия, както и за нейното пълно отстраняване играе роля мястото на блендата в оптичната система.



Фиг. 531. Дисторсия

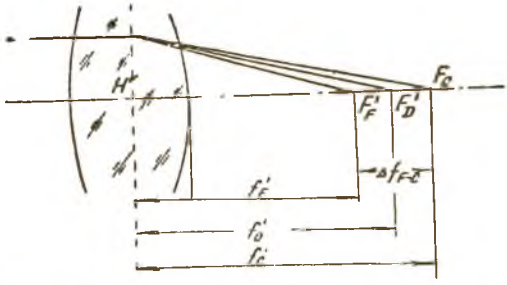
Големината на дисторсията Δ се изразява в проценти:

$$\Delta = \frac{\beta - \beta_0}{\beta} . 100\,\% = \frac{l' - l'_0}{l_0} . 100\,\%,$$

където l' е дължината на образа на предмет с дължина l, а l'_0 е дължината на образа на същия предмет, получен при липса на дисторсия, т. е. получен от идеална оптична система. *Оптичните системи*, при които дисторсията е отстранена, се наричат *ортоскопични*. Дисторсията е сериозен недостатък на оптичните системи и уреди, тъй като нарушава геометричното подобие между предмета и неговия образ. Тя може да се намали, като се подберат подходящо радиусите на пречупващите повърхнини на лещите, техните дебелини, показателите на пречупване и мястото на блендата.

§ 299. Хроматична аберация

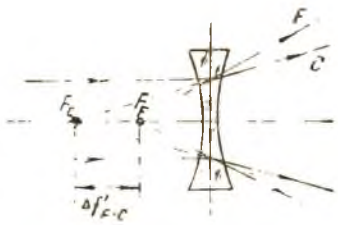
Както вече се отбеляза, бялата светлина се състои от лъчи с различни дължини на вълните. Понеже показателят на пречупването на всяка среда зависи от дължината на вълната, когато лъч бяла светлина преминава през оптична система, той се разлага, поради което образите се оцветяват. Този недостатък на оптичните системи се нарича *хроматична аберация*.



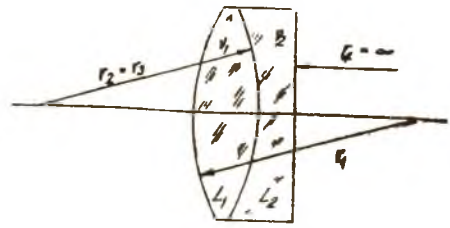
Фиг. 532. Хроматична аберация на събирателна леща

На фиг. 532 е показано пречупването от събирателна леща на светлинен сноп, успореден на оптичната ос. Фокусът на лещата, определен от виолетовите лъчи, се намира по-близо до нея, отколкото фокусът, определен от червените лъчи, понеже червените лъчи се пречупват по-слабо. Нека f'_F и f'_C са съответните фокусни разстояния за *фраунхоферовите линии* F и C. Разликата $\Delta f'_{F-C} = f'_F - f'_C$ се нарича *надлъжна хроматична аберация*. Ако в точката F'_F се постави екран, перпендикулярен на оптичната ос, ще се получи светло петно, оцветено по края

червено. Оцветяването на краищата на образите на предметите се дължи също на разлагането на светлината и се нарича *напречна хроматична аберация* или *хроматична разлика на увеличението*. Хроматичната разлика се счита *недоизправена (недокоригирана)*, ако лъчите с по-къса дължина на вълната пресичат оптичната ос в точка, по-близка до



Фиг. 533. Хроматична аберация на разсейвателна леща



Фиг. 534. Ахромат от две лещи

оптичната система, отколкото точката, в която се пресичат лъчите с по-голяма дължина на вълната, т. е. $\Delta f'_{F-C} < 0$. В обратния случай, когато $\Delta f'_{F-C} > 0$, оптичната система е *преизправена (прекоригирана)*. Събирателните лещи имат недоизправена хроматична аберация, а разсейвателните — преизправена (фиг. 533). При разсейвателните лещи $\Delta f'_{F-C} > 0$, а при събирателните $\Delta f'_{F-C} < 0$, откъдето може да се заключи, че като се комбинират една разсейвателна и една събирателна леща, може да се получи оптична система, която няма хроматична аберация, т. е. $\Delta f'_{F-C} = 0$, каквато *система* се нарича *ахроматична*.

Ахроматична оптична система, съставена от две лещи (фиг. 534), се пресмята по следния начин. От равенството

$$\varphi = \frac{1}{f} = (n-1)\left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2}\right),$$

като се диференцира по n, се получава

$$d\varphi = d\left(\frac{1}{f}\right) = dn\left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2}\right).$$

Като се умножи и раздели дясната му страна с $n-1$ и се вземе пред вид, че $\frac{dn}{n-1} = \frac{1}{\nu}$ ($dn = n_F - n_C$ и ν — коефициент на дисторсия), получава се

$$d\varphi = d\left(\frac{1}{f}\right) = \frac{1}{f_\nu}$$

За система от две слепени лещи бе намерено, че

$$\varphi = \varphi_1 + \varphi_2 \qquad (1)$$

За да няма системата хроматична аберация, трябва

$$d\varphi = d(\varphi_1 + \varphi_2) = d\varphi_1 + d\varphi_2 = 0,$$

или

$$d\varphi = \frac{1}{f_1 \nu_1} + \frac{1}{f_2 \nu_2} = 0. \qquad (2)$$

От уравненията (1) и (2), когато са познати стъклата (ν_1 и ν_2) и пречупващата сила φ на търсения ахромат, могат да се пресметнат пречупващите сили на отделните лещи:

$$\varphi_1 = \varphi \frac{\nu_1}{\nu_1 - \nu_2},$$

$$\varphi_2 = \varphi \frac{\nu_2}{\nu_1 - \nu_2}.$$

Радиусите на сферичните пречупващи повърхнини на лещите се намират по следния начин. За φ_1 и φ_2 са в сила зависимостите

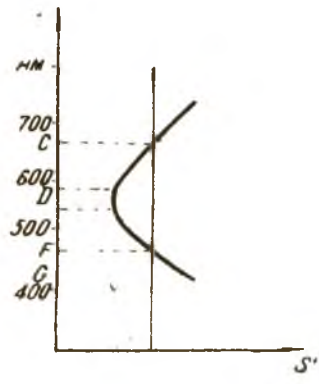
$$\varphi_1 = (n_1 - 1)\left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2}\right) \quad \text{и} \quad \varphi_2 = (n_2 - 1)\left(\frac{1}{r_3} - \frac{1}{r_4}\right).$$

Нека се приеме, че $r_4 = \infty$ и че двете лещи са слепени, следва $r_2 = r_3$. Тогава съответните радиуси на пречупващите повърхнини са

$$r_4 = \infty, \quad r_2 = r_3 = \frac{n_2 - 1}{\varphi_2}, \quad \frac{1}{r_1} = \frac{\varphi_1}{n_1 - 1} + \frac{1}{r_2},$$

$$r_1 = \frac{1}{\frac{\varphi_1}{n_1 - 1} + \frac{1}{r_2}},$$

с което ахроматът от двете лещи е определен.



Фиг. 535. График на вторичен спектър

Когато е изпълнено условието за ахроматизъм на система от две лещи, съвпадат фокусите само за две дължини на вълните (два цвята). За останалите лъчи се получава *остатъчна хроматична аберация* или *вторичен спектър*. Големината на вторичния спектър може да се представи графично, като по ординатната ос се нанася дължината на вълната, а по абсцисната — разстоянието на съответните цветни фокуси от някоя произволно избрана точка от оптичната ос — например от върха на последната пречупваща повърхнина на системата. На фиг. 535 е представен графикът на вторичния спектър на оптична система, чиято хроматична аберация е коригирана за лъчите F ($\lambda = 486$ *нм*) и C ($\lambda = 656$ *нм*). Хроматичната аберация за лъчите F и C се изправя за всички обективи, предназначени за наблюдение с око, и затова се нарича *визуална корекция*.

При оптични апарати, предназначени за фотографски цели, хроматичната аберация се отстранява за лъчите G ($\lambda = 434$ *нм*) и D ($\lambda = 589$ *нм*). Затова се нарича *фотографска корекция*.

Оптични системи, чиято хроматична аберация е отстранена за три цвята, се наричат *апохромати.*

На фиг. 536 са представени схематично разгледаните по-горе аберации на простите оптични системи. На фиг. 536 *а* е показан образът на

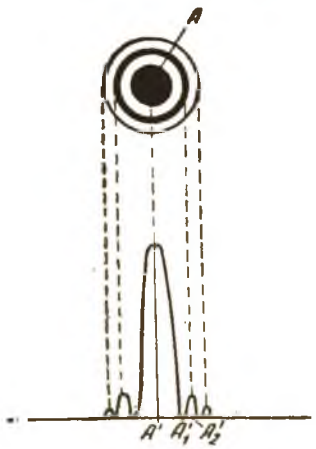


Фиг. 536. Схематично представяне на различните видове аберации

светещи точки, разположени във върховете на квадратна решетка, получен от идеална оптична система; на фиг. 536 *б* образът е получен от система, която притежава сферична аберация, на фиг. 536 *в* — кома, на фиг. 536 *г* — астигматизъм и изкривяване на полето, на фиг. 536 *д* — дисторсия и на фиг. 536 *е* — хроматична аберация.

§ 300. Разделителна способност

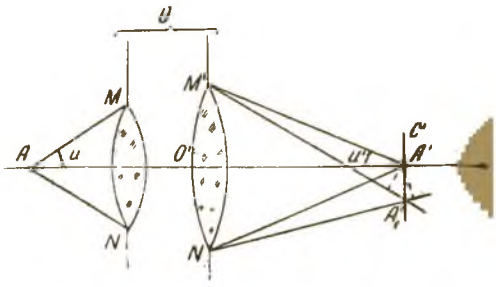
Както вече се видя, вследствие на аберациите, които притежават оптичните системи, образът на точка не се получава точка, а размито светло петно. *Разделителната способност на всеки оптичен инструмент се характеризира с най-малкото разстояние между две точки, от които чрез инструмента се получават разделени образи.* В случай на идеална оптична система, която не притежава никакви аберации, и като се използува монохроматична светлина, физичната оптика показва, че вследствие на дифракцията на светлината образът на точка A е светло петно с център A (фиг. 537), което е обкръжено от последователно наредени светли и тъмни пръстени. Ако използуваната светлина не е монохроматична, а сложна, пръстените са оцветени различно. Подобна картина е образът на звезда, наблюдавана с далекоглед.



Фиг. 537. Разпределение на осветлението в дифракционния образ на точка

Това явление се обяснява по следния начин. Образът на светящата точка A (фиг. 538), разположена върху оптичната ос на системата, нека е A', като той се намира върху същата ос. Сферичната светлинна вълна, излъчена от точката A, след като премине през идеалната оптична система O, остава също сферична с център A и ограничена от изходящия отвор $M'N'$. Съгласно принципа на Хюйгенс всяка точка от сферичната вълна $M'O'N'$ може да се разглежда като източник на светлинни вълни

във всички посоки. Тези светлинни вълни срещат равнината на образа $C'A'A_1'$ в различни точки, където се наслагват една върху друга и интерферират помежду си. За да изгасне светлината напълно в точката A' от равнината на образа, трябва оптичните пътища на лъчите, които се излъчват от последователните точки на половината от сферичната вълна $N'O'$, да се различават с $\frac{\lambda'}{2}$ от оптичните пътища на лъчите, които излизат от другата половина на сферичната вълна $O'M'$. При това условие съответните лъчи от двете части на вълната $M'O'N'$ два по два ще изгасват в точката на пресичането им A_1', тъй като се различават с $\frac{\lambda'}{2}$. Лъчите, които излизат от крайните точки $M'N'$ на сферичната вълна, в такъв случай ще се различават с λ'



Фиг. 538. Схема за извеждане радиуса на първия дифракционен пръстен

$$M'A_1' - N'A_1' = \lambda'.$$

Нека се означи

$$A'A_1' \text{ с } l',$$

тогава

$$M'A_1' = M'A' + l' \sin u',$$

$$N'A_1' = N'A' - l' \sin u'$$

и понеже

$$N'A = M'A',$$

за първото равенство се получава

$$2l' \sin u' = \lambda'.$$

За радиуса на дифракционното кръгче, като се вземе пред вид, че $\lambda = n'\lambda'$, се получава

$$l' = \frac{\lambda}{2n' \sin u'}.$$

Това пресмятане бе направено с някои приближения. Истинската стойност на този радиус, който следва от дифракционната теория, е

$$l' = \frac{1.22\,\lambda}{2n' \sin u'}.$$

Вижда се, че *образът на точката не е точка даже ако се получи с идеална оптична система, а е дифракционно петно с толкова по-малък радиус, колкото изходящият апертурен ъгъл и е по-голям.* Нарастването на апертурния ъгъл, от друга страна, увеличава трудностите за отстраняване недостатъците на оптичната система.

Радиусът на петното е право пропорционален на дължината на вълната на използуваната светлина. Ако се работи със сложна светлина, *дифракционните пръстени*, които се появяват около централното петно, са оцветени.

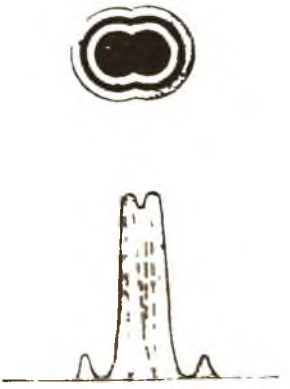
Таблица 29

Разпределение на енергията при дифракция

Последователност на пръстените		Количество на светлината в %
Централно петно		83,78
Светли пръстени	първи	7,22
	втори	2,77
	трети	1,16
	четвърти	0,91
	всички останали	3,86
		100,00

Разпределението на системата на осветлението в образа на точка вследствие на дифракцията е показано на фиг. 538. Тя е максимум в A', намалява твърде бързо при отдалечаването от тази точка, за да стигне до нула в A_1, като разстоянието $A'A_1$ е радиусът на централното светло петно. След това тя расте, стига втори максимум в точка A_2, за която е изпълнено условието $2A'A_2 . \sin u' = 2\lambda'$, намалява отново до нула и т. н. Така около светлото петно се образуват последователни светли и тъмни пръстени. Количественото разпределение на падащата светлинна енергия в централното светло петно и последователните светли пръстени е дадено в табл. 29. От тази таблица се вижда, че по-голямата част от светлинната енергия се съсредоточава в централното светло петно (83,8 %).

Нека в равнината на предмета се изберат две точки на някакво разстояние една от друга, за които се приема, че са *некохерентни монохроматични източници, които излъчват светлина с еднакъв интензитет.* Техните образи, получени от оптичната система, ще бъдат две дифракционни кръгчета с концентрични светли и тъмни пръстени. В случай че двете светли кръгчета се наслагват едно върху друго, образите на двете точки няма да могат да се различат. Най-малкото разстояние, на което трябва да се намират един от друг двата образа, за да се виждат разделени, се дава според Релей от условието *центърът на дифракционното кръгче на единия образ да съвпадне с първия минимум* (края на дифракционното кръгче) *на втория образ* (фиг. 539). Между кръгчетата се получава минимум осветление, равен на $\frac{3}{4}$ от максималната степен на осветление на отделните кръгчета, което условие е достатъчно, за да се видят двете светли кръгчета разделени едно от друго. Следователно *най-малкото разстояние между образите на две точки, които могат да се видят разделено, е равно на радиуса на светлото централно дифракционно кръгче:*



Фиг. 539. Дифракционни минимуми и максимуми на два точкови образа

$$l' = \frac{1{,}22 \cdot \lambda}{2n' \sin u'},$$

или

$$n' l' \sin u' = 0{,}61\,\lambda.$$

Когато системата е апланатична, изпълнено е синусовото условие

$$n\, l \sin u = n'\, l' \sin u',$$

като величината $n \sin u = A$ се нарича *числена апертура*. Тогава

$$l = \frac{0{,}61\,\lambda}{A},$$

където l е най-малкото разстояние между двете различни точки и се нарича *граница на разделянето*, а $\frac{1}{l} = P$ — *разделителна способност*.

Колкото числената апертура на някой оптичен инструмент е по-голяма и колкото дължината на вълната е по-малка, толкова неговата разделителна способност е по-висока. Разделителната способност може да се изрази освен с линейното разстояние между двете точки също и в ъглови единици — ъгловата стойност на линейното разстояние между точките. Действителната разделителна способност зависи освен от дифракцията на светлината още и от степента на различните аберации на оптичната система. Разделителната способност е най-добрият критерий за качеството на оптичните уреди.

§ 301. Оптични апарати

а. Човешко око. Човешкото око има приблизително ябълковидна форма с диаметър 25 *мм*. То лежи в костна кухина и благодарение на шест симетрично разположени мускула може да се върти в различни посоки. Окото има три обвивки. Най-външната обвивка се нарича *склеротика*. Тя придава формата на окото, като в предната си част преминава в по-изпъкнала и прозрачна *рогова обвивка* или *роговица*. Втората обвивка е *хориоидеята*. Тя се състои от гъста мрежа кръвоносни съдове, а в предната част на окото преминава в *ирис*, който има отвор в средата, наречен *зеница*. При обикновена осветеност диаметърът на зеницата се мени между 2 и 8 *мм*. Третата обвивка, която покрива цялото очно дъно с изключение на предната част на окото, носи името *ретина*. В нея се разклонява зрителният нерв под формата на *пръчици*, чрез които се получава само светлинно усещане, и *клъбца*, чрез които се възприемат и цветовете. В предната част на окото непосредствено зад зеницата се намира *очната леща — кристалинът*.

Оптичната система на окото се образува от *роговицата*, *камерната вода* с показател на пречупването $n = 1{,}336$, която изпълва про-

странството между роговицата и лещата, и самата *очна леща* (фиг. 540). Двете фокусни разстояния на тази оптична система не са равни, понеже показателите на пречупването на оптичните среди, които се намират от двете й страни, са различни. Предметите, които се намират на различно разстояние от окото, се наблюдават ясно, като се изменя пречупвателната сила на кристалина, което се постига, като се променят радиусите на пречупващите му повърхности. Този процес се нарича *акомодация*. Пречупвателната сила на кристалина на окото е от 19 *D* при *акомодационен покой (максимална акомодация)* до 33 *D* при *максимална акомодация*, а на окото съответно 59 и 73 *D*.



Фиг. 540. Схема на око

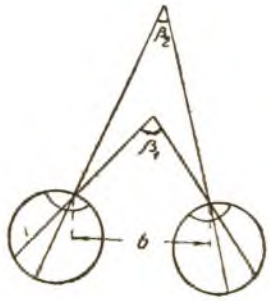
За да се опростят пресмятанията при чисто оптични задачи, пречупващата система на окото се заменя с така нареченото *редуцирано око*, което се смята, че е съставено само от една пречупваща повърхнина между въздуха и стъкловидното вещество. Редуцираното око има следните данни (по А. Гулдщранд):

Пречупвателна сила	58 *D*
Дължина на окото	22 *мм*
Радиус на пречупващата повърхност	5,7 *мм*
Показател на пречупващата среда	1,33
Радиус на ретинната повърхност	9,7 *мм*

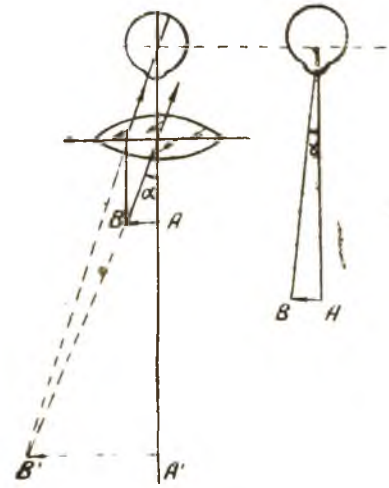
Важна характерна величина за окото е и неговата *разделителна способност*, която се определя със стойността на най-малкия ъгъл, под който две точки се възприемат от него все още разделено. Разделителната способност на окото е свързана с анатомичното устройство на ретината, върху която се получава образът. Тя се състои от окончанията на зрителния нерв, чиито разклонения са подредени подобно на пчелна пита. Средното сечение на отделното разклонение — килийка — на зрителния нерв е 0,005 *мм* = 5 *мкм*, а задното фокусно разстояние на окото е 17 *мм*. За да се видят разделени образите на две точки, те трябва да попаднат върху две различни килийки, които при това са разделени поне с една нераздразнена килийка. При тези условия за разделителната способност на окото се получава ъгъл около една минута. За да се различават още по-големи подробности върху предмета, той трябва да се доближи повече до окото, понеже при това се получава по-голям образ върху ретината. Възможността да се приближават предметите обаче е ограничена от способността на окото да *акомодира*. За нормално око най-удобно е разстоянието между предмета и него да бъде 25 *см* — *разстояние на най-ясното виждане*. Затова по-нататъшното разпознаване на дребни подробности върху предметите се постига с помощта на различни оптични уреди.

Когато се наблюдава с двете очи, те се насочват към наблюдаваните предмети *конвергентно*, вследствие на което се явява малка разлика в образите на обекта в двете очи (фиг. 541).

Ъгълът β, който сключват зрителните оси, прекарани от обекта към двете очи, се нарича *ъгъл на конвергенцията*. Той зависи от разстоянието между двете очи и разстоянието от предмета до очите. При постоянно разстояние между очите по големината на ъгъла на конвергенцията може да се съди за далечината на предмета. Затова наблюдаваното пространство се възприема с дълбочина, като такова *гледане* се нарича *стереоскопично*.



Фиг. 541. Стереоскопично гледане



Фиг. 542. Увеличение на лупа

б. Лупа. Това е най-простият оптичен апарат. Тя служи да се наблюдават различни предмети под ъгъл, по-голям от ъгъла, под който те се виждат с просто (невъоръжено) око. Недействителният образ на предмета при лупата се получава на разстояние на най-ясното виждане или в безкрайност. В последния случай окото наблюдава предметите през лупата без акомодационно напрежение.

Лупата се състои от една или няколко лещи с фокусно разстояние обикновено между 100 и 10 *мм*. Най-простата лупа е една събирателна леща. На фиг. 542 е показано как се получава образът $A'B'$ на предмета AB с една проста лупа. Предметът е поставен между фокуса и лещата. Образът AB' е увеличен, прав и недействителен. Той се вижда от окото под ъгъл α'.

Увеличение на лупата се нарича стойността на отношението от тангенса на ъгъла α', под който се наблюдава предметът през лупата, към тангенса от ъгъла α, под който се наблюдава същият предмет от разстояние на най-ясното виждане — 25 *см*:

$$\gamma = \frac{\operatorname{tg}\alpha'}{\operatorname{tg}\alpha}.$$

Като се вземе пред вид, че при наблюдаване с нормално, неакомодирано око предметът трябва да бъде поставен в предната фокална равнина, следва, че $\operatorname{tg}\alpha' = \frac{AB}{f}$ и $\operatorname{tg}\alpha = \frac{AB}{d}$, за увеличението на лупата се получава

$$\gamma = \frac{d}{f}.$$

Разделителната способност на системата лупа — око се определя от най-малкото разстояние между две точки, които тази система може да различи. Разделителната способност на окото е 1′ или 0,0003 *рад*. Следователно окото може да различи две точки, когато те се виждат под ъгъл $\alpha' > 1'$ Когато образът се намира в безкрайност, за малки ъгли се получава

$$\operatorname{tg}\alpha' \cdot \alpha' = \frac{AB}{f}.$$

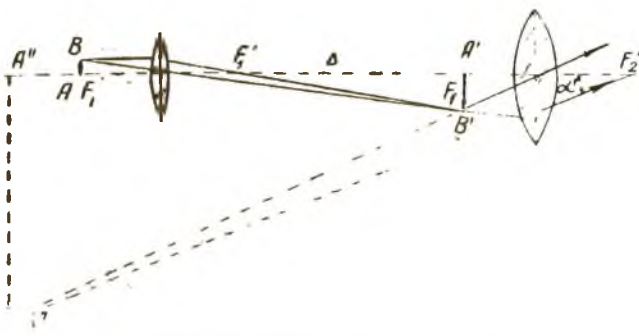
Като се вземе пред вид най-малката стойност на $\alpha' = 0{,}0003$ *рад*, следва, че най-малкото разстояние δ между точките A и B, на което те все още могат да се видят разделени през лупата, е

$$\delta = 0{,}0003\, f.$$

Това разстояние се получава в същите единици, в които е измерено и фокусното разстояние f.

в. Микроскоп. Микроскопът, както и лупата, служи да се наблюдават малки предмети. Предметите, наблюдавани през микроскопа, се виждат под много по-голям ъгъл, отколкото при наблюдение с лупа или с просто око.

Микроскопът се състои от две центрирани оптични системи, всяка от които е съставена от по няколко лещи. Оптичната система, която се намира близо до окото, се нарича *окуляр*, а тази, която се намира към наблюдавания обект — *обектив*. На фиг. 543, която е само принципна схема, обективът и окулярът са изобразени с по една проста леща.



Фиг. 543. Схема на микроскоп

За да се получи с обектива реален, уголемен и обърнат образ $A'B'$, обектът AB трябва да се постави близко до фокуса му, но зад него. С окуляра, който се използува като лупа, се получава прав, недействителен и отново увеличен образ $A''B''$ на обекта-образа $A'B'$. Когато $A'B'$ се намира във фокалната равнина на окуляра, образът $A''B''$ се получава в безкрайност.

В този случай окото може да наблюдава обекта, без да се изморява.

Обективът и окулярът образуват *центрирана оптична система*, чиито елементи могат да се определят от формулите, изведени за центрирана оптична система от две лещи. Разстоянието Δ между задния фокус на обектива и предния фокус на окуляра се нарича *оптичен интервал*. Като се означи с f_1 фокусното разстояние на обектива, а с f_2

фокусното разстояние на окуляра, за фокусното разстояние на микроскопа се получава

$$f = \frac{f_1 f_2}{\Delta}.$$

Общото увеличение на микроскопа е равно на стойността на отношението на тангенса от ъгъла, под който обектът се вижда през микроскопа, към тангенса от ъгъла, под който се вижда с просто око, когато е поставен на разстояние на най-ясното виждане. Понеже микроскопът може да се разглежда като лупа с фокусно разстояние f, то увеличението му е

$$\gamma = \frac{d}{f}.$$

Като се замести f с неговата стойност, получава се

$$\gamma = \frac{d\Delta}{f_1 f_2}.$$

Увеличението на обектива за такова положение на обекта, при което образът $A'B'$ се намира на разстояние Δ от задния му фокус, е

$$\gamma_1 = \frac{A'B'}{AB} = \frac{\Delta}{f_1}.$$

Увеличението на окуляра, разглеждан като лупа, е

$$\gamma_2 = \frac{d}{f_2}.$$

Следователно

$$\gamma = \gamma_1 \gamma_2,$$

т. е. *увеличението на микроскопа е равно на произведението от увеличението на обектива и увеличението на окуляра.* Увеличението на всеки обектив или окуляр е гравирано върху неговата фасунга.

Разделителната способност на микроскопа се пресмята по следната формула:

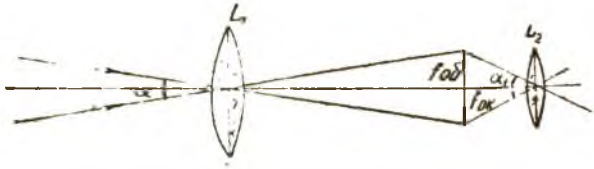
$$\delta = \frac{\lambda}{n \sin u},$$

където λ е дължината на вълната на светлината, с която се наблюдава, n — показателят на пречупването на имерсионната течност или средата, която изпълва пространството между челната леща на обектива и покривното стъкло на препарата, а u е апертурният ъгъл. За да се увеличи разделителната способност на микроскопа, трябва или да се уголеми показателят на пречупването на имерсионната течност n, или да се работи със светлина, която има по-къси дължини на вълните. Микроскоп, в който се използува ултравиолетовата светлина, се нарича *ултрамикроскоп*. За наблюдаване на обектите при него се употребява флуоресциращ

екран. Този микроскоп е пригоден повече за микрофотографски цели. Оптичната система на ултрамикроскопа е направена от кварц или флуорит, понеже обикновеното стъкло е непрозрачно за ултравиолетовите лъчи.

При *електронния микроскоп*, в който се използуват електронни лъчи, на които съответствуват дължини на вълните около 0,1 *нм*, са възможни увеличения и над 100 000 пъти.

г. Далекогледна тръба. С далекогледната тръба се наблюдават отдалечените предмети. Тя се състои от обектив L_1 и окуляр L_2 (фиг. 544). От безкрайно отдалечения предмет лъчите идват успоредно, следователно образът му се намира във фокусната равнина на обектива. Този реален и обърнат образ се наблюдава чрез окуляра както през лупа, т. е. той се намира във фокусната равнина на окуляра.



Фиг. 544. Схема на далекогледна тръба

Нека от мястото на обектива предметът да се наблюдава с невъоръжено око под ъгъл α, а през зрителната тръба образът на предмета да се вижда под ъгъл α_1. При тези условия за увеличението на далекогледната тръба се получава

$$\gamma = \frac{\operatorname{tg}\alpha_1}{\operatorname{tg}\alpha} = \frac{f_{об}}{f_{ок}}.$$

Далекогледните тръби са получили много широко разпространение под най-различни форми, като се почне от различните типове бинокли и се завърши с астрономичните телескопи.

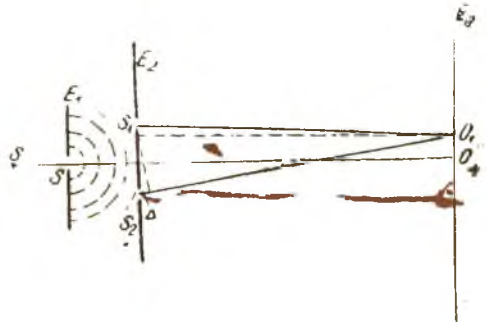
XXXV. ФИЗИЧНА ОПТИКА. ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ И ДИФРАКЦИЯ

§ 302. Интерференция на светлината

Явлението интерференция на светлината е едно от доказателствата за нейния вълнов характер. Английският физик Т. Юнг за пръв път е осъществил опит (1807), при който е наблюдавал интерференция на светлината. Схемата на неговия опит е следната (фиг. 545). Използува се източник S на монохроматична светлина, на чийто път се поставя екран E_1 с малък отвор S'. Съгласно принципа на Хюйгенс този отвор може да се разглежда като нов източник на монохроматична светлина. Колкото отворът е по-малък, толкова този източник се доближава повече до точков източник. Той осветлява на втория екран E_2 два близко разположени отвора S_1 и S_2, симетрични спрямо S', които също могат да се разглеждат като точкови източници на монохроматична светлина. Светлинните лъчи от тези два източника интерферират помежду си и

върху екрана E_3 се наблюдава *интерференционна картина*. В точката O, която е еднакво отдалечена от източниците S_1 и S_2, се събират лъчи с еднакви фази и там светлината се усилва. Тя е светла точка от екрана.

Другите точки от екрана ще бъдат *светли* или *тъмни* в зависимост от *фазовата разлика* между лъчите, които идват от двата източника до тях. Фазовата разлика от своя страна зависи от разликата Δ в пътищата, които изминават тези лъчи. Ако за някоя точка от екрана разликата в пътищата Δ на двата лъча е равна на четен брой полувълни, в тази точка *светлината се усилва*. Ако тази разлика е равна на нечетен брой полувълни, *тя изгасва напълно*.



Фиг. 545. Схема на опита на Юнг

Нека се потърси в кои точки от екрана светлината се усилва и в кои — изгасва. Разстоянието между двата източника S_1 и S_2 нека е d, а разстоянието от тези източници до екрана E_3 нека е L. Точката O_1 се намира на разстояние x от симетрично разположената спрямо двата източника точка O. Нека L е много по-голямо от d. От фиг. 545 следва, че

$$\overline{S_2O_1}^2 = L^2 + \left(\frac{d}{2}+x\right)^2 \quad \text{и} \quad \overline{S_1O_1}^2 = L^2 + \left(\frac{d}{2}-x\right)^2$$

Като се извади второто равенство от първото и се вземе под внимание че $L \gg d$, получава се

$$\overline{S_2O_1}^2 - \overline{S_1O_1}^2 = 2xd$$

или ако се означи

$$\overline{S_2O_1} = l_2 \quad \text{и} \quad \overline{S_1O_1} = l_1,$$

следва

$$l_2^2 - l_1^2 = 2xd,$$

т. е.

$$(l_2-l_1)\,(l_1+l_2) = 2xd \quad \text{или} \quad \Delta = l_2-l_1 = \frac{2xd}{l_1+l_2} \doteq \frac{2xd}{2L} = \frac{xd}{L}.$$

В точките от екрана, за които

$$x_k = \pm \frac{L}{d} 2k \frac{\lambda}{2}, \quad k=0,\ 1,\ 2,\ 3,\ldots,$$

светлината се усилва, а тези, за които

$$x = \pm \frac{L}{d}(2k+1)\frac{\lambda}{2}, \quad k=0,\ 1,\ 2,\ 3,\ldots,$$

тя отслабва. Затова върху екрана симетрично от двете страни на точката O се редуват светли и тъмни ивици.

Ако вместо монохроматична светлина се използува сложна, наблюдаваните върху екрана светли и тъмни ивици са оцветени. Това се дължи на нееднаквите дължини на вълните, които имат лъчите с различни цветове.

Когато за някоя точка от екрана е изпълнено условието за изгасване на един цвят от сложната светлина, останалите цветове остават усилени различно и дават общо съответно оцветяване на тази точка. Точката O, в която всички цветове се усилват еднакво, има същия цвят, както входящото сложно лъчение.

Явлението интерференция се наблюдава сравнително лесно при механичните и звуковите вълни. Защо при светлинните вълни то е открито сравнително късно? Защо светлинни лъчи, получени от два независими светлинни източника, например от две лампи, не могат да интерферират? Причината за това е следната.

За да се наблюдава явлението интерференция при какъвто и да е вълнов процес, фазовата разлика между интерфериращите вълни (лъчи) трябва да остава постоянна. Така например, за да се наблюдава изгасване, тя трябва да е равна на π или изразена във време — на $\frac{T}{2}$. Човешкото око може да види усилванията или отслабванията на светлината, ако те траят сравнително по-дълго време, през което фазовата разлика между интерфериращите лъчи трябва да остава постоянна. Светлинни лъчи, за които фазовата разлика се запазва — не се променя с течение на времето, се наричат *кохерентни*. Оттук следва, че *само кохерентните лъчи могат да интерферират*.

Както ще се види по-подробно по-нататък, светлинните трептения се предизвикват от електроните на атома. Отделният атом излъчва непрекъснато само късо време τ, което е от порядък на 10^{-8} *сек*, след което загасва. За това време той излъчва непрекъсната серия от електромагнитни вълни, след което спира. След някое време същият атом може отново да започне да излъчва, но следващата серия от електромагнитни вълни, които той генерира, няма да бъдат във фаза с предишната.

Лъчите от два светлинни източника не могат да интерферират, тъй като те нямат постоянна фазова разлика помежду си. Това е лесно обяснимо, като се има пред вид колко много атоми излъчват от единия и другия източник и колко малко е времето, през което те излъчват. Между светлинните лъчи може да настъпи интерференция само ако се насложат лъчи, получени от един атом и от една и съща серия на излъчването, т. е. от едно отделно светване на атома. През време на един период на излъчване $\sim 10^{-8}$ *сек* атомът излъчва около 10^7 вълни. Като се приеме, че средната дължина на вълната на видимата светлина е 0,5 *мкм*, за едно излъчване атомът ще отдели една серия електромагнитни вълни, които заемат дължина около 3 *м*.

Следователно *интерференция* ще *може да се наблюдава, ако по ня-*

какъв начин лъчите, отделени от един атом, се раздвоят и след това отново се съберат. Ако обаче разликата между оптичните пътища на двата светлинни снопа е по-голяма от 3 *м*, също не може да се наблюдава интерференция.

Т. Юнг е успял да наблюдава интерференция на светлината, като раздвоил лъчите от един източник и след като изминали различни пътища, отново ги събрал.

§ 303. Оптичен път

Усилването или изгасването при интерференцията на два лъча зависи от тяхната фазова разлика, т. е. колко дължини на вълната е разликата в пътищата им. Но дължината на вълната се променя в зависимост от показателя на пречупването на средата, в която се разпространява светлината. Колкото показателят на пречупването е по-голям, толкова дължината на вълната е по-малка. Действително показателят на пречупването е равен на отношението на скоростите в съответните среди и като се изразят тези скорости чрез съответните дължини на вълните, получава се

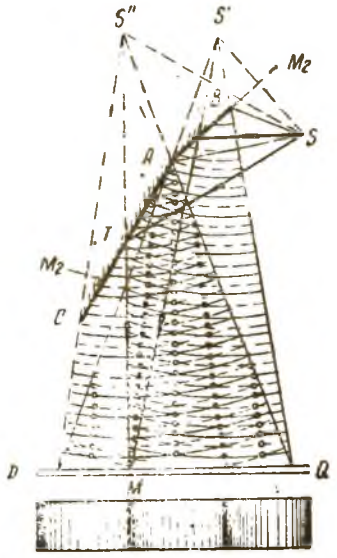
$$n = \frac{v_0}{v} = \frac{\lambda_0}{\lambda}; \quad \lambda = \frac{\lambda_0}{n}.$$

Ако светлината изминава във въздух, където дължината на вълната е λ_0, път — l, в него ще се насложат $N = \frac{l}{\lambda_0}$ дължини на вълните. Но ако пътят l е изминат в среда с показател на пречупването n, където дължината на вълната ѝ е $\lambda = \frac{\lambda_0}{n}$, броят на дължините на вълните, които се съдържат в този път, е $N_1 = \frac{l}{\lambda}$ Ако този брой се изрази с дължината на вълната λ_0 във въздух, получава се $N_1 = \frac{ln}{\lambda_0}$ Както се вижда, на път l във въздуха съответствува път nl в среда с показател на пречупването n. Произведението от геометричния път l и показателя на пречупването n се нарича *оптичен път*. За явлението интерференция е важна разликата между оптичните, а не между геометричните пътища.

§ 304. Огледала и бипризма на Френел

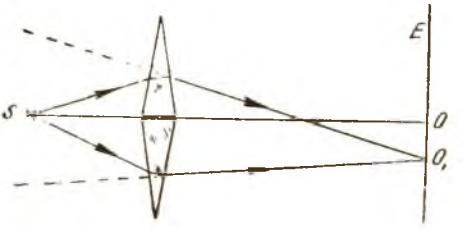
О. Ж. Френел е разработил друг метод за раздвояване на светлинния сноп, излъчен от един източник. Той използувал система от две плоски огледала M_1 и M_2, които сключват помежду си ъгъл, близък до 180° Светлинният сноп от източника S се отразява едновременно и от двете огледала. Така се получават два кохерентни снопа, които като че ли идват от привидните източници S' и S'', които са образи на S. Двата отразени светлинни снопа се наслагват един върху друг и интерферират.

На фиг. 546 са представени отразените от двете огледала светлинни снопове схематично чрез концентрични окръжности с центрове в мнимите образи S' и S'' на източника S. Върховете на вълните са представени с непрекъснати окръжности, а впадините — с пунктирани окръжности.



Фиг. 546. Интерференция от френелови огледала

В местата, където разликата в оптичните пътища е нечетен брой полувълни (наслагат се противопосочни максимуми), светлината изгасва. Тези места са представени на схемата с черни точки. Там, където разликата в оптичните пътища е равна на четен брой полувълни (наслагат се еднопосочни максимуми), светлината се усилва. Тези места на схемата са представени с бели точки.



Фиг. 547. Бипризма на Френел

По аналогичен начин може да се наблюдава интерференционна картина и с *бипризмата на Френел*. Тя се състои от две призми с малък ъгъл на пречупване, долепени с основите си една към друга (фиг. 547). Разходящият монохроматичен светлинен сноп от източника S пада едновременно върху двете призми. След като се пречупи от тях, той се разпространява по-нататък като два сходящи светлинни снопа. Тези два снопа се наслагат един върху друг и върху екрана E дават интерференционна картина. Също и тук при сложна светлина интерференционните ивици са оцветени.

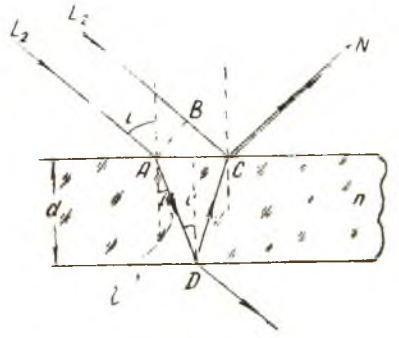
§ 305. Интерференция при тънки пластинки

Когато някоя водна повърхнина е покрита с твърде тънък пласт от друго вещество, той се вижда различно оцветен. Всички тънки прозрачни ципи, като сапунени мехури, ципестите крила на някои насекоми, тънки слюдени пластинки и др., при осветяване се виждат оцветени, което се дължи на интерференцията на светлината.

За да се обясни това явление, нека се разгледа плоскопаралелна пластинка (фиг. 548), чиято дебелина d е от порядък на няколко дължини на вълните. Нека пластинката е от прозрачно вещество с показател на пречупването n и е поставена във въздух. Най-сетне нека върху нея

пада успореден, монохроматичен светлинен сноп, от който се разглежда само ходът на лъчите L_1 и L_2.

Лъчът L_1 пада върху първата гранична повърхност на пластинката в точка A под ъгъл i, пречупва се под ъгъл i' и пада върху втората гранична повърхност в точка D. Част от него се пречупва отново, като излиза във въздуха, а друга част се отразява, пада върху първата гранична повърхност в точката C и се пречупва в посока CN. Другият лъч L_2 се избира така, че той пада върху пластинката в точка C. След като се отрази от първата гранична повърхност на пластинката, той има същата посока CN.



Фиг. 548. Интерференция при отражение от плоскопаралелна пл стинка

Двата лъча, които са отразени в посоката CN, са кохерентни и като се насложат, те интерферират помежду си. В зависимост от тяхната фазова разлика в тази посока се получава усилване или изгасване.

Фазовата разлика между двата лъча може лесно да се определи. Тя зависи от разликата между оптичните пътища на двата лъча или все едно от броя на вълните, с които избързва или изостава единият лъч спрямо другия.

Разликата в оптичните пътища на двата лъча, отразени в посока CN, е

$$\Delta = n(\overline{AD}+\overline{DC})-\overline{BC}.$$

Като се вземе пред вид, че $\overline{AD}=\overline{DC}=\frac{d}{\cos i'}$

и

$$\overline{BC}=\overline{AC}\sin i = 2d\,\mathrm{tg}\,i'\sin i,$$

получава се

$$\Delta = n(\overline{AD}+\overline{DC})-\overline{BC} = \frac{2nd}{\cos i} - 2d\,\mathrm{tg}\,i'\sin i.$$

Но тъй като

$$\sin i = n.\sin i',$$

следва

$$\Delta = 2d\,n\cos i' = 2d\sqrt{n^2-\sin^2 i}. \qquad (1)$$

Като се вземе пред вид, че лъчът L_2 при отражението си от по-плътна среда в точката C променя фазата си с π или $\frac{\lambda}{2}$, резултатът от интерференцията в посоката CN се определя от стойността на величината

$$\delta = \Delta - \frac{\lambda}{2}.$$

Към разликата от оптичните пътища на двата лъча се прибавя $\frac{\lambda}{2}$. Следователно, когато дебелината на пластинката d има такава стойност, че при ъгъл на падането i разликата Δ в оптичните пътища е четен брой полувълни, *светлината изгасва*, а ако е равна на нечетен брой полувълни, *тя се усилва*.

Ако върху пластинката вместо монохроматична пада сложна светлина, наблюдаваната интерференционна картина ще бъде оцветена, както при опита на Френел.

Ако дебелината d на пластинката е значително по-малка от $\frac{\lambda}{2}$, във формулата за δ може да се пренебрегне Δ. Тогава разликата δ е равна на $\frac{\lambda}{2}$ за всички цветове и не зависи от посоката на отразените лъчи. Такава пластинка изглежда тъмна. Ако пластинката не е навсякъде еднакво дебела, местата с дебелина, по-малка от $\frac{\lambda}{2}$, изглеждат тъмни. С това се обясняват тъмните петна, които понякога се наблюдават върху сапунени мехури.

Интерференцията на монохроматична светлина от плоскопаралелна пластинка може лесно да се покаже с достатъчно тънка слюдена пластинка, която е навсякъде еднакво дебела, когато се освети под наклон със светлина от натриева или живачна лампа, при което върху екран или на стената се получават интерференционни ивици.

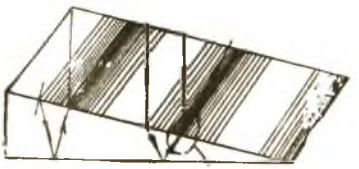
Изгасването на светлината при отражение вследствие на интерференцията се използува да се намаляват загубите на светлина при отражение от различни повърхности на оптичните детайли. Този начин се нарича *просветляване на оптичните повърхности*, т. е. увеличаване на светлината, която преминава през тях.

Оптичните повърхности се просветляват, като върху тях се нанася тънък пласт от подходящо вещество с дебелина, по-малка или около $\frac{\lambda}{4}$. При такава дебелина лъчите, отразени от първата и втората повърхност на пласта (повърхностите пласт — стъкло), ще имат фазова разлика $\frac{\lambda}{2}$ и при интерференцията взаимно ще се загасят. За да бъде изгасването пълно, т. е. да няма отразена светлина, интензитетът на отразените лъчи трябва да бъде еднакъв. Това се получава при условие, че $n' = \sqrt{n}$, където n е показателят на пречупването на лещата, а n' — показателят на пречупването на противоотражателния пласт. Разбира се, че пълно изгасване не може да се получи едновременно за всички дължини на вълните, затова просветлените оптични повърхности, когато се наблюдават в отразена светлина, имат виолетовокестеняв цвят.

§ 306. Ивици на еднаква дебелина

Нека да разгледаме по-подробно светлината, отразена от плоскопаралелна пластинка. Както бе показано, усилването или изгасването на отразената светлина зависи от разликата δ, която от своя страна е функция на дебелината на пластинката d, ъгъла на падането i на светлинните лъчи и показателя на пречупването n на веществото, от което е направена пластинката. Приемаме при това, че веществото, от което е направена пластинката, е хомогенно — навсякъде показателят на пречупването му има постоянна стойност. Като приемем, че и ъгълът на падането i е постоянен, получава се, че δ зависи само от дебелината d на пластинката.

Ако дебелината d е също постоянна, падащият успореден сноп светлина под ъгъл i ще се отрази, като всички отразени лъчи от горната и долната повърхност на пластинката ще имат еднакви разлики в оптичните пътища.



Фиг. 549. Интерференционни ивици от клин

Затова всички те или ще се усилят, или ще изгаснат, т. е. в случая не се наблюдават интерференционни тъмни и светли ивици, а пластинката се вижда равномерно осветлена.

Друга картина се получава, ако дебелината на пластинката намалява равномерно в определена посока. Такава пластинка се нарича *оптичен клин*. Такъв клин от въздух може лесно да се получи, като се вземат две стъклени пластинки, които сключват помежду си малък ъгъл (фиг. 549). Нека върху такъв клин да пада нормално ($i = 0$) монохроматичен светлинен сноп, при което лъчите, отразени от първата и втората пластинка, интерферират помежду си. За оптичната разлика в този случай се получава

$$\delta = \Delta + \frac{\lambda}{2} = 2d + \frac{\lambda}{2},$$

тъй като $\sin i = 0$, $n = 1$, и като се приеме, че първият лъч се отразява от гранична повърхност с по-малък показател на пречупване, а вторият — от гранична повърхност с по-голям показател на пречупване.

Отразените лъчи се усилват, ако $2d + \frac{\lambda}{2}$ е равно на четен брой полувълни, а изгасват, ако е равно на нечетен брой. Следователно в местата на клина, които имат дебелина, определена от условието

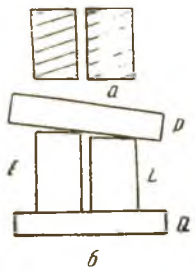
$$2d = (2k + 1)\frac{\lambda}{2},$$

светлината се усилва, а в местата с дебелина d_1, определена от равенството

$$2d_1 = 2k\frac{\lambda}{2},$$

тя изгасва. Тук k е цяло положително число.

От това следва, че ако клинът се наблюдава в отразена монохроматична светлина, върху него се получават равномерно разположени светли и тъмни ивици, успоредни на ръба на клина. Понеже тези ивици възникват в местата на клина с еднаква дебелина, те се наричат *ивици на еднаква дебелина*. Тези ивици се използуват за проверка равнинността на повърхностите, да се сравняват с голяма точност дължините на два еталона и в редица други случаи.

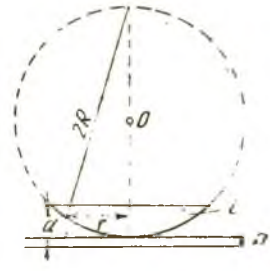


Фиг. 550. Сравняване на две дължини чрез интерференция на светлината

На фиг. 550 *б* е показано как се сравняват две дължини чрез ивиците на еднаква дебелина. Еталонът E и сравняваната дължина L се поставят върху равнинна повърхност Q, а отгоре върху тях се поставя плоскопаралелна пластинка P. Ако двете дължини са еднакви, пластинката долепва върху техните добре полирани краища, а ако те не са равни, между пластинката и техните равнинни краища се образува въздушен клин. По появилите се интерференционни ивици (фиг. 550 *а*) и по тяхната правилност се съди за еднаквостта на двете дължини и за равнинността на краищата на еталоните.

§ 307. Нютонови пръстени

Те се получават при образуването на въздушен клин от една стъклена пластинка P и една леща L с голям радиус на пречупващата ѝ сферична повърхност. Ивиците на еднаква дебелина, които се получават, когато този клин се осветли с монохроматична светлина, са концентрични пръстени. Те не се разполагат равномерно един спрямо друг, тъй като въздушният клин, получен между сферичната леща и стъклената пластинка, не е равномерен, неговият ъгъл непрекъснато се променя. Колкото е по-голям радиусът на пръстените, толкова те са разположени по-близо един до друг (фиг. 551).



Фиг. 551. Схема на уредба за получаване на нютонови пръстени

Зависимостта между радиуса на пръстена r, дебелината d на въздушния клин в мястото на пръстена и радиуса R на сферичната пречупваща повърхност на лещата е следната:

$$r^2 = d(2R - d),$$

или като се пренебрегне d^2 като много по-малко спрямо $2Rd$, се получава

$$2d = \frac{r^2}{R} = 2k\frac{\lambda}{2}.$$

Следователно в отразената светлина ще се наблюдават тъмни пръстени, когато

$$r = \sqrt{2kR\frac{\lambda}{2}}.$$

а светлите пръстени ще се наблюдават в онези места с дебелина d, определена от равенството

$$2d = (2k + 1)\frac{\lambda}{2}.$$

В центъра на интерференционната картина, в мястото, където се допира пластинката със сферичната повърхност на лещата, се получава тъмно петно. Първият светъл пръстен лежи при $d = \frac{\lambda}{4}$ На фиг. 552 е показана фотография на нютонови пръстени.

От формулата за радиусите на нютоновите пръстени се вижда, че колкото дължината на вълната, в която те се наблюдават, е по-малка, толкова е по-малък и техният радиус. От това следва, че когато се използува сложна светлина, пръстените са оцветени, при което вътрешният им край е виолетов. Централното поле за всички цветове остава черно, тъй като там всички лъчи претърпяват промяна на фазата с $\frac{\lambda}{2}$.



Фиг. 552. Нютонози пръстени

Нютоновите пръстени се използуват при някои методи за определяне дължината на вълната на светлината, един от които е описан в ръководството за лабораторни упражнения. Те намират широко приложение и при изработването на оптични повърхности. За да се получат качествени оптични апарати, повърхностите на лещите и огледалата им трябва да бъдат изработени с голяма точност. В най-добрите оптични инструменти отклонението на тези повърхности от еталонните не трябва да бъде по-голямо от десета, дори стотна от средната дължина на вълните на видимата светлина.

Еталонната повърхност, която трябва да отговаря на пресметнатата, се изготвя с възможната най-голяма точност. Тази повърхност служи по-нататък при серийното производство на лещи или призми да се сравняват с нея изработените повърхности. Това става, като върху еталонната повърхност се поставя изработената. Между двете повърхности се образува тънък въздушен пласт и по интерференционните ивици, които възникват в отразената светлина, се заключава дали сравняваната повърхност е точно равна на еталонната или къде и в каква посока тя се отклонява от нея. Ако такива отклонения липсват, цялата повърхност е осветена равномерно.

§ 308. Ивици на еднакъв наклон

Нека плоскопаралелната пластинка има навсякъде една и съща дебелина d. От условието

$$\Delta = 2d\sqrt{n^2 - \sin^2 i},$$

тъй като n е постоянно, следва, че при отражение на светлината лъчите могат да получат различна оптична разлика само ако падат под нееднакъв ъгъл. Фазовата разлика е една и съща за всички лъчи, които падат под еднакъв ъгъл към повърхността на пластинката, т. е. имат един и същ наклон. Интерференционните минимуми и максимуми се насочват по направления, които имат един и същ наклон, затова те се наричат *ивици на еднакъв наклон*.

От фиг. 548 се вижда, че отразените лъчи от горната и долната повърхност на плоскопаралелната пластинка са успоредни помежду си. Те се събират един с друг теоретично в безкрайност и там трябва да се очаква, че ще си взаимодействуват, като се получат съответно тъмни и светли интерференционни ивици. Следователно получените ивици на еднакъв наклон са разположени в безкрайност, докато, както се видя, ивиците на еднаква дебелина са разположени върху повърхността на клина.

За да се наблюдават ивиците на еднакъв наклон, окото трябва да бъде акомодирано на безкрайност. Успоредните лъчи, които падат върху окото, се пречупват от неговата оптична система, събират се във фокалната равнина и интерферират помежду си. За да се получат интерференционни ивици на еднакъв наклон, може да се използува и тънка слюдена пластинка с еднаква дебелина. Върху нея се насочват под различни ъгли монохроматични лъчи от точков светлинен източник, например от натриева лампа, обвита с черен кожух с малък отвор в него. В отразената от слюдената пластинка жълта светлина върху екран се наблюдават интерференционни ивици с форма на концентрични пръстени.

Ивиците на еднаква дебелина и на еднакъв наклон, които се получават при отразена светлина, могат също така да се получат и със светлина, преминала през пластинката.

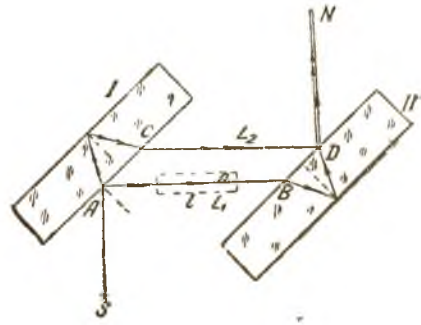
§ 309. Интерферометри

Явлението интерференция на светлината се използува в редица измерителни апарати, наречени *интерферометри*. При интерференционните измервания обикновено се наблюдава преместването на интерференционната ивица, когато оптичната разлика между двата интерфериращи лъча се изменя. Нека се разгледа отново опитът на Юнг (фиг. 545). Ясно е, че първите максимуми, първите светли ивици, разположени симетрично от двете страни на нулевия максимум, се получават при разлика λ в оптичните пътища на двата лъча. Вторите ивици се получават, когато тази разлика е 2λ и т. н. Следователно, ако по някакъв начин съществуващата разлика между оптичните пътища на интерфериращите лъчи се промени с λ, всяка интерференционна ивица, получена върху екрана, ще се придвижи в съответната посока, като ще заеме мястото на съседната такава — светлата интерференционна ивица ще се придвижи и ще заеме мястото на съседната светла ивица, а тъмната — на съседната

тъмна. Ако разликата в оптичните пътища се промени с $\frac{\lambda}{2}$, в този случай светлите интерференционни ивици ще се преместят и ще заемат местата на съседните тъмни ивици.

Като се има пред вид, че с око може да се прецени лесно преместването на светла ивица върху тъмна, т. е. при изменение разликата в оптичните пътища с $\frac{\lambda}{2} \doteq 2{,}5 \cdot 10^{-5}$ *см*, следва, че точността, която може да се постигне при интерференционния метод, е от порядък на 10^{-5} *см*.

Разликата между оптичните пътища на двата интерфериращи лъча се получава, като единият лъч претърпи по-голям брой отражения и пречупвания и така изминава по-дълъг оптичен път. При всяко отражение и пречупване интензитетът на лъча се намалява в зависимост от коефициентите на отражение и поглъщане на съответните среди. В момента на разделянето им двата лъча имат еднакви интензитети. Когато те се съберат отново, след като единият от тях е изминал по-дълъг оптичен път, техните интензитети се различават. Разликата в интензитетите им може да стане толкова голяма, че да не може да настъпи забележимо изгасване или усилване. Затова най-добра интерференционна картина се получава, когато интерферират лъчи с еднакви интензитети. Затова, за да се изравнят интензитетите на двата лъча, на пътя на този с по-голям интензитет се поставя компенсатор.



Фиг. 553. Интерферометър на Жамен

Интерферометърът на Ж. Ц. Жамен се състои от две плоскопаралелни пластинки с еднакви дебелини, поставени успоредно една на друга (фиг. 553). Върху първата пластинка пада монохроматичен лъч под ъгъл 45°, който в точката A се разделя на два лъча L_1 и L_2. Лъчът L_1 се отразява по посока на втората пластинка, а лъчът L_2 се пречупва в пластинката, отразява се от втората ѝ страна и отново се пречупва от първата ѝ страна и се насочва към втората пластинка. Двата лъча L_1 и L_2, които падат върху втората пластинка, са успоредни. От втората пластинка лъчът L_1 се пречупва два пъти и един път се отразява, а лъчът L_2 само се отразява. В точката D те се събират отново и понеже са изминали еднакви оптични пътища, те се усилват в посоката DN.

Двете пластинки се подбират достатъчно дебели, за да бъдат лъчите L_1 и L_2 на значително разстояние един от друг. При това условие на пътя на единия от тях, например L_1, може да се постави прозрачно тяло, чийто показател на пречупването се търси. Действително приеме ли се, че лъчът L_2 преминава през въздух с показател на пречупването $n' = 1$, а лъчът L_1 — през прозрачно вещество с по-

казател на пречупването n и дължина l, оптичната разлика между двата лъча е

$$\Delta = l\,(n-1).$$

Ако тази разлика е равна на $k\lambda$, интерференционната картина ще се премести на k интерференционни ивици. При това k може да бъде цяло или дробно число. Като се отчете k и се знае дължината l и дължината на вълната λ на монохроматичната светлина, която се използува, от горното равенство може да се определи n.

Този метод се използува най-често да се определя показателят на пречупването на газове. За тази цел от газа, чийто показател на пречупването n_2 се търси, се напълва тръба, закрита от двете страни с плоскопаралелни пластинки, изработени с точност до десети от дължината на вълната. Тази тръба се поставя на пътя на лъча L_1. На пътя на лъча L_2 се поставя друга също такава тръба, само че изпълнена с въздух или с друг еталонен газ с показател на пречупването n_1. Оптичната разлика, която се получава между двата лъча, се отчита по броя на интерференционните ивици или все едно в дължини на вълните и от равенството

$$(n_2-n_1)\,l = \Delta n\,l = k\lambda$$

се определя разликата в показателите на пречупването.

За да се получи представа за точността на този метод, нека се приеме, че $l=10$ *см*, $\lambda = 5.10^{-5}$ *см* и че е отчетено преместване на интерференционната ивица с $k=0{,}2$. Тогава

$$\Delta n = \frac{k\lambda}{l} = 10^{-6},$$

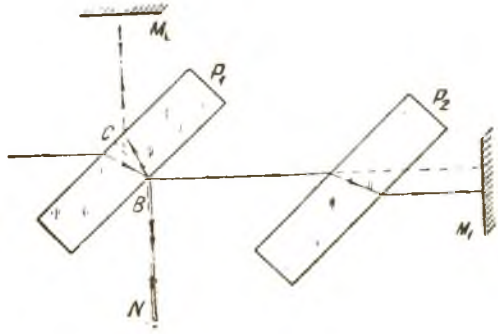
т. е. *интерференционният метод позволява да се определя показателят на пречупването на веществата с точност от порядък на* 10^{-6}.

Интерферометърът на А. А. Майкелсон се състои от една плоскопаралелна пластинка P_1 и две плоски огледала M_1 и M_2 (фиг. 554), поставени перпендикулярно едно на друго. Върху плоскопаралелната пластинка под ъгъл 45° пада монохроматичен сноп светлина, който, след като се пречупи и отрази в точката B, се разделя на два снопа: единият, който се отразява и след това пречупва в точката C, пада върху огледалото M_2 под ъгъл 0° и се връща в обратна посока, след което се пречупва още два пъти от плоскопаралелната пластинка и излиза от нея в посока BN. Вторият сноп пада нормално върху плоското огледало M_1, връща се от него в обратна посока и след това се отразява от пластинката също в посока BN. Тъй като първият сноп преминава три пъти през пластинката P_1, а вторият — веднъж, между двата лъча се създава фазова разлика. За да се премахне тази фазова разлика, на пътя на втория лъч се поставя друга плоскопаралелна пластинка P_2 със същата дебелина и също под ъгъл 45°

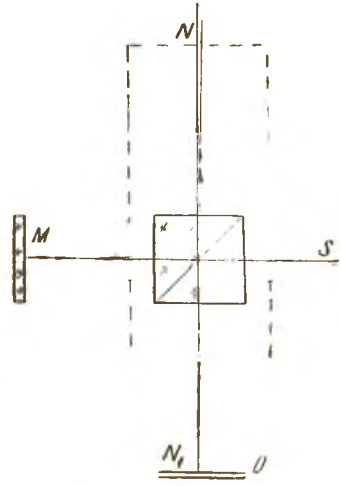
Двата светлинни лъча, които се разпространяват в посока BN, интерферират помежду си, вследствие на което се получават интерфе-

ренционни ивици. Ако едно от огледалата, например M_2, се премести успоредно на себе си на разстояние $\frac{\lambda}{2}$, оптичният път на първия сноп лъчи ще се промени с λ, интерференционната картина ще се измести с една ивица. Като се мести огледалото M_2 от единия край до другия на познатото разстояние и се преброят промените на интерференционните ивици, може да се определи колко дължини на вълните се нанасят в това разстояние. Ако познатото разстояние е еталонният метър, може да се намери колко е дължината на вълната.

Първото сравнение на дължината на светлинната вълна с дължина на нормалния метър е извършено от Майкелсон през 1890—1895 г. Прието е да се използува за еталонна дължина дължината на *червената кадмиева линия*, тъй като тя лесно се възпроизвежда с голяма точност на различни места.



Фиг. 554. Схема на интерферометъра на Майкелсон



Фиг. 555. Интерферометър на Линник

Интерферометърът на В. П. Линник е видоизменение на интерферометъра на Майкелсон. Вместо плоскопаралелна пластинка той използува прозрачен куб, разрязан по една от диагоналните му равнини и след това отново слепен по нея. Тази диагонална равнина се прави полупрозрачна, като се покрива с тънък пласт от сребро.

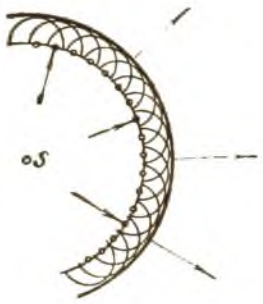
Кубът е малък, така че да може да се поставя в обектива на микроскоп (фиг. 555). Светлинният сноп от източника S, който пада върху диагоналната му равнина, частично се пропуска към плоското огледало M, връща се от него в обратна посока и отново се отразява от полупрозрачния пласт в куба по посока N към окуляра на микроскопа. Другата част от светлинния сноп се отразява в посока N_1 към масичката на микроскопа, където е поставена равнината за изследване, отразява се от нея и се насочва също към окуляра. Двата снопа интерферират и по наблюдаваната интерференционна картина се съди за качеството на изследваната повърхност.

§ 310. Дифракция на светлината

По-рано бе разгледан принципът на Хюйгенс—Френел, който гласи че *всяка точка от вълновата повърхнина* (повърхнина с еднакви фази на светлинните трептения) *е източник на нови вълни, допирателната повърхнина към които е придвиженият вълнов фронт.*

Като се използува този принцип, лесно може да се обясни завиването на светлината зад екран, което явление се нарича *дифракция на светлината.*

Ако в еластична среда се създадат трептения, в нея възниква вълнообразно движение, което се разпространява с определена скорост. Всички точки в хомогенната среда, до които достига вълнообразното движение за едно и също време, образуват *вълнова повърхнина* или *фронт на вълната*, като те трептят в еднакви фази. В изотропна среда, чиито свойства са еднакви във всички направления, фронтът на вълновата повърхнина, излъчена от точков източник, има сферична форма. Ако източникът на вълнообразното движение се намира в безкрайност, вълновата повърхнина е равнина. Затова такива *вълни* се наричат *плоски*. Когато вълната се разпространява в изотропна среда, вълновата повърхнина е винаги перпендикулярна на посоката на разпространение, т. е. перпендикулярна на светлинните лъчи.



Фиг. 556. Вълнов фронт според принципа на Хюйгенс

На фиг. 556 е показано как се построява вълнов фронт според принципа на Хюйгенс. На чертежа е нанесена обвивката на вторичните вълни само по посоката на разпространение на вълновия фронт. Кирхоф доказа, че интензитетът на тези елементарни вълни е най-голям по посока на нормалата към вълновата повърхнина, по посока на разпространение на вълната.

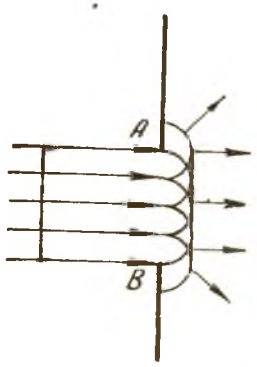
Нека върху отвора AB (фиг. 557) да пада плоска монохроматична светлинна вълна. Когато тя достигне до AB, всички точки от отвора стават центрове на нови елементарни вълни. От фигурата се вижда, че обвивката на тези елементарни сферични вълни е плоска само в средата, а в двата края те дифрактират, завиват се. Светлинните лъчи дифрактират, тъй като те са нормални на вълновата повърхнина. Разпространението на светлината в този случай не е праволинейно.

Как се обяснява според принципа на Хюйгенс праволинейното разпространение на светлината? На този въпрос за първи път отговаря Френел. *Методът на зоните*, който той въвежда, дава възможност да се обяснят не само праволинейното разпространение на светлината, но и различните дифракционни явления.

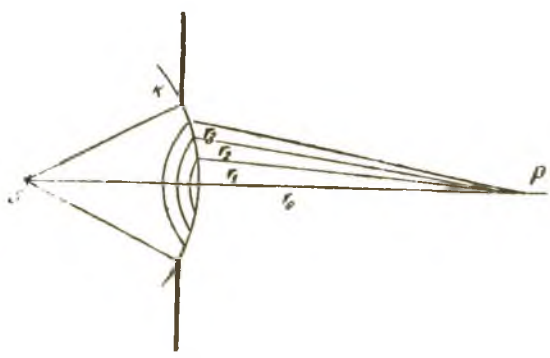
Нека се разгледа светлинният източник S (фиг. 558), който в изотропна среда създава около себе си сферични вълни. Нека с K се означи положението на вълновия фронт в определен момент. Всички точки от този вълнов фронт се намират в еднакви фази и стават центрове

на нови елементарни сферични вълни, които се наслагат една върху друга, интерферират помежду си и се усилват взаимно само на външната обвиваща ги сферична повърхнина.

Какво е действието на този сферичен вълнов фронт в точката P, която се намира на разстояние r_0 от него? Различните точки от вълновия фронт се намират на нееднакви разстояния от точката P. Времената, за които елементарните сферични вълни от различните точки на вълновия фронт достигат до точката P, не са еднакви. Следователно в точката P се наслагат елементарни вълни с различни фази.



Фиг. 557. Дифракция на светлина зад отвор



Фиг. 558. Френелови зони

Нека от тази точка P се опишат ред концентрични сферични повърхнини с радиуси r_0, $r_1 = r_0 + \frac{\lambda}{2}$, $r_2 = r_0 + 2\frac{\lambda}{2}$ и т. н. Тези сферични повърхнини пресичат сферичния вълнов фронт k и го разделят на редица пръстени, наречени *френелови зони*. Всяка следваща зона е разположена на $\frac{\lambda}{2}$ по-далеч, отколкото предната и вторичните елементарни вълни, които пристигат в точка P от две съседни зони, се отличават по фаза с π. Ако амплитудите на трептение на вторичните елементарни вълни от две съседни зони са еднакви и лицата на зоните са равни, вълните, излъчени от две съседни зони, изгасват напълно в точката P.

Може да се докаже, че лицата на зоните намаляват, когато техният радиус (номер) се увеличава, като лицата на тези повърхнини образуват аритметична прогресия. Нека се приеме, че лицето на всяка зона е равно на средното аритметично от лицата на двете ѝ съседни зони. Освен това енергията на сферичните вълни с течение на времето, за което те постепенно се разширяват, се разпределя на все по-голяма и по-голяма сферична повърхнина. Енергията, която се пада на единица повърхнина, намалява, когато радиусът се увеличава. Заедно с това намалява и амплитудата на трептенията. Амплитудата в точка P на резултантните трептения на вълните, които идват от n-та зона, са

по-големи от тези, които идват от $(n+1)$-та зона, и по-малка от тези, които идват от $(n-1)$-та зона. От друга страна, както вече се каза, най-голям е интензитетът на излъчването по направление на нормалата към вълновата повърхнина.

Без да се дават подробни доказателства, може да се приеме, че амплитудата на трептенията в точката P на вълните, излъчени от определена зона на Френел, е равна на средната аритметична от амплитудите на трептенията също в точката P на елементарните сферични вълни, излъчени от съседните ѝ зони:

$$a_n = \frac{a_{n+1} + a_{n-1}}{2}.$$

Като се вземе пред вид, че в точката P трептенията, които пристигат от съседните зони, се отличават по фаза с π, за амплитудата на резултантното трептение в тази точка се получава

$$a = a_0 - a_1 + a_2 - a_3 + \ldots,$$

където индексите означават зоните със съответните радиуси r_0, r_1, r_2 и т. н. до точката P. Горното равенство може да се напише още и така:

$$a = \frac{a_0}{2} + \left(\frac{a_0}{2} - a_1 + \frac{a_2}{2}\right) + \left(\frac{a_2}{2} - a_3 + \frac{a_4}{2}\right) + \ldots,$$

и като се вземе пред вид съгласно казаното по-горе, че

$$a_1 = \frac{a_0}{2} + \frac{a_2}{2}, \quad a_3 = \frac{a_2}{2} + \frac{a_4}{2},$$

за амплитудата на резултантното трептение в точката P се получава

$$a = \frac{a_0}{2}$$

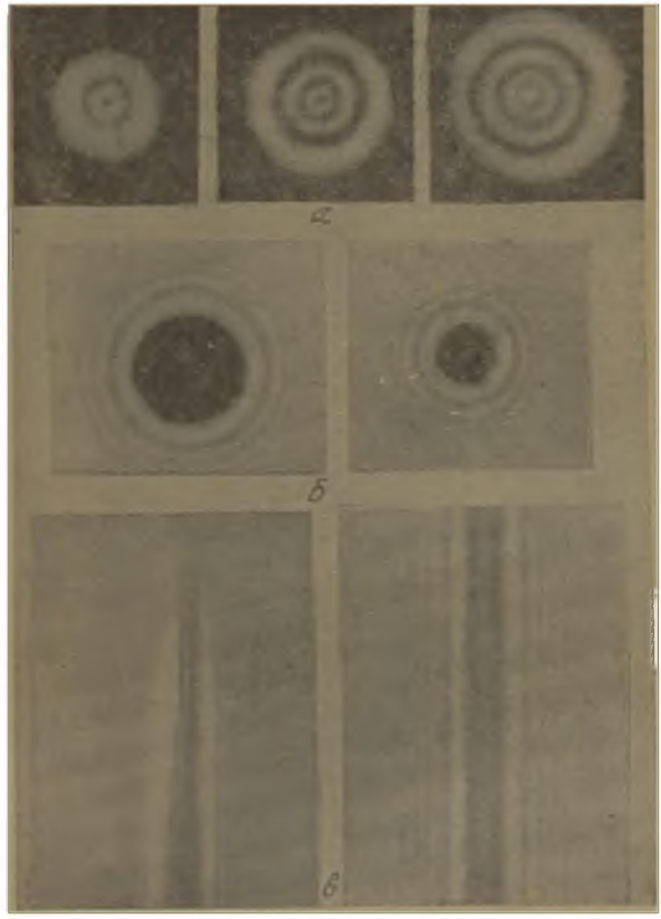
Следователно в точката P действието на първата зона се унищожава с действието на половината на централната (нулевата) зона и половината на втората зона, действието на третата зона се унищожава от действието на втората и четвъртата полузона и т. н. Неунищожено остава само действието на централната полузона, чийто център лежи на правата, която съединява източника с точката P.

Трептенията, предизвикани в точката P от неограничена вълнова повърхност K, имат такава амплитуда, като че ли действува само централната полузона. Светлината, която се разпространява от източника S към точката P, е съсредоточена в канал, чийто диаметър в коя и да е част е равен на диаметъра на половината на централната френелова зона, т. е. *в изотропна среда светлината се разпространява праволинейно.* Така Френел обяснява разпространението на светлинната вълна, когато тя не среща препятствие или преграда по своя път.

Интересно е да се отбележи, че ако се вземе пластинка, на която се начертаят последователно френеловите зони, след което четните или

нечетните зони се направят непрозрачни, и се постави на мястото на вълновата повърхност, в този случай в точката P се наслагват трептения, които идват от различни зони, но които имат еднакви фази и вследствие на това взаимно се усилват. В този случай интензитетът в точката P е по-голям, отколкото ако няма такава пластинка, която се нарича *зонна пластинка* и действува като събирателна леща.

Ако на пътя на разпространяващата се светлинна вълна се постави някаква преграда, при известни условия настъпва явлението *дифракция*. Нека на пътя на светлината от точков източник се постави непрозрачен екран с малък отвор в него (фиг. 559). През отвора преминава само част от вълновия фронт. В тази част на вълновия фронт, преминала през отвора, могат да се съдържат различен брой френелови зони. Ако отворът пропуска четен брой зони, трептенията, които се наслагват в точката P (фиг. 558), ще се унищожат взаимно, т. е. тя ще бъде тъмна точка. Ако през отвора минат нечетен брой зони, трептенията от една зона ще останат неунищожени и точката P ще бъде светла. В зависимост от големината на отвора точката P, която се намира на строго определено разстояние от този отвор, ще бъде светла или тъмна.

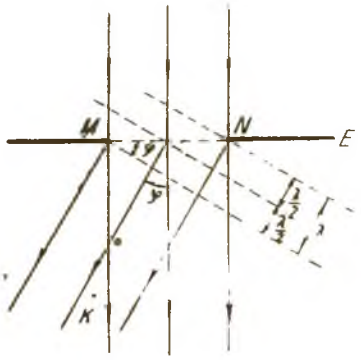


Фиг. 559. Дифракционни картини от различни предмети (снимки)
а — малък отвор, *б* — от малък екран, *в* — от игла

Тук има още една особеност. Ако при определен отвор точката P е светла, друга точка, която се намира върху правата SP по-близо или по-далеч от отвора, отколкото точката P, ще бъде тъмна, тъй като за нея в отвора ще се съдържат четен брой зони. При определен отвор

движи ли се екранът, централната точка P става ту светла, ту тъмна.

Нека сега на пътя на светлината от точков източник S да се постави непрозрачен диск с малки размери (фиг 558). Когато излъченият от източника S светлинен фронт достигне до него, той няма да пропусне някаква част от него. Частта на преминалата около диска светлинна вълна може да се раздели на зони и като се вземе пред вид, че трептенията от всяка четна зона се гасят от двете съседни нечетни полузони, получава се, че в точката P, която лежи на съединителната права между светлинния източник и центъра на диска, действува само първата полузона. Следователно точката P зад непрозрачния диск ще бъде светла. Това явление явно противоречи на закона за праволинейното разпространение на светлината. То е едно от най-важните доказателства в полза на вълновата теория. Горните заключения за появата на дифракционна картина от отвор и кръгъл диск са верни само когато отворът или дискът са много малки, от порядък на няколко дължини на вълните. Колкото отворът или екранът са по-малки, толкова явлението дифракция е по-ясно.



Фиг. 560. Дифракция от процеп

Дифракция от предмети, чиито размери са много по-големи, отколкото дължината на вълната, може да се наблюдава, когато разстоянието от светлинния източник до предмета е много голямо в сравнение с размерите на предмета.

На фиг. 559 са показани дифракционни картини, получени от различни предмети, когато се използува монохроматичен източник на светлина, поставен на голямо разстояние от предмета.

Когато използуваната светлина е сложна, дифракционните максимуми се получават оцветени.

§ 311. Дифракция при успореден сноп светлина и дифракция от тесен процеп

Друга група дифракционни явления се получават при успореден светлинен сноп. Нека се разгледа дифракцията, която настъпва, когато минава светлина през тесен процеп. На фиг. 560 нека MN е проекцията на тесен процеп, направен в екрана E. Екранът и процепът са перпендикулярни на равнината на чертежа. Нека върху процепа с широчина a да пада успореден монохроматичен светлинен сноп. Когато плоската вълна достигне до него, всички точки от процепа стават центрове на нови елементарни сферични вълни, които се разпространяват зад екрана във всички направления.

Нека се изследва какъв е резултатът от наслагането на вторичните вълни по посока K, която сключва ъгъл φ с нормалата към екрана

Посоката K нека се избере така, че френеловите зони, на които ще се раздели преминалата през процепа светлинна вълна в тази посока, да бъдат *две*. Безкрайно отдалечената точка в тази посока нека е K_1. Броят на френеловите зони, които се съдържат в процепа, се определя като се прекара система от взаимно успоредни равнини, перпендикулярни на направлението и на разстояние $\frac{\lambda}{2}$ една от друга. При горните условия светлинният сноп в избраната посока се разделя на две части, лъчите от които закъсняват един спрямо друг с $\frac{\lambda}{2}$ и затова взаимно се загасват.

След това нека се избере посоката φ така, че плоската вълна, която минава през процепа, да се раздели на три френелови зони. Тогава и светлинните лъчи в тази посока се разделят на три части, две от които се изгасват взаимно, а действието на третата част остава некомпенсирано. В тази посока се получава усилване.

Когато ъгълът φ се увеличава, нараства и броят на френеловите зони, на които се разделя процепът. Затова направленията, за които се получава усилване или изгасване, се редуват едно след друго.

Броят на френеловите зони в определено направление може да се намери, като се раздели разликата в пътищата на крайните лъчи, които минават през процепа в това направление, с $\frac{\lambda}{2}$ (фиг. 560). Ако разликата в пътищата между крайните лъчи на преминалия в разглежданото направление светлинен сноп е равна на четен брой полувълни, в това направление светлината изгасва, а ако е равна на нечетен брой полувълни, тя се усилва. Изгасване настъпва, когато

$$a \sin \varphi = 2k \frac{\lambda}{2},$$

а усилване — когато

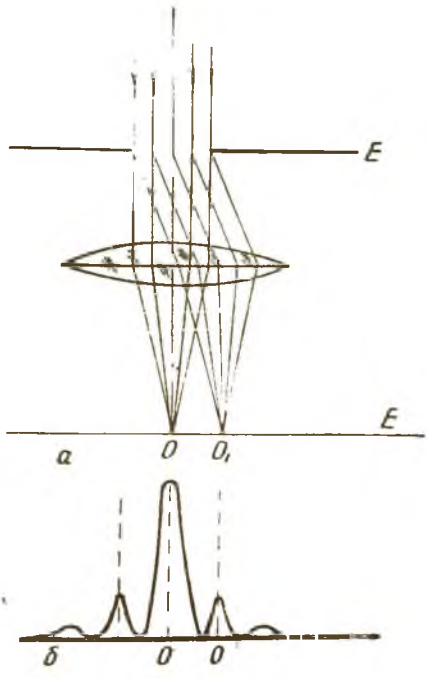
$$a \sin \varphi = (2k + 1) \frac{\lambda}{2},$$

където $k = 0, 1, 2, 3, \ldots$. Ъгълът φ може да се отчита наляво или надясно от нормалата. Следователно на всяка стойност k съответствуват две ивици (светли или тъмни), разположени симетрично от двете страни на нормалата, прокарана през средата на процепа перпендикулярно на екрана, върху който се наблюдава дифракционната картина.

Много по-ясна дифракционна картина се получава, когато успоредните лъчи в определено направление се събират в една точка със събирателна леща (фиг. 561 *а*). Лещата, както се знае, не внася допълнителна разлика във фазите между лъчите, които преминават през нея. Ако ъгълът φ има такава стойност, че $a \sin \varphi$ е равно на нецял брой полувълни, интензитетът на светлината, която се получава във фокусната равнина на лещата от събирането на успоредните лъчи в това направление, има стойност, която е ограничена между съседните й максимални и минимални стойности.

На фиг. 561 *б* е представено графично разпределението на интензитета в дифракционна картина, получена върху екран, поставен във фокалната равнина на лещата, когато тесен процеп се осветлява с успореден монохроматичен светлинен сноп.

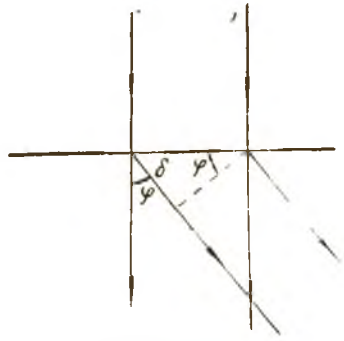
Дифракционната картина е система от тъмни и светли ивици, разположени симетрично около нулевия максимум, чийто интензитет бързо намалява с отдалечаване от централната светла ивица. Колкото процепът е по-тесен, толкова отделните максимуми са по-отдалечени един от друг, но толкова е и по-слаб техният интензитет.



Фиг. 561. Дифракционни максимуми от отвор

§ 312. Дифракционна решетка

Нека сега се разгледа дифракционната картина, която се получава от редица процепи с еднаква ширина a и на равно разстояние b един от друг. Та-



Фиг. 562. Дифракция от два процепа

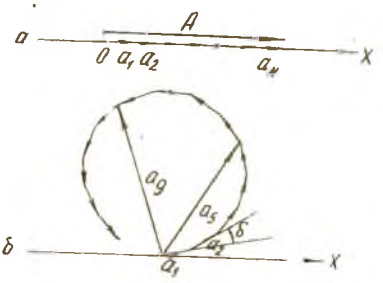
кава *система от успоредни и равно отдалечени един от друг процепи се нарича дифракционна решетка.* Сборът от широчината a на процепа и разстоянието b между два съседни процепа $a+b=d$ се нарича *период* или *константа на дифракционната решетка.* Съгласно принципа на Хюйгенс всеки процеп от дифракционната решетка може да се разглежда като източник на вторични вълни. Тези вълни са кохерентни помежду си и когато се насложат, те интерферират, като в зависимост от фазовата разлика между тях те се усилват или изгасват. Фазовата разлика между съответните лъчи от два съседни процепа, както се вижда от фиг. 562, е

$$\delta = (a+b)\sin\varphi,$$

т. е. *фазовата разлика е една и съща за всички лъчи от съседните процепи за съответната посока.*

Ако фазовата разлика δ в определена посока за лъчите от съседните процепи е равна на четен брой полувълни, точката от екрана, в която се събират от лещата лъчите със същата посока, които излизат от всички процепи, е светла. Тя е толкова по-интензивна, колкото броят на интерфериращите лъчи е по-голям, т. е. колкото повече са процепите.

Когато за определено направление разликата δ на съответните успоредни лъчи спрямо лъчите от съседните процепи е равна на нечетен брой полувълни, светлината в него изгасва. В случай че тази разлика е нечетен брой полувълни, резултантната амплитуда на трептенията, които се наслагат в определена точка от екрана, се намира, като се съберат амплитудите на отделните трептения. Нека за нагледност да се съберат геометрично амплитудите на няколко трептения, които се наслагат в някоя точка от екрана с еднакви фази, и тези, които се наслагат с фазова разлика δ, близка до 0. При $\delta = 0$ резултантната амплитуда расте пропорционално на сбора от отделните амплитуди (фиг. 563). Когато се събират амплитуди с фазова разлика δ, резултантната амплитуда се изменя в определени граници, но не расте непрекъснато, когато броят на трептенията се увеличава. Така, когато се съберат 5 трептения, тя е a_5, а при 9 трептения тя е a_9. От тези примери може да се извади заключение, че интензитетът на светлите точки от екрана, в които се наслагат трептения с $\delta = 0$ (разликата между оптичните пътища на съответните успоредни лъчи от два съседни процепа е равна на четен брой полувълни), е много по-голям, отколкото на съседните точки, в които се наслагат трептения с малка фазова разлика δ помежду си. Колкото броят на процепите на дифракционната решетка е по-голям, толкова светлите линии са по-интензивни и по-тесни. Затова добрите дифракционни решетки имат голям брой процепи.



Фиг. 563. Геометрично събиране на амплитуди
а — при $\delta = 0$, *б* — при малка фазова разлика

Дифракционните решетки се получават, като се нанасят с делителна машина върху стъклена пластинка успоредни една на друга резки. Когато след това върху такава пластинка падне успореден сноп светлина, лъчите се разсейват дифузно от резките във всички посоки, а онези лъчи, които паднат между резките, преминават през нея. Междините, които отделят резките, служат като процепи.

Броят на процепите може да достигне до 1600 на *мм*. Дифракционни решетки могат да се изработват и като отпечатъци от други готови решетки.

Осветли ли се дифракционна решетка със сложна светлина, във фокусната равнина на лещата, поставена зад решетката, се появяват оцветени дифракционни ивици. Лъчите с по-дълги вълни се усилват при по-големи ъгли, отколкото лъчите с по-къси вълни. По този начин слож- [illegible] ето се получават *дифракционни спектри*.

На фиг. 564 са показани дифракционни спектри, разположени симетрично от двете страни на централната ивица. Спектърът, разположен най-близко до централната ивица, се нарича *спектър от първи порядък*. Той съответствува на първия дифракционен максимум. След



Фиг. 564. Диефракционни спектри

него са разположени спектрите от *втори*, от *трети* и т. н. *порядък*. Колкото е по-висок порядъкът на спектъра, толкова неговата широчина е по-голяма и неговият интезитет по-малък.

Дифракционните спектри след втори порядък се застъпват един с друг. Затова в спектроскопията се използуват спектри от първи и втори порядък. Изработени са дифракционни решетки, с които от бялата слънчева светлина се получава спектър с дължина до 10 *м*. В дифракционните спектри спектралните линии се разполагат линейно в зависимост от дължината на вълната им, което следва от формулата $a \sin\varphi = 2k\frac{\lambda}{2}$, която за малки ъгли и $k=1$ приема вида

$$\lambda = a\varphi,$$

т. е. получава се линейна зависимост между дължината на вълната и направлението φ, докато в призмените спектри спектралните линии се разполагат неравномерно.

Всеки уред, с който се измерват дължини на вълните, се характеризира с неговата *разделителна способност*. Тя се определя като *стойност на отношението от дължината на вълната, около която се извършва измерването, към най-малката разлика в дължината на вълната, която може да бъде измерена със съответния уред*. Разделителната способност на дифракционната решетка $r=\frac{\lambda}{\Delta\lambda}$ е толкова по-голяма, колкото е по-висок порядъкът на спектъра k и по-голям броят на процентите N:

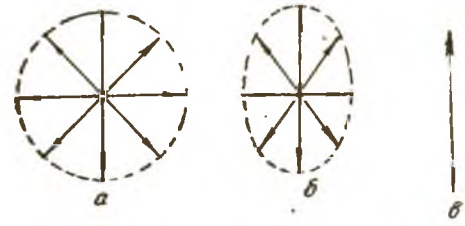
$$r = \frac{\lambda}{\Delta\lambda} = kN.$$

XXXVI. ПОЛЯРИЗАЦИЯ

§ 313. Поляризация на светлината

Както вече се видя, когато някой електричен дипол трепти, от него се излъчват електромагнитни вълни. Промените с времето на интензитета на електричното поле E пораждат промени и на магнитното поле H. Такова променливо електромагнитно поле не остава неподвижно в пространството, а се разпространява със скоростта на светлината по посока, перпендикулярна на електричния и магнитен вектор, като образува *електромагнитна вълна*. Векторите на интензитетите на електричното и магнитното поле са перпендикулярни един на друг.

Според електромагнитната теория светлината е електромагнитни вълни, следователно светлинните трептения се извършват перпендикулярно на посоката на разпространение на електромагнитните вълни. Когато се говори за *светлинни трептения*, разбират се трептенията на електричния вектор на електромагнитните светлинни вълни, като при това се знае, че магнитното поле винаги е перпендикулярно на електричното.



Фиг. 565. Трептения на електричен вектор
а — в естествен светлинен лъч,
б — в частично поляризиран лъч,
в — в напълно поляризиран лъч

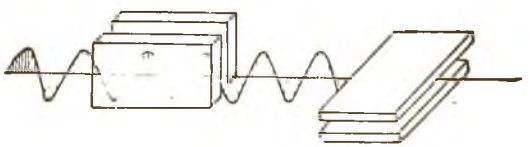
Трептенията на електричния вектор на електромагнитните вълни, излъчени от някой трептящ дипол, лежат в равнината на дипола. Такива електромагнитни вълни или все едно светлинни лъчи се наричат *линейно поляризирани*. Ако се застане по посока на разпространението на светлинния лъч, ще се види, че трептенията на електричния вектор се проектират върху права, перпендикулярна на посоката на разпространението. Тази права е проекцията на равнината, в която трепти електричният вектор.

Равнината, която минава през светлинния лъч и е перпендикулярна на равнината, в която трепти електричният вектор, се нарича *равнина на поляризацията*. За по-голяма нагледност, когато се обясняват различните явления, употребява се по възможност само равнината, в която трепти електричният вектор. Трептенията на електричния вектор се проектират върху равнината, прекарана перпендикулярно на посоката на разпространението на лъча, в една права (фиг. 565 *в*). Трептенията на електричния вектор на линейно поляризираните светлинни вълни приличат на механичните трептения, които възникват в опънат гумен шнур, когато се удари в единия край.

Източниците на светлинните вълни са отделните атоми на веществото, които могат да се разглеждат като трептящи *електрични диполи* [illegible] инейно поляризирани светлинни вълни.

Но тъй като всеки момент излъчват голям брой атоми от веществото, които, разглеждани като диполи, имат най-различна ориентация, трептенията на електричния вектор в излъчената резултантна светлинна вълна от всички атоми се извършват във всички посоки, перпендикулярни на посоката на разпространението на светлинния лъч (фиг. 565 *а*). Такъв светлинен лъч, в който електричният вектор трепти във всички посоки с еднаква амплитуда, се нарича *естествен лъч*. Когато големините на амплитудите в различните направления не са еднакви, казва се, че лъчът е *частично поляризиран* (фиг. 565 *б*).

Нека като се върти единият край на гумен шнур, по него да се създадат механични трептения, чиято равнина на трептенията се изменя непрекъснато. Чрез процеп, направен от две успоредни и поставени близко една до друга пластинки (фиг. 566), може да се отделят само онези трептения, които се извършват в равнината, определена от процепа. По-нататък чрез втори подобен процеп, разположен перпендикулярно на първия, могат да се задържат или по-право да се изгасят и тези трептения. Постави ли се вторият процеп успоредно на първия, тогава и през двата процепа ще преминат онези трептения, които лежат в определената от тях равнина.



Фиг. 566. Гасене на механичните трептения от два кръстосани процепа

Подобно явление се наблюдава, когато естествен светлинен лъч се пропусне през две пластинки, изрязани от турмалинов кристал, успоредно на кристалографската му ос.

Естественият светлинен лъч съдържа трептения във всички направления. След като премине през първата пластинка, която пропуска трептенията само в едно направление, а всички останали поглъща, светлинният лъч става линейно поляризиран. Турмалиновата пластинка действува на светлинния лъч като процеп, който пропуска трептения само в едно направление. В зависимост от положението на втората пластинка, върху която пада линейно поляризираният лъч, спрямо първата лъчът преминава, когато двете пластинки са успоредни една на друга (с успоредни кристалографски оси), а когато са перпендикулярни една на друга, той изгасва.

Първата пластинка отделя от естествения лъч всички трептения, като пропуска само онези, които се извършват в една равнина, затова тя се нарича *поляризатор*. Чрез втората пластинка се изследва дали лъчът е поляризиран (като се върти около падащия светлинен лъч — ако той изгасва и светва отново, това показва, че е поляризиран). Затова тя се нарича *анализатор*.

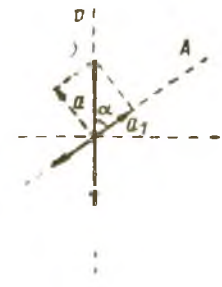
Подобно на турмалина и други кристали притежават свойството да поляризират естествената светлина, когато тя преминава през тях. Освен това съществуват и изкуствени поляризатори — *поляроиди*, които се състоят от еднакво ориентирани микрокристалчета, прикрепени през же-

латин върху прозрачна подложка. Тези микрокристалчета притежават свойството да поляризират светлината, когато тя минава през тях. Поляроидите намират все по-широко приложение в най-различни области.

По-горе се видя, че когато поляризаторът и анализаторът са успоредни един на друг, светлината преминава през тях, без да променя своя интензитет, а когато те са кръстосани, изгасва напълно. Ако обаче поляризаторът и анализаторът сключват някакъв ъгъл α (между 0 и 90°), преминалата през тях светлина има интензитет между нула и максималната ѝ стойност в зависимост от ъгъла на завъртането на анализатора спрямо поляризатора.

Нека с a е означена амплитудата на трептенията, които преминават през поляризатора (фиг. 567). Нека анализаторът да е завъртян на ъгъл α спрямо поляризатора, т. е. направлението, в което втората пластинка би пропуснала падащите върху нея трептения, без да променя техния интензитет, да е завъртяно на ъгъл α спрямо направлението на падащите върху нея трептения. В този случай през втората пластинка ще преминават трептения, чиято амплитуда е

$$a_1 = a\cos\alpha.$$



Фиг. 567. Зависимост на интензивността на светлинния лъч, преминал през поляризатор и анализатор от ъгъла между тях

От друга страна, знае се, че интензитетът на светлината е пропорционален на квадрата на амплитудата му, следователно интензитетът на преминалата през анализатора светлина е

$$I_1 = ka_1^2 = ka^2\cos^2\alpha,$$

или

$$I_1 = I_0\cos^2\alpha,$$

т. е. *интензитетът на светлинния лъч, преминал през анализатора и поляризатора, е пропорционален на втората степен на косинуса от ъгъла между тях.* Тази зависимост е получена опитно и е известна като *закон на Е. Л. Малюс* (1810 г.).

С комбинация от анализатор и поляризатор може да се променя интензитетът на преминалата през тях светлина от нула до някоя максимална стойност.

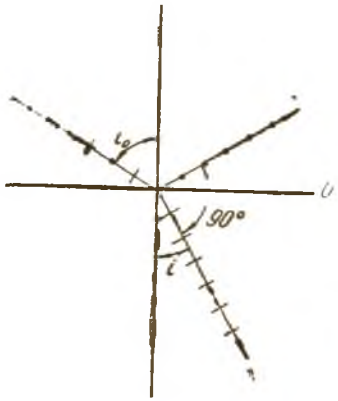
Поляризация на светлината се получава също при отражение или пречупване на границата между два диелектрика.

Явлението поляризация при отражение е открито случайно от Малюс, който наблюдавал отразената светлина от прозореца на Люксембургския дворец през двойно пречупващ кристал от калцит. Той забелязал, че когато кристалът се върти, интензитетите на двата пречупени лъча последователно намаляват и се увеличават.

Нека върху огледалото O пада светлинен лъч от някакъв източник (фиг. 568). От всевъзможните трептения на този лъч нека разгледаме в равнината на падането (равнината на

чертежа), изобразени на фиг. 568 с чертички, перпендикулярни на направлението на лъча, както и трептенията в равнина перпендикулярна на първата. На чертежа последните трептения са изобразени с точки.

След като се отрази лъчът, амплитудите на тези трептения са различни. Онези от тях, които са успоредни на отражаващата повърхност (с точките), ще се отразят, като променят амплитудата си отчасти, докато тези, които лежат в равнината на падането (с чертичките) и които сключват с отражаващата равнина ъгъл i, равен на ъгъла на падането на лъча, ще се отразят по-слабо, но ще се пречупят и ще навлязат във втората среда по-силно от първите. *В отразените лъчи трептенията, перпендикулярни на равнината на падането, имат най-голяма амплитуда, а в пречупените лъчи максимална амплитуда имат трептенията в равнината на падането.*



Фиг. 568. Поляризация на светлината при отражение и пречупване

Френел е извел следните формули за зависимостта на амплитудата на отразените трептения от ъгъла на падането i и ъгъла на пречупването i':

$$a_{\parallel} = a_0 \frac{\operatorname{tg}(i - i')}{\operatorname{tg}(i + i')},$$

$$a_{\perp} = a_0 \frac{\sin(i - i')}{\sin(i + i')}.$$

Тук a_0 е амплитудата на трептенията на падащия естествен лъч, $a_{\parallel}$ е амплитудата на трептенията на отразения лъч, който трепти в равнината на падането, а $a_{\perp}$ е амплитудата на трептенията на отразения лъч, който трепти перпендикулярно на равнината на падането.

Отразеният лъч е поляризиран напълно, когато $a_{\parallel} = 0$. Това условие е изпълнено, ако

$$\operatorname{tg}(i_0 + i_0') = \infty,$$

където i_0 е ъгълът на падането, при който отразеният лъч е поляризиран напълно, а i_0' е съответстващият му ъгъл на пречупването. За да бъде изпълнено това условие, трябва

$$i_0 + i_0' = 90°.$$

Следователно *при пълна поляризация на отразения лъч ъгълът между отразения и пречупения лъч е 90°*, т. е. *двата лъча са взаимно перпендикулярни.*

Като се вземе пред вид горното равенство, за показателя на пречупването се получава

$$n = \frac{\sin i_0}{\sin i_0'} = \frac{\sin i_0}{\sin(90 - i_0)} = \operatorname{tg} i_0.$$

Оттук се вижда, че отразеният лъч се поляризира напълно при ъгъл на падането i_0, чийто тангенс е равен на показателя на пречупването. Това е *законът на Д. Брюстер*. Ъгълът i_0 се нарича *ъгъл на пълната поляризация*.

Поляризацията на отразения лъч може да се установи с второ огледало (фиг. 569). Когато равнината на падането на лъча към първото огледало съвпада с равнината на падането на отразения лъч към второто огледало, т. е. когато *двете огледала са успоредни едно на друго* (фиг. 569 *а*), лъчът се отразява от второто огледало, като слабо променя интензитета си. Завърти ли се второто огледало около падащия лъч на 90°, лъчът изгасва, не се отразява от него (фиг. 569*б*). Когато ъгълът на завъртането на второто огледало се променя от 0 до 90°, интензитетът на лъча, отразен от второто огледало, намалява непрекъснато, така както при турмалиновата пластинка. Когато лъчът пада към първото огледало под ъгъл, отличен от ъгъла на пълната поляризация, отразеният лъч е частично поляризиран. Трептенията на отразения и пречупения лъч лежат в две взаимно перпендикулярни равнини.



Фиг. 569. Анализиране на отразения лъч чрез въртящо се плоско огледало

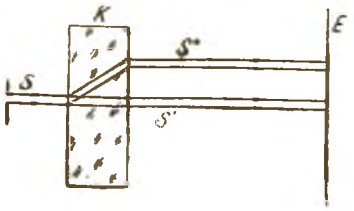
Ако трептенията на естествения лъч се разложат в две взаимно перпендикулярни направления, трептенията в равнината на падането на лъча запазват амплитудата си в пречупения лъч, а почти изгасват в отразения лъч. Трептенията, перпендикулярни на равнината на падането, частично се отразяват и частично преминават във втората среда. Това показва, че ако някой светлинен сноп се пречупва многократно от успоредни равнини, в преминалите лъчи все повече намаляват трептенията, перпендикулярни на равнината на падането, като при достатъчен брой на пречупващите повърхности те могат да изгаснат почти напълно, т. е. преминалите лъчи да станат почти напълно поляризирани. Трептенията на тези лъчи лежат в равнината на падането. Достатъчно е да се вземат около 10—12 стъклени пластинки, за да се получи почти пълна поляризация на преминалата светлина. Това явление лесно се показва с покривни или предметни стъкла за микроскоп.

§ 314. Двойно пречупване

Трети начин за получаване на поляризирана светлина е, като се използува явлението *двойно пречупване*. Това явление е наблюдавано най-напред при кристали от двойно пречупващ калцит ($CaCO_3$), който кристализира в тетрагоналната система. Ако къс от такъв кристал се постави върху надпис, буквите, когато се наблюдават през кристала, се [illegible] двойни.

[illegible] върху [illegible]
[illegible] върху [illegible]

Ако върху двойно пречупващ кристал K падне тънък светлинен сноп S, след като се пречупи, той се разделя на два снопа — единият преминава през кристала, без да се пречупва (S'), а вторият се отклонява (S'') (фиг. 570). За втория лъч не се спазва законът за пречупването. Както се вижда от фигурата, и двата лъча падат перпендикулярно към пречупващата повърхност и би трябвало да преминат кристала, без да се пречупват, а в действителност вторият лъч S'' се пречупва. Неговото поведение е необикновено и затова се нарича *необикновен лъч*, а първият светлинен лъч се нарича *обикновен*.



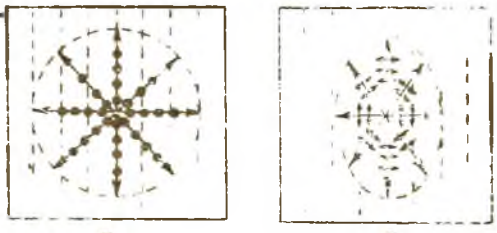
Фиг. 570. Двойно пречупване

Обикновеният лъч се разпространява с една и съща скорост във всички направления на двойнопречупващия кристал, докато скоростта на необикновения лъч не е еднаква в различните направления. От това следва, че показателят на пречупването на обикновения лъч е постоянен, а за необикновения лъч зависи от направлението, в което преминава през кристала. В двойнопречупващите кристали има направления, в които скоростта на двата лъча е еднаква. В такива направления двойно пречупване не се наблюдава и те се наричат *оптични оси на кристала.*

Равнината, прокарана през падащия светлинен лъч и оптичната ос на кристала, която минава през точката на падането на лъча, се нарича *главно сечение на кристала.* Двата пречупени лъча лежат в главното сечение на кристала. Ако кристалът се завърти около обикновения лъч, необикновеният лъч се завърта заедно с него, а обикновеният остава неподвижен.

Ако двата лъча се анализират с турмалинова пластинка или с огледало, установява се, че те са линейно поляризирани в две взаимно перпендикулярни направления. Трептенията на необикновения лъч лежат в равнината на главното сечение, а тези на обикновения — в равнина, перпендикулярна на равнината на главното сечение, която минава през падащия лъч.

След като излязат от кристала, двата лъча имат еднакъв интензитет и се различават само по това, че са поляризирани в две взаимно перпендикулярни направления.



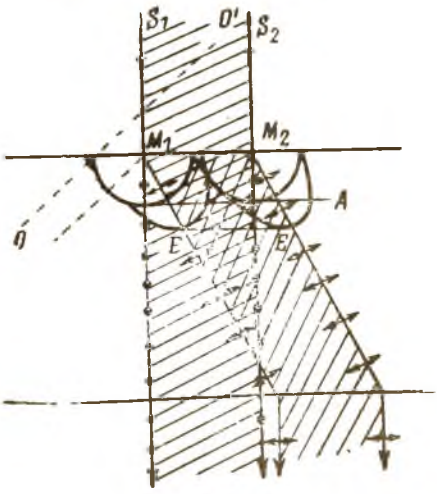
Фиг. 571. Разпространение на обикновения и необикновения лъч в едноосен кристал

Главното сечение на кристала нека съвпада с равнината на чертежа (фиг. 571 *а*, *б*). При това условие обикновеният лъч трепти в равнина, перпендикулярна на равнината на чертежа, което е отбелязано с точки. Трептенията на необикновения лъч лежат в равнината на главното сечение, т. е. в равнината на чертежа, и са отбелязани с чертички, перпендикулярни на посоката на разпространението

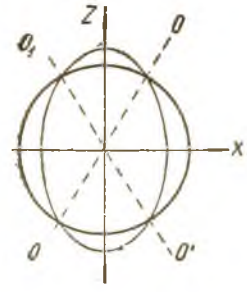
Нека се предположи, че в центъра на кристала е поставен точков източник, който излъчва светлина във всички посоки, но поляризирана в две взаимно перпендикулярни направления. Поляризираната светлина нека съвпада с обикновения и необикновения лъч. Скоростта на разпространение на лъчите, чиито трептения се извършват в равнина, перпендикулярна на равнината на чертежа — обикновените лъчи, — е една и съща във всички посоки. Затова фронтът на светлинната вълна ще бъде сфера (фиг. 571 *а*).

Скоростта на разпространение на лъчите, които трептят в равнината на главното сечение, не е еднаква за различните направления. Само по направление на оптичната ос двата лъча имат еднаква скорост. Колкото ъгълът, който сключва необикновеният лъч с опитната ос, е по-голям, толкова разликата между неговата скорост и тази на обикновения лъч е по-голяма, като тази разлика достига максимална стойност за направленията, перпендикулярни на оптичната ос. Фронтът на вълната на необикновения лъч е елипсоид. (Сечението на този елипсоид с равнината на чертежа е елипса — фиг. 571 *б*.)

Въз основа на всичко това лесно може да се обясни двойното пречупване на лъча, когато той пада перпендикулярно върху страната на кристала. От точките на падането (фиг. 572) M_1 и M_2 на двата крайни лъча S_1 и S_2 от успоредния светлинен сноп, който пада перпендикулярно на кристала, се описват според принципа на Хюйгенс двете вълни вътре в кристала — едната сферична — на обикновения лъч, и другата — елипсоидна — на необикновения лъч. Тези две вълни се допират по направление на оптичната ос на кристала OO'. Фронтът на разпространяващата се вълна на обикновения лъч е AA, а този на необикновения е EE. При достатъчно дебел кристал двата светлинни снопа, които съответствуват на двете вълни, излизат успоредно и на някакво разстояние



Фиг. 572. Двойно пречупване от едноосен кристал



Фиг. 573. Фронт на обикновената и необикновената вълна в двуосен кристал

Кристалите, които имат една оптична ос, се наричат *едноосни*, а те от своя страна се разделят на *положителни* и *отрицателни*. Отрицателни са онези едноосни кристали, в които скоростта на разпространение на необикновения лъч е по-голяма, отколкото на обикновения ($v_н \geq v_0$). Такъв кристал е например калцитът. Кристали, за които скоростта на разпространение на необикновения лъч е по-малка от тази на обикновения ($v_н \leq v_0$), се наричат *положителни*. Към тях спада например кварцът.

Горното свойство, изразено с показателите на пречупването, е

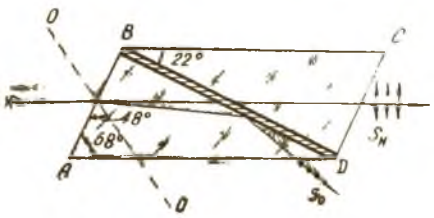
$n_н \geq n_0$ — за положителни кристали;

$n_н \leq n_0$ — за отрицателни кристали.

Кристали, в които скоростта на разпространение на обикновения и необикновения лъч е еднаква в две направления, се наричат *двуосни*. На фиг. 573 е показано сечението и фронтовете на съответните вълни в двуосен кристал.

§ 315. Николева призма

Николевата призма служи да се получава поляризирана светлина със значителна интензивност. Естествените кристали от двойнопречупващо вещество могат да отделят двата поляризирани лъча един от друг, когато имат достатъчна дебелина и когато падащият светлинен сноп е тесен. По този начин може да се получи поляризиран лъч, но с малка интензивност. В. Никол (1828 г.) е разрязал и шлайфвал естествения кристал от калцит и по този начин е конструирал така наречената *николева призма*, която дава възможност да се получава интензивен сноп поляризирана светлина. При призмата на Никол естественият калцитов кристал се шлифова така, че да стане три пъти по-дълъг, отколкото широк. Ъгълът, който сключват стените AB и AD от 71°, както е при естествения кристал, се намалява на 68° (фиг. 574). След това кристалът се



Фиг. 574. Призма на Никол



Фиг. 575. Напречно сечение на николева призма

разрязва по диагонала BD, който е перпендикулярен на страната AB, и получените стени при разреза се полират, след което двете половини се слепват отново с канадски балсам, чийто показател на пречупването е $n_{кб} = 1{,}55$. Показателят на пречупването за необикновения лъч по дължината на кристала е $n_н = 1{,}49$, а за обикновения лъч в същото направление е $n_0 = 1{,}66$.

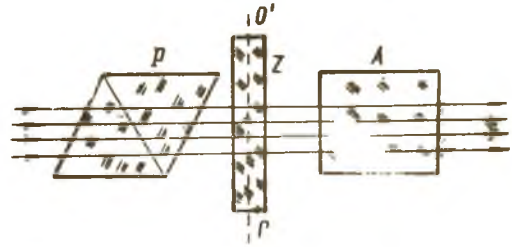
Когато необикновеният лъч падне върху пласта от канадски балсам в призмата, той влиза от среда с по-малък показател на пречупването в среда с по-голям и преминава през пласта, както през плоскопаралелна пластинка, без да променя направлението си. Обикновеният лъч се намира при обратните условия — той пада върху канадския балсам от по-плътна в по-рядка среда и когато ъгълът на падането е по-голям от 69°, претърпява пълно вътрешно отражение. Точно затова предната стена на кристала се шлифова и ъгълът се намалява на 68°, така че обикновеният лъч да пада към пласта от канадски балсам под ъгъл, по-голям от ъгъла на пълното вътрешно отражение, и да се отрази напълно. Затова при тези условия през кристала преминава само необикновеният лъч, чиито трептения се извършват в равнината на чертежа.

За да се погълне отразеният обикновен лъч, стената AD на призмата се почерня. На фиг. 575 е показано напречното сечение на николевата призма и е означено направлението на трептенията на необикновения лъч, които тя пропуска.

Николевата призма намира широко приложение в редица апарати за получаване и изследване на поляризирана светлина.

§ 316. Интерференция на поляризирани лъчи

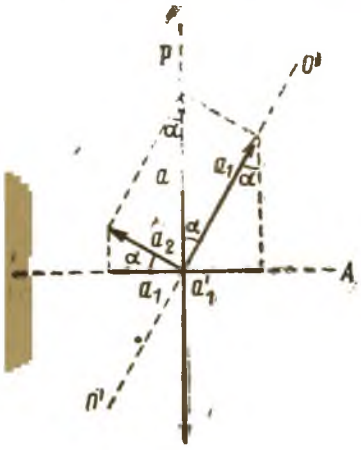
Още Д. Ф. Араго е показал, че два лъча, поляризирани във взаимно перпендикулярни равнини, които са получени от естествена светлина, не могат да интерферират помежду си. *Два поляризирани лъча могат да интерферират, ако са кохерентни*, т. е. ако между тях има постоянна фазова разлика. Най-лесният начин да се получат такива лъчи е, като се пропусне поляризиран лъч през пластинка от двойнопречупващо вещество. Нека се вземат два никола или два поляриода, поставени един зад друг. Първият, с който се получава поляризирана светлина, се нарича *поляризатор*, а вторият, с който светлината се изследва — *анализатор*. Нека върху анализатора A да пада успореден монохроматичен светлинен сноп (фиг. 576). Ако поляризаторът P е поставен перпендикулярно на анализатора, през последния светлина няма да преминава.



Фиг. 576. Кристална пластинка в успореден поляризиран светлинен сноп

Нека в успоредния поляризиран сноп след поляризатора се постави плоскопаралелна пластинка Z от двойнопречупващо вещество, така че нейната оптична ос OO' да бъде перпендикулярна на посоката на разпространение на светлинните лъчи. Нека още оптичната ос OO' на пластинката или все едно нейното главно сечение да сключва ъгъл α с равнината, в която трепти поляризираният лъч (фиг. 577). Равнината, в която лежат трептенията на поляризирания лъч, се нарича още *равнина на поляризатора*. При това усло-

вие всеки поляризиран в равнината на поляризатора лъч, който пада върху пластинка, се пречупва от нея двойно. Затова *след нея* се получават два лъча, които съвпадат един с друг, тъй като оптичната ос на пластинката е перпендикулярна на падащите лъчи. Двата лъча са поляризирани в две взаимно перпендикулярни равнини.



Фиг. 577. Разлагане от кристална пластинка на поляризиран лъч с амплитуда a на два лъча с амплитуди a_1 и a_2

Ако падащият поляризиран лъч е имал амплитуда a, като е трептял в равнината на поляризатора, след пластинката от него се получават два лъча — единият, чиито трептения с амплитуда a_1 се извършват в главното сечение на пластинката, и втори, който трепти с амплитуда a_2 в равнина, перпендикулярна на главното сечение. Ясно е, че векторният сбор от a_1 и a_2 трябва да бъде равен на a. Ако още $\alpha = 45°$, тогава $a_1 = a_2$.

Понеже пластинката има различни показатели на пречупването за обикновения и необикновения лъч, тези два лъча, след като преминат през нея, ще имат определена разлика в оптичните си пътища, която е

$$\Delta = n_0 d - n_н d = (n_0 - n_н)\, d,$$

където d е дебелината на пластинката, а n_0 и $n_н$ — показателите на пречупването на обикновения и необикновения лъч.

Зад пластинката се получават два лъча, поляризирани линейно в две взаимно перпендикулярни равнини, които трептят с различни амплитуди и с постоянна фазова разлика помежду си. Още от събирането на двете взаимно перпендикулярни трептения се знае, че ако $\alpha = 45°$ и фазовата разлика е $\frac{\lambda}{4}$ или $\varphi = \frac{\pi}{2}$ (за разглеждания случай $(n_0 - n_н)\, d = \frac{\lambda}{4}$ и $\alpha = 45°$) се получава резултантен вектор с постоянна големина, който непрекъснато се върти, така че краят му описва окръжност.

Двата поляризирани лъча, които се получават зад пластинката и които имат фазова разлика $\frac{\lambda}{4} = (n_0 - n_н)\, d$, дават резултантни трептения с постоянна амплитуда, като равнината, в която те се извършват, се изменя непрекъснато. Затова краят на резултантния вектор описва витлова линия по посока на разпространението на лъча. Проекцията на тази витлова линия върху равнина, перпендикулярна на посоката на разпространението, е окръжност и затова такъв *лъч* се нарича *кръгово поляризиран*. Ако двете амплитуди не са равни, проекцията на резултантния вектор върху равнина, перпендикулярна на посоката на разпространението, е елипса и такъв *лъч* се нарича *елиптично поляризиран*.

Ако след пластинката се постави анализатор, разположен перпендикулярно на поляризатора, от двата лъча, поляризирани в две взаимно

перпендикулярни равнини, през него ще преминат два лъча с амплитуди на трептенията a_1' и a_2', които се извършват в една и съща равнина — равнината на анализатора.

Може лесно да се докаже, че $a_1' = a_2'$ от фиг. 577,

$$a_1' = a_1 \sin\alpha = a\cos\alpha\sin\alpha,$$
$$a_2' = a_2 \sin\alpha = a\sin\alpha\cos\alpha.$$

Ако пластинката е подбрана с такава дебелина, че фазовата разлика между двата лъча да е π, т. е.

$$(n_0 - n_н)\,d = \frac{\lambda}{2},$$

двата лъча се изгасват взаимно и върху екрана, на който се проектира пластинката, се получава тъмно петно. Вземе ли се пластинка с различна дебелина, върху екрана се получават тъмни и светли петна в зависимост от големината на фазовата разлика.

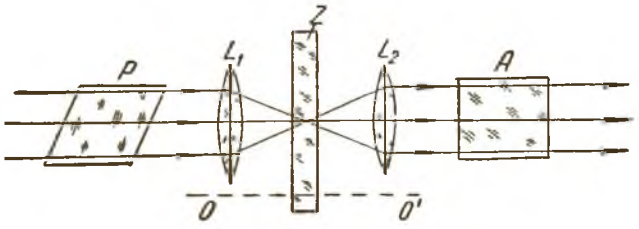
Друга картина се получава, ако върху пластинка с еднаква навсякъде дебелина пада сложна светлина. Съобразно с дебелината на пластинката ще бъде изпълнено условието за изгасване за определен цвят — за определена дължина на вълната. Затова цялата пластинка се осветлява в неговия допълнителен цвят. Ако сложната светлина пада върху пластинка с различна дебелина, тя се оцветява нееднакво. На всяко място съобразно с дебелината му ще се гаси някой цвят, така че тези места ще се виждат различно оцветени. Ако при неподвижни поляризатор и пластинка се върти анализаторът или при неподвижни поляризатор и анализатор се върти пластинката, цветовете се променят. Следователно поляризаторът създава поляризирана светлина, като осъществява по този начин кохерентност на лъчите, които се наблюдават; кристалната пластинка създава някаква фазова разлика между двата лъча, на които се разделя падащият върху нея поляризиран лъч. Анализаторът разполага трептенията на тези два така получени поляризирани лъча в една равнина. По този начин се осъществяват условията да интерферират кохерентни лъчи, които трептят в една равнина и между които има някаква фазова разлика.

§ 317. Кристална пластинка в сходящи поляризирани лъчи

Много по-сложна интерференционна картина се наблюдава, когато кристалната пластинка е поставена в сходящи поляризирани лъчи. Разположението на опитната постановка е показано на фиг. 578. Към поляризатора се насочва успореден монохроматичен светлинен сноп, който чрез лещата, поставена зад поляризатора, се превръща в сходящ светлинен сноп от поляризирани лъчи. Лещата L_2 превръща разходящия светлинен сноп отново в успореден сноп, който се насочва към анализатора. Между късофокусните лещи L_1 и L_2 в сходящия светлинен сноп се по-

Z от двойнопречупващо вещество.

Нека най-напред се разгледа по-простият случай, когато пластинката е изрязана перпендикулярно на оптичната ос, т. е. оптичната ос на пластинката да съвпада с направлението на падащия успореден сноп върху поляризатора, т. е. да съвпада с оста на опитната постановка.



Фиг. 578. Кристална пластинка в сходящ поляризиран сноп

Върху пластинката с дебелина d нека пада поляризиран лъч под ъгъл i (фиг. 579). Този лъч ще измине през пластинката път:

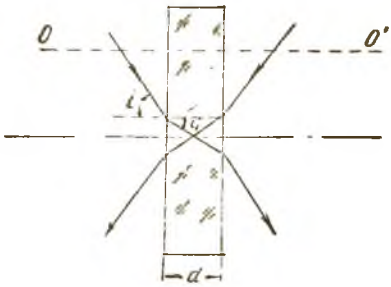
$$d_1 = \frac{d}{\cos i'},$$

като ще претърпи двойно пречупване. След пластинката се получават два лъча с фазова разлика

$$\Delta = d_1 (n_0 - n_н) = \frac{d}{\cos i'}(n_0 - n_н).$$

Анализаторът събира трептенията на тези два лъча в една равнина, след което те интерферират помежду си.

Всички лъчи, които падат под ъгъл i, имат една и съща фазова разлика Δ, тъй като за всяко определено направление през кристалната пластинка, което сключва ъгъл i' с оптичната ѝ ос n_0 и $n_н$, са постоянни.



Фиг. 579. Път на наклонен лъч през кристална пластинка



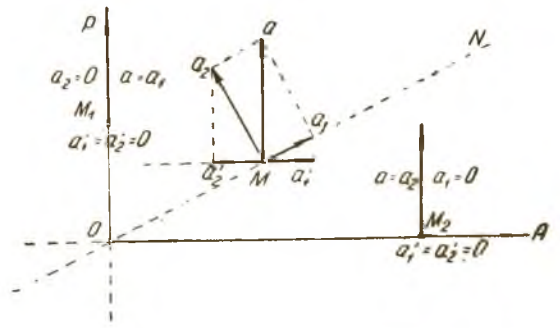
Фиг. 580. Интерференционна картина от едноосен кристал, поставен в сходящ поляризиран сноп при кръстосани николи

Лъчите, които падат под някакъв ъгъл i, образуват конус, така че върху екран, разположен успоредно на пластинката, се наблюдават тъмни и светли ивици с форма на концентрични окръжности. Тъмните окръжности се получават за онези направления, за които Δ е равно на нечетен брой полувълни, а светлите — за които Δ е четен брой полувълни.

Причините, поради които при кръстосани николи, когато в сходящ

сноп между тях се постави пластинка от едноосен двойнопречупващ кристал с оптична ос по направление на съединителната права на двата никола, се получава черен кръст (фиг. 580), са следните.

На фиг. 581 са показани направленията на трептенията в анализатора A и в поляризатора P. Точките на фигурата са пресечните точки на оптичната ос на пластинката с равнината на чертежа. Оптичната ос на пластинката има същото направление, както дебелината ѝ d. Точката O (фиг. 581) е върхът на сходящия светлинен сноп, който пада върху пластинката, или все едно върхът на разходящия светлинен сноп, който излиза от пластинката. Сечението, изобразено на фигурата, е прокарано през средата на пластинката, през точката O, перпендикулярно на оптичната ѝ ос.



Фиг. 581. Анализ на интерференционната картина, получена от кристална двойнопречупваща пластинка в сходящ поляризиран сноп при кръстосани николи

При това положение главните сечения на пластинката са всички равнини, които съдържат оптичната ос на пластинката и кой и да е падащ лъч от сходящия светлинен сноп. Следователно главните сечения са рой равнини, като всичките минават през оптичната ос на пластинката, прекарана през точката O. Сеченията на тези равнини с равнината на чертежа са прави линии с всевъзможни направления, които минават през точката O. Нека се разгледа една такава равнина (със сечение ON). Поляризираният лъч с амплитуда на трептенията a, който пада върху пластинката в точка M, вътре в тази равнина се разделя на два лъча — необикновен лъч с трептения в равнината на главното сечение и с амплитуда a_1 и обикновен лъч, който трепти с амплитуда a_2 в равнина, перпендикулярна на равнината в главното сечение. Тези два лъча преминават през анализатора с амплитуди a'_1 и a'_2, интерферират помежду си и дават светли или тъмни концентрични пръстени.

Нека се разгледа главното сечение на пластинка, което съвпада с равнината на поляризатора — направление OP. Нека се избере един лъч, който лежи в тази равнина и пресича равнината на чертежа в точката M_1, разположена върху правата OP. Всички лъчи, които лежат в това сечение, не претърпяват двойно пречупване, тъй като $a_2 = 0$ и $a_1 = a$. Върху анализатора падат лъчи с трептения, които той не пропуска, тъй като са перпендикулярни на главното му сечение. Затова върху екрана направлението OP е тъмна ивица.

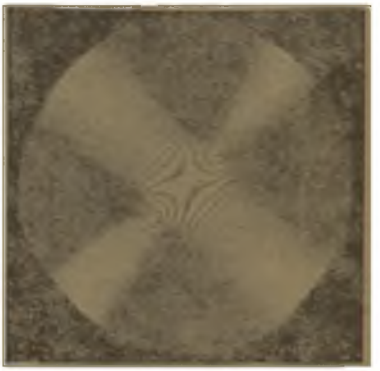
През главното сечение OA на пластинката, което съвпада с равнината на анализатора, преминават лъчи, които също не претърпяват двойно пречупване, тъй като $a_1 = 0$ и $a_2 = a$. Тези лъчи трептят в равнина, пер-

пендикулярна на равнината на анализатора OA. Следователно и направлението OA е също тъмна ивица върху екрана.

Двете тъмни ивици в направленията OP и OA, които се получават върху екрана при кръстосани николи, дават тъмния кръст. Пресечната



Фиг. 582. Интерференционна картина при кристална пластинка от едноосен кристал, поставена в сходящ поляризиран сноп при успоредни николи



Фиг. 583. Интерференционна картина, получена с кристална пластинка от двуосен кристал, поставена в сходящ поляризиран сноп при кръстосани николи

точка на кръста е център на концентрични светли и тъмни интерференционни пръстени, които при бяла падаща светлина са обагрени в цветовете на дъгата.

Постави ли се анализаторът успоредно на поляризатора, лесно може да се покаже, че в този случай кръстът се образува от светли ивици (фиг. 582).

Ако кристалът е двуосен, наблюдава се по-сложна картина (фиг 583). По наблюдаваните фигури в сходяща светлина лесно се различават едноосните кристали от двуосните. Когато се използува сложна светлина, ивиците с еднакъв цвят се наричат *изохроми.*

§ 318. Използуване на явлението двойно пречупване

При механична деформация някои вещества стават двойнопречупващи, което се установява най-лесно, като кубче от такова вещество, например стъкло, се постави между кръстосани анализатор P и поляризатор A (фиг. 584). През анализатора няма да премине светлина и на екрана се вижда тъмно петно. Упражни ли се върху стъкленото кубче G някакво налягане в направлението OO', перпендикулярно на падащия светлинен сноп, то става двойнопречупващо, подобно на едноосен кристал с направление на оптичната ос OO'. В този случай през кръстосаните николи преминава светлина и върху екрана се получава характерна интерференционна картина.

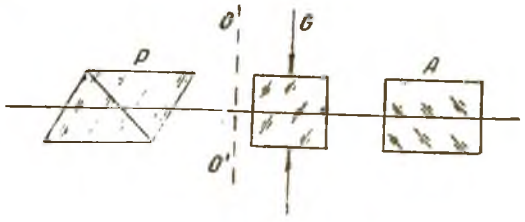
Разликата между показателите на пречупването на обикновения и необикновения лъч може да служи като мярка за степента на възникналата анизотропия. Опитът показва, че възникналата анизотропия е пропорционална на приложеното налягане p:

$$n_0 - n_н = k\,p.$$

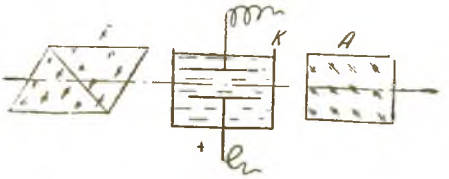
Фазовата разлика между двата лъча, които преминават през пласт вещество с дебелина d, е

$$\Delta = k p d.$$

Всички места от кубчето с еднаква дебелина и към които е приложено едно и също налягане, когато то е поставено между кръстосани николи, се оцветяват. Получената картина



Фиг. 584. Възникване на изкуствена анизотропия при прилагане на напрежение към стъклено кубче



Фиг. 585. Схема на постановка за показване ефекта на Кер

е аналогична на тази, която възниква, когато се постави пластинка от двойнопречупващ кристал между кръстосани николи. По размерите и формата на получените изохроми може да се съди за местата и големината на възникналите напрежения във веществото. По същия начин се проверява дали в стъклената маса, предназначена за направа на оптични детайли, има анизотропия — двойно пречупване.

Чрез направата на модели от вещество, което става двойнопречупващо, когато му се приложи напрежение, могат да се решат редица задачи за разпределението на напрежението, възникнало в тела с различна форма при нееднакво натоварване. Този метод, наречен ***фотоеластициметрия***, намира широко приложение при изследване разпределението на напреженията при натоварване.

В 1875 г. Дж. Кер откри, че в някои вещества възниква двойно пречупване под действието на електрично поле. На фиг. 585 е показана схемата на опит, при който се наблюдава ефектът на Кер в течности. Кюветата K, в която са поставени изпитваната течност и електродите на един плосък кондензатор, се помества между две николеви призми. Когато призмите са кръстосани и между електродите на кондензатора не е приложено напрежение, светлина не преминава. Приложи ли се напрежение, създава се електрично поле, перпендикулярно на посоката на разпространение на светлината, под чието действие течността става двойнопречупваща. Тук мярка за големината на двойното пречупване е фазовата разлика, която се получава между обикновения и необикновения лъч. *Тя е пропорционална на квадрата на интензитета на електричното поле и на дебелината d на пласта течност:*

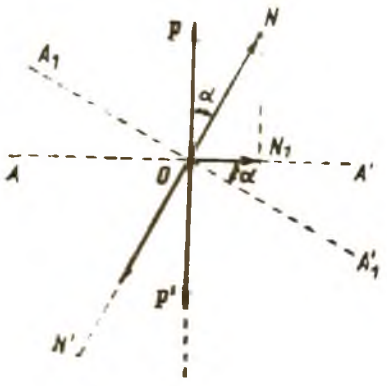
$$\Delta = B d E^2,$$

където B се нарича *константа на Кер*. Най-голяма е константата на Кер за течностите при нитробензола.

Ефектът на Кер се обяснява с ориентирането на молекулите на течността под действието на приложеното електрично поле. Времето, за което молекулите се ориентират, когато полето се приложи, или се дезориентират, когато се премахне, е по-малко от 10^{-9} *сек*. От това следва, че ефектът на Кер е почти безинертен. Това свойство на ефекта на Кер се използува в редица случаи, например като безинертен прекъсвач на светлинния поток при определяне скоростта на светлината, в телевизорите, при звукозаписа и т. н.

§ 319. Въртене равнината на поляризацията

Завъртането равнината на поляризацията се състои в това, че когато линейно поляризирана светлина минава през някои прозрачни вещества, равнината, в която тя трепти, се завърта на някакъв ъгъл. Веществата, които притежават свойството да завъртат равнината на поляризацията, се наричат *оптично активни*. Това явление е било открито от Д. Ф. Араго (1811 г.).



Фиг. 586. Въртене равнината на поляризация на монохроматична светлина

Постави ли се пластинка или разтвор от оптично активно вещество между две кръстосани николеви призми, светлината не изгасва напълно, както се вижда от фиг. 586. Тук PP' означава направлението, в което трепти монохроматичната поляризирана светлина, получена от поляризатора. След като лъчът премине през оптично активното вещество, той трепти вече в направление NN', което е завъртяно спрямо PP' на ъгъл α. През анализатора с направление на трептенията AA' преминават трептения с амплитуда ON_1, която е толкова по-голяма, колкото ъгълът на завъртането α е по-голям. За да спре анализаторът тези трептения, неговата равнина трябва да се завърти на същия ъгъл, т. е. ON да стане перпендикулярна на OA'_1.

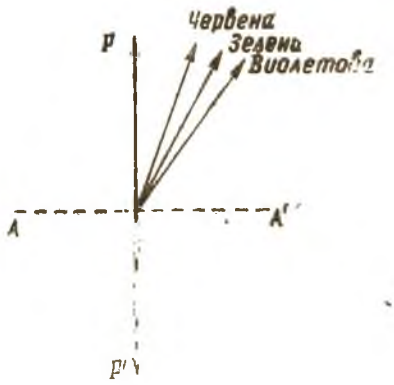
В зависимост от това, в каква посока е завъртяна равнината на поляризацията — наляво или надясно от PP', — оптично активните вещества се разделят на *лявовъртящи* и *дясновъртящи*. Например пластинка от кварц, изрязана перпендикулярно на оптичната ос, може да върти равнината на поляризацията както надясно, така и наляво в зависимост от това, от какъв кристал е изрязана — дали от дясновъртящ или от лявовъртящ кварцов кристал. Затова в зависимост от посоката на завъртането равнината на поляризацията се различава лявовъртящ и дясновъртящ кварц. Също така има и лявовъртяща и дясновъртяща захар и пр.

Големината на ъгъла на завъртането на равнината на поляризацията зависи от дължината на вълната λ. *Обикновено с намаляването на дължината на вълната ъгълът на завъртането на равнината на поляризация расте* (фиг. 587). Така например пластинка от кварц с дебелина 1 *мм*, изрязана перпендикулярно на оптичната ос, завърта равнината на поляризацията на червените лъчи на 15°, а тази на виолетовите — на 50°. По този начин, ако се използува сложна поляризирана светлина поради нееднаквото завъртане равнината на поляризацията за лъчите с различни дължини на вълните, се получава *дисперсия на светлината*.

Ако се постави оптично активно вещество между две николеви призми и през системата се пропусне светлина, в зависимост от взаимното разположение на анализатора и поляризатора могат да се отстраняват лъчите

с една или друга дължина на вълната, като лъчите с останалите дължини на вълните преминават през анализатора с различен интензитет и дават някакъв допълнителен цвят. Като се върти анализаторът, този цвят се изменя, тъй като при различни ъгли на завъртането му спрямо поляризатора той гаси онези лъчи, чиито трептения са перпендикулярни на равнината му.

Лесно може да се докаже, че всеки линейно поляризиран лъч с амплитуда a може да се разложи на два *кръгово поляризирани лъча*, чиито вектори се въртят в противоположни посоки и всеки има амплитуда $\frac{a}{2}$. *Кръгово поляризиран лъч се получава, когато интерферират два лъча с равни амплитуди, поляризирани в две взаимно перпендикулярни посоки и фазовата разлика между които е равна на нечетен брой* $\frac{\pi}{2}$; Трептенията на единия кръгово поляризиран лъч се представят с равенствата



Фиг. 587. Въртене равнината на поляризация на лъчи с различни дължини на вълните

$$x_1 = \frac{a}{2}\sin\omega t \quad \text{и} \quad y_1 = \frac{a}{2}\sin\left(\omega t + \frac{\pi}{2}\right),$$

а тези за втория кръгово поляризиран лъч, който се върти в обратна посока, са

$$x_2 = \frac{a}{2}\sin\omega t; \quad y_2 = \frac{a}{2}\sin\left(\omega t - \frac{\pi}{2}\right).$$

Резултантното движение по оста x от горните два лъча е

$$x = x_1 + x_2 = a\sin\omega t,$$

а по оста y

$$y = y_1 + y_2 = 0,$$

т. е. резултантното движение от трептенията на два светлинни лъча, поляризирани кръгово в противоположни посоки, е хармонично трептеливо движение, което се извършва само по оста x. Следователно получава се линейно поляризиран лъч, чиито трептения се извършват в една равнина.

Като използувал възможността всеки линейно поляризиран лъч да се разложи на два кръгово поляризирани лъча с взаимно противоположни посоки, Френел обяснил въртенето на равнината на поляризацията по следния начин. Когато върху оптичното активно вещество пада линейно поляризиран лъч, той се разлага на два кръгово поляризирани лъча с противоположни посоки на въртене. Ако тези два лъча имат еднаква скорост в пластинката, те излизат от нея, без да се създаде фазова разлика между тях. Затова след пластинката тези два лъча се

събират в един линейно поляризиран лъч, който трепти в същата равнина, както и падащият линейно поляризиран лъч. Но ако двата лъча имат различни скорости във веществото, те ще го преминат за нееднакво време и излизат от него с някаква фазова разлика — единият лъч избързва в сравнение с другия. Като се съберат, те образуват отново линейно поляризиран лъч, но който трепти в друга равнина, която не съвпада с равнината, в която трепти падащият лъч. Двете равнини сключват помежду си някакъв ъгъл, равен на ъгъла на завъртането на равнината на поляризацията от веществото.

Стойността на ъгъла на завъртането равнината на поляризацията при течните и твърдите вещества е пропорционална на дебелината на пласта, през който преминава светлината:

$$\alpha = [\alpha]\, l,$$

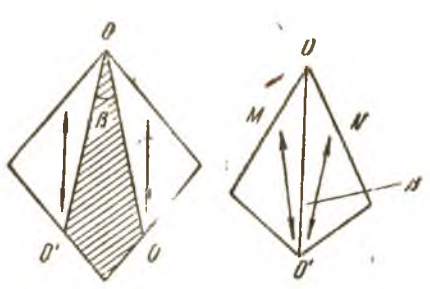
гдето $[\alpha]$ е ъгълът, на който се завърта равнината на поляризацията от пласт вещество с дебелина единица и се нарича *ъгъл на специфичното завъртане.*

Ъгълът на завъртане равнината на поляризацията от разтвори на оптично активни вещества е пропорционален на дебелината на разтвора, през който преминава светлината, и на неговата концентрация:

$$\alpha = [\alpha]\, l\, \frac{c}{100}$$

Стойността на $[\alpha]$ за захарен разтвор е 66,5° за $\lambda = 5890$ Å, като това е ъгълът, на който се завърта равнината на поляризацията от пласт захарен разтвор с дебелина 10 *см* и концентрация 1 *г мл*$^{-1}$.

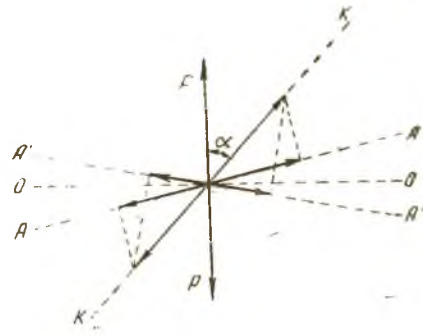
Уредите, с които се измерва концентрацията на разтворите на оптично активни вещества посредством ъгъла на завъртането на равнината на поляризацията, се наричат *поляриметри.* Всеки поляриметър има поляризатор и анализатор. При кръстосано положение на поляризатора и анализатора през анализатора не преминава светлина. Постави ли се между тях оптично активно вещество, което завърта равнината на поляризация на някакъв ъгъл, през анализатора преминава толкова по-интензивна светлина, колкото ъгълът на завъртането е по-голям. За да изгасне светлината отново, анализаторът трябва да се завърти на също такъв ъгъл. Следователно по ъгъла на завъртането на анализатора, при които светлината изгасва, отново се определя ъгълът на завъртането на равнината на поляризацията от изследвания разтвор. По този начин обаче ъгълът може да се определи с малка точност, тъй като не може да се прецени много точно моментът на пълното изгасване.



Фиг. 588. Главно сечение на слепен никол

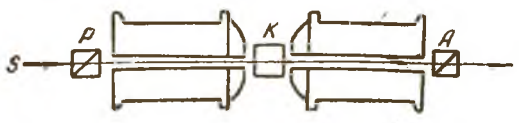
За да се повиши точността на отчитането, са предложени редица

поляриметри, от които най-разпространен е *поляриметърът с полусенки*. Неговата най-съществена част е анализаторът. Той е николева призма, от която е изрязана призма с върхов ъгъл β симетрично на диагонала на ромба (фиг. 588). След като се махне тази призма, останалите две половини на николевата призма се слепват. Тогава главните сечения на тези две половини сключват също ъгъл β. Такъв анализатор дава две зрителни полета, които при използуване на монохроматична светлина са осветлени различно. Съществува обаче симетрично положение на анализатора — направлението OO' (фиг. 589), което е перпендикулярно на направлението PP', при което двете полета са еднакво слабо осветени (полусенки). Постави ли се между поляризатора и анализатора захарен разтвор, той завърта трептенията, които се извършват в равнината на поляризатора PP', на ъгъл α и върху анализатора падат трептения, които се извършват в направлението KK' (фиг. 589). Това довежда до различна степен на осветление на двете зрителни полета. За да се изравнят отново техните степени на осветление, анализаторът трябва да се завърти на същия ъгъл α, на който оптично активното вещество е завъртяло равнината на трептенията, така че направлението OO' да стане перпендикулярно на KK'. Тъй като окото е много по-чувствително към разлики в степените на осветлението на две съседни полета, отколкото да определя абсолютния минимум на осветлението, ъгълът на завъртането на равнината на поляризацията по метода на полусенките се определя много по-точно, обикновено до 0,1°



Фиг. 589. При завъртането на трептенията, които падат върху двойния анализатор, на ъгъл α двете полета са осветлени различно

В 1846 г. Фарадей открива, че когато някои оптично неактивни вещества се поставят в магнитно поле, чиито силови линии съвпадат с направлението на разпространението на свелината, те стават оптично активни. Това бе първото явление на взаимодействие между светлината и магнитното поле, които потвърждават електромагнитното естество на светлината. Горното явление се наблюдава, като през полюсите на електромагнит се направят отвори, през които се пропуска светлина по направление на силовите линии на полето (фиг. 590). Между полюсите се поставя веществото, което под действие на магнитното поле придобива свойството да върти равнината на поляризация. Пред отвора на единия полюс на електромагнита и зад отвора на другия се поставят поляризаторът и анализаторът.



Фиг. 590

Опитите показват, че ъгълът на завъртане на равнината на поляризацията е пропорционален на дължината l на пласта, през който преминава светлината, и на интензитета H на магнитното поле:

$$\alpha = klH.$$

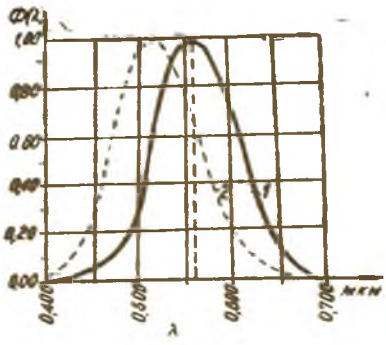
Коефициентът k характеризира способността на веществото да върти равнината на поляризацията под действието на магнитно поле. Ъгълът на завъртане равнината на поляризацията е сравнително голям при феромагнитните вещества — желязо, кобалт, никел и пр. Желязна пластинка с дебелина 1 *мкм*, поставена в поле с $H = 10000$ *ое*, завърта равнината на поляризацията на 2°.

XXXVII. ФОТОМЕТРИЯ

§ 320. Светлинни величини

Количеството на енергията, която се пренася от светлинните вълни през каквато и да е площ за единица време, се нарича *поток на светлинната енергия* — F. От това определение се вижда, че потокът на светлинната енергия има измерение на мощност и следва да се измерва с единицата ват (*вт*).

Измерването на потока на светлинната енергия се преценява по промените, които светлината предизвиква, когато пада върху приемник на лъчиста енергия, като например фотоелемент, термоелемент, фотографска емулсия, човешко око и др.



Фиг. 591. Относителна чувствителност на човешкото око (I) в зависимост от дължината на вълната на лъчите

Когато човешкото око се използува за оценка и измерване на светлинните величини, трябва да се има пред вид неговата селективна, нееднаква чувствителност към лъчите с различна дължина на вълната. На фиг. 591 е представена кривата на спектралната чувствителност на окото. По абсцисната ос са нанесени дължините на вълните, а по ординатната ос са нанесени стойности, които са обратно пропорционални на мощността на различните монохроматични потоци на светлинната енергия, които предизвикват еднакви зрителни възприятия. Тази крива, както показват измерванията, не се изменя много за различните наблюдатели. Кривата, представена на фиг. 591, представлява спектралната чувствителност на нормалното средно човешко око и има максимум при $\lambda = 5550$Å, който условно се приема за единица.

За целите на светотехниката е изработена специална система от

светлинни величини, наречени *субективни*, както и единици за тях, съобразени със зрителното усещане, което предизвиква видимата светлина. Основна величина в тази система е *светлинният поток*.

Потокът на светлинната енергия, преценен по зрителното усещане, което той предизвиква в човешкото око, се нарича светлинен поток — Ф. От кривата за спектралната чувствителност на окото се вижда, че потоци с една и съща обективна мощност, но съставени от лъчи с различни дължини на вълните, се възприемат като светлинни потоци с различен интензитет или за да се възприемат с еднакъв интензитет, те трябва да имат различни мощности. Така например при една и съща мощност на потока на светлинната енергия зрителното възприятие от зелените лъчи е почти 100 пъти по-силно, отколкото от червените или синьовиолетовите лъчи.

Стойностите на светлинните величини се определят по-точно, когато източникът излъчва равномерно във всички посоки и когато размерите му спрямо наблюдателя или уреда са много малки. Такъв *светлинен източник* се нарича *точков*. Най-добри точкови източници са звездите, понеже разстоянията им до Земята са много по-големи от техните размери.

Често за практически задачи е важно да се познава не целият светлинен поток, който се излъчва от източника във всички посоки, а само онзи, който се ограничава в някакъв пространствен ъгъл. *Светлинният поток в единица пространствен ъгъл се нарича сила на светлината.* Ако светлинният поток на точков източник се излъчва равномерно във всички посоки, силата на светлината му в коя и да е посока е

$$I = \frac{\Phi_1}{4\pi} \quad \Phi = 4\pi I.$$

Повечето от светлинните източници не излъчват равномерно във всички посоки. За такива източници се въвежда величината сила на светлината в определена посока:

$$I = \frac{d\Phi}{d\omega}.$$

За всеки светлинен източник с постоянна мощност светлинният поток е постоянна величина и той не може да се увеличава с никакви средства. Чрез различни оптични системи светлинният поток на източника може да се преразпределя пространствено, като например се концентрира в желана посока. По този начин се увеличава силата на светлината в тази посока за сметка на намалението ѝ в друга посока.

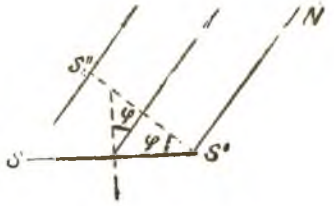
Много източници на светлина имат определени размери и се намират на близко разстояние от мястото на наблюдението, следователно не могат да се смятат за точкови източници. Те се характеризират с нова светлинна величина — *светлост, която числено е равна на светлинния поток, излъчен във всички посоки от единица светеща повърхност*:

$$R = \frac{\Phi}{S}$$

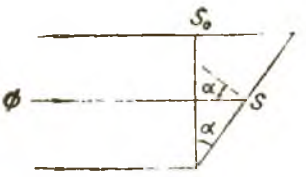
Със светлостта е тясно свързана друга светлинна величина — *яркост (блясък)* B на светлинния източник в определена посока. *Яркостта числено е равна на силата на светлината на източника в съответната посока към лицето на проекцията на излъчващата повърхност върху равнина, перпендикулярна на тази посока* (фиг. 592):

$$B=\frac{I}{S\cos\alpha}$$

При някои светлинни източници, като Слънцето, яркостта е еднаква във всички посоки. Такива *източници* се наричат *ламбертови*.



Фиг. 592. Определяне яркостта на излъчващата повърхнина SS' в посока $S'N$ чрез проекцията ѝ в равнината $S'S''$



Фиг. 593. Осветление на повърхност от лъчи, които падат под ъгъл

Друга характерна светлинна величина е осветлението E, която е числено равна на светлинния поток, който пада върху единица осветлявана повърхност:

$$E=\frac{\Phi}{S}.$$

По външен вид тази зависимост прилича на формулата за светлостта на светлинния източник, само че тук Φ е светлинният поток, който пада върху повърхността S. (Във формулата за светлостта Φ е светлинният поток, който се излъчва от повърхността S.)

Ако източникът е точковиден и той излъчва равномерно във всички посоки, осветлението на сферична повърхнина с радиус r, в центъра на която се намира този източник, ще бъде

$$E=\frac{\Phi}{S}=\frac{4\pi I}{4\pi r^2}=\frac{I}{r^2}.$$

Ако осветяваната повърхност сключва ъгъл α с падащите върху нея светлинни лъчи, осветлението ѝ зависи от този ъгъл, тъй като колкото повърхността е по-наведена, толкова върху нея пада по-малък светлинен поток (фиг. 593). В този случай е в сила равенството

$$E=\frac{\Phi}{S}=\frac{\Phi\cos\alpha}{S_0}=\frac{I}{r^2}\cos\alpha.$$

Повърхнини, които са разположени перпендикулярно на падащите лъчи, се осветляват най-силно. Ако при нормално разположение на повърхността спрямо падащите лъчи върху нея пада светлинен поток Φ, при наведено положение върху нея ще пада светлинен поток $\Phi \cos\alpha$.

§ 321. Фотометрични единици

Всички светлинни величини са свързани помежду си с определени зависимости. Затова достатъчно е да се дефинира произволно единицата за една от тях, а единиците за всичките останали величини могат да се получат от нея.

Единица за измерване на светлинния поток се приема *луменът* (*лм*). *Един лумен е светлинният поток, който излъчва абсолютно черна повърхност при температурата на втвърдяването на платината* (2042° K) *от 0,5305 мм² повърхност.* Приета е температурата на втвърдяването на платината, защото тя може да се възпроизвежда с много голяма точност.

Освен основната единица употребява се и *декалуменът* (*дклм*).

Представа за големината на светлинния поток от един лумен може да се получи от следните стойности: лятно време при пълна облачност върху 1 *см²* пада светлинен поток приблизително 1 *лм*, а при слънце — около 10 *лм*. Електрична крушка с мощност 100 *вт* излъчва светлинен поток около 1000 *лм*.

Единицата за сила на светлината се нарича *свещ (св). Сила на светлината 1 св има точков източник, който излъчва светлинен поток 1 лм, разпределен равномерно в пространствен ъгъл 1 стеридиан.*

Единицата за яркост на светлинен източник се нарича *стилб* (*сб*). *Яркост 1 сб има онзи светлинен източник, чиято сила на светлината от 1 см² повърхност по направление, перпендикулярно на нея, е 1 св.*

За сила на осветлението се използуват две единици — *фот (фт)* или *луксс* (*лк*). *Осветление 1 фт има равномерно осветлена повърхнина, върху всеки квадратен сантиметър от която пада светлинен поток 1 лм.* Ако върху всеки квадратен метър пада светлинен поток 1 *лм*, осветлението е 1 *лк*. Следователно 1 $фт = 10^4$ *лк*.

Светлинен поток 1 *лм*, съставен от монохроматична светлина с дължина на вълната 5560 Å (жълтозелен цвят), има мощност приблизително 16 000 *ерг сек*$^{-1}$, а светлинен поток 1 *лм*, съставен от бяла светлина, има мощност 46 000 *ерг сек*$^{-1}$

По-долу са посочени като примери стойностите на осветлението и яркостта в някои по-често срещани случаи.

а) Осветление

От преки слънчеви лъчи по пладне за средни широчини при ясно време . . .	~ 100 000 *лк*
При снимки в ателие	~ 10 000 „
[illegible] но небе	~ 1 000 „

В светла стая недалеч от прозореца . .	. ~ 100 *лк*
На маса за фина работа . .	~ 100—200 .
При четене	30—50 .
На екран на кинотеатър .	20—80 .
При пълнолуние	0,2 .
Нощем при липса на луна . .	0,0003 .

б) Яркост

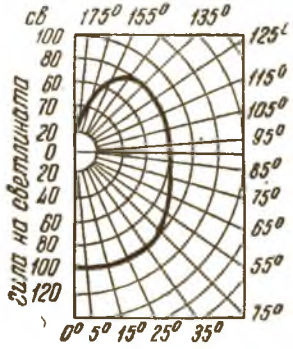
Слънце .	150 000 *сб*
Живачна дъгова лампа със свръхвисоко налягане	120 000 ÷ 150 000 .
Кратер на електрическа дъга с въгленови електроди	15 000 .
Нишка на електрическа крушка	150—200 .
Нощно безлунно небе . . .	10^{-8} .
Най-малка различима яркост	10^{-10} .

Въпросът за правилното осветление на работните места е от особена важност за осветлителната техника.

Осветлението трябва да бъде оптимално, равномерно и в някои случаи трябва да има определен възлов състав. Най-слабото осветление при груба работа е 20—30 *лк*, а за точна и фина работа трябва да бъде 100 ÷ 500 *лк*. При употреба на луминесцентни лампи тези норми могат да се увеличат двойно, от 200 ÷ 1000 *лк*, като окото трябва да се предпазва да не гледа пряко светлинните източници.

Зрителната умора настъпва значително по-бързо, когато окото трябва да наблюдава последователно различно осветлени повърхности, например когато се премества погледът от ярко осветлени предмети към слабо осветлени. Затова осветлението трябва да бъде по възможност равномерно.

Разпределението на интензивността на всеки светлинен източник в различни посоки се представя с векторна диаграма (фиг. 594).



Фиг. 594. Разпределение на интензивността на излъчена светлина

Отношението на получения светлинен поток от някой източник към изразходваната от него енергия се нарича *светлинен добив* и се измерва в *лм вт*$^{-1}$. Светлинният добив зависи силно от температурата на светещата повърхност. Например електрическа крушка с волфрамова нишка при температура 1700° K има светлинен добив 0,59 *лм вт*$^{-1}$, а при 2160° K — 4,4 *лм вт*$^{-1}$.

§ 322. Принцип на субективните фотометрични методи

Силата на светлинните източници се измерва с фотометри. Най-просто това може да се направи, като се сравнява осветлението на две еднакви плоскости — една осветлена от единия източник, а другата — от втория, при условие, че лъчите към двете повърхности падат под един и същ ъгъл (фиг. 595).

Ако осветлението на двете повърхности се изравнява при разстояния r_1 и r_2 на източниците с интензитети I_1 и I_2,

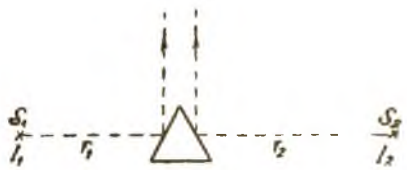
$$E = \frac{I_1}{r_1^2}\cos\alpha = \frac{I_2}{r_2^2}\cos\alpha$$

и силата на втория източник, като се познава тази на първия, е

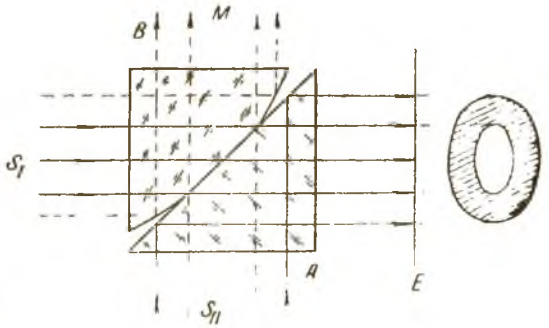
$$I_2 = I_1 \frac{r_2^2}{r_1^2}.$$

Това е *основното фотометрично равенство*, което се използува при всички видове фотометри.

Всеки фотометър се състои от приспособление, с което се получават две съседни полета, чиито осветления трябва да се сравняват, при което едното се осветлява от еталонен източник, а другото — от източ-



Фиг. 595. Фотометър на Ричи



Фиг. 596. Куб на Лумер—Бродхун

ника, чиято сила на светлината се измерва, и приспособление, чрез което може да се променя светлинният поток, който идва от единия от източниците.

Кубът на Лумер—Бродхун (фиг. 596) е най-разпространеното приспособление, с което се получават две съседни полета, осветлени от два източника. Той се състои от две правоъгълни призми A и B. Стената на призмата B, разположена срещу правия ъгъл, е шлифована като сферична повърхност, в чиято среда е оставен равнинен участък m с форма на кръг, с който тя се допира плътно до призмата A. Лъчите, които идват от източника S_I, чиято сила I се търси, минават през участъка m и образуват върху екрана светъл кръг. Страничните лъчи от този източник претърпяват пълно вътрешно отражение от сферичната повърхност на призмата и така се отстраняват. Лъчите, които идват от еталонния източник S_{II} и падат върху участъка m, преминават в направлението M, а лъчите извън m претърпяват пълно вътрешно отражение и се насочват също към екрана E, където образуват светъл пръстен около светлия кръг, получен от S_I (фиг. 596). Светлинните снопове на двата източника трябва да бъдат съставени от успоредни лъчи.

За да се изравни осветлението на двете полета, трябва да има приспособление, чрез което да се променя светлинният поток на единия от източниците. Това се постига или като се променя разстоянието до еталонния източник, или като се поставят на пътя на светлинния поток при-

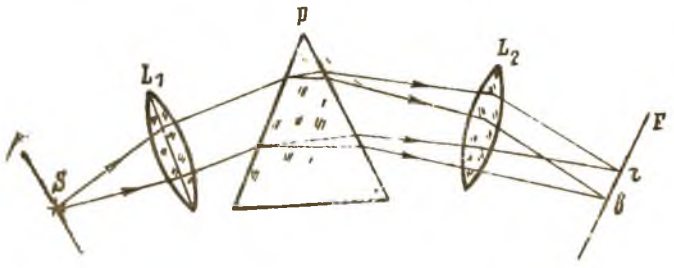
способления (диафрагми, фотометрични клинове, поляризационни призми и пр.), които променят светлинния поток.

Двете сравнявани полета трябва да имат един и същ цвят, т. е. двата източника трябва да дават светлина с еднакъв спектрален състав. При различни цветове е почти невъзможно да се сравнява осветлението на двете полета.

XXXVIII. ДИСПЕРСИЯ

§ 323. Дисперсия на светлината

Скоростта на светлината във вакуум е една и съща за всички цветове. Това се доказва, когато се наблюдават затъмненията на двойните звезди. Началото на затъмнението на звездата или излизането ѝ от сянката на нейния спътник дава началото или края на светлинен сигнал, който достига до Земята. Ако лъчите с различни дължини на вълните се разпространяват с нееднакви скорости, началото на излизането от пълното затъмнение трябва да се види в онзи цвят, чиито лъчи се разпространяват с най-голяма скорост, тъй като те ще пристигнат най-бързо. Обратно, светлината, която звездата изпуска, преди да навлезе напълно в сянката на своя спътник, трябва да отговаря на онези лъчи, които се разпространяват с най-малка скорост. В действителност не се наблюдава никакво оцветяване, с което се доказва, че *във вакуум* (например в междупланетното пространство) *скоростта на светлината не зависи от дължината на вълната*, т. е. тя е една и съща за всички цветове.



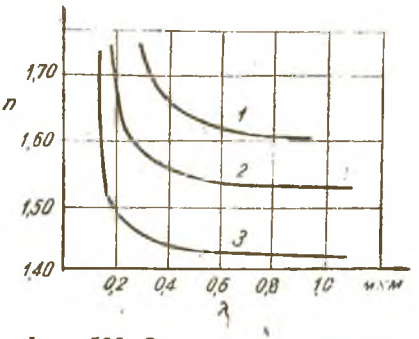
Фиг. 597. Разлагане на светлината чрез призма (схема на призмен спектрограф)

Когато светлината се разпространява в прозрачни вещества, нейната скорост зависи от честотата. Тъй като показателят на пречупването на всяка среда е равен на отношението на скоростта на светлината във вакуум към скоростта на светлината в тази среда, следва, че показателят на пречупването на средата зависи също от дължината на вълната. Вследствие на това, *когато сложна светлина преминава през призма, направена от прозрачно вещество, тя се разлага, което явление се нарича дисперсия на светлината.*

Първите наблюдения върху дисперсията на светлината са направени от Нютон (1672 г.). Разлагането на светлината чрез призма се използува широко и сега. Във фокалната равнина на лещата L_1 (фиг. 597) се поставя тесен процеп S, успореден на пречупващия ръб на призмата P,

върху която пада успореден светлинен сноп. Преминалите през призмата успоредни светлинни лъчи се събират от втората леща L_2 в нейната фокусна равнина. Върху екрана E, поставен в тази равнина, се наблюдават цветни линии — *цветни образи на процента*, които образуват *спектъра на преминалата през призмата светлина*. При това *най-слабо се пречупват червените лъчи, а най-силно — виолетовите.*

Ако изследваната светлина е слънчева, наблюдават се известните седем цвята — червен, оранжев, жълт, зелен, ясносин, тъмносин и виолетов, — които образуват *слънчевия спектър*. Човешкото око може да различава около 150 нюанса на спектрални цветове. Цветът физично може да се характеризира или с дължината на вълната, или с периода, или с честотата, или с реципрочната стойност на дължината на вълната $\frac{1}{\lambda}$, която се нарича *вълново число* и дава броя на дължините на вълните, които се съдържат в дължина 1 *см*. Вълновото число има измерение $см^{-1}$.



Фиг. 598. Зависимост на показателя на пречупването от дължината на вълната за три различни вещества

Дължината на спектъра, получен върху екрана E при равни други условия, зависи от веществото на призмата. Спектърът на бялата светлина, получен от стъклена куха призма, напълнена със серовъглерод, е 5—6 пъти по-дълъг от спектъра, получен от същата призма, напълнена с вода.

Зависимостта на показателя на пречупването от дължината на вълната, изразена графично, се нарича *дисперсионна крива на веществото* (фиг. 598). В практическата оптика показателите на пречупването се измерват само за някои дължини на вълните, най-често за следните:

B — червена	— $\lambda = 6867$ Å,	която	принадлежи	на кислорода
C — червенооранжева	— $\lambda = 6563$ Å,	„	„	„ водорода
D — жълта	— $\lambda = 5893$ Å,	„	„	„ натрия
F — светлосиня	— $\lambda = 4861$ Å,	„	„	„ водорода
G — тъмносиня	— $\lambda = 4341$ Å,	„	„	„ водорода

Човешкото око е най-чувствително за тази част от непрекъснатия спектър на светлината, която се намира между линиите C и D. Затова, когато се конструират оптични апарати, предназначени за наблюдение с око, важно е да се знае дисперсията на използуваните в тях лещи за тази област от спектъра.

Средна дисперсия ($\Delta_{ср}$) *на прозрачно вещество се нарича разликата между показателите на пречупването на линиите F и C*:

$$\Delta_{ср} = n_F - n_C.$$

При пресмятането на оптичните системи по-често се употребява *относителната дисперсия* (δ), *която е равна на отношението на сред-*

ната дисперсия към показателя на пречупването за линията D, намален с единица:

$$\delta = \frac{\lambda_{CP}}{n_D - 1} = \frac{n_F - n_C}{n_D - 1}$$

Нейните стойности са много малки числа и затова обикновено се използува реципрочната ѝ стойност

$$\nu = \frac{1}{\delta} = \frac{n_D - 1}{n_F - n_C},$$

която се нарича *коефициент на дисперсията* или *число на Абе.* Числените стойности на този коефициент за различните вещества е между 10 (за вещества, които силно разлагат светлината) и 100 (вещества със слаба дисперсия).

В долната табл. 30 са посочени стойностите на показателя на пречупването и различните видове дисперсии за някои вещества.

Таблица 30

Коефициент на пречупване и дисперсия на някои вещества

Линия	λ в Å	Вода	Спирт	Серовъглерод	Леко крон стъкло	Тежко флин стъкло
C	6563	1,3314	1,3609	1,6199	1,5127	1,7434
D	5893	1,3332	1,3625	1,6291	1,5153	1,7515
F	4861	1,3373	1,3665	1,6541	1,5214	1,7723
Средна дисперсия		0,0059	0,0056	0,0342	0,0087	0,0289
Относителна дисперсия		0,0177	0,0154	0,0543	0,0169	0,0385
Коефициент на дисперсия		56,5	64,7	18,4	59,2	26,0

От тези данни се вижда, че най-малка дисперсия има спиртът, а най-голяма — серовъглеродът.

От подробни изследвания върху показателя на пречупването на прозрачните вещества (стъкло, кварц, вода и др.) е установено, че когато дължината на вълната намалява, той се увеличава. На фиг. 598 е показана зависимостта на показателя на пречупването n от дължината на вълната за три различни вещества. От тези криви се вижда още, че дисперсията d на веществата, която се определя като отношение от промяната Δn на показателя на пречупването към промяната $\Delta\lambda$ на дължината на вълната $d = \frac{\Delta n}{\Delta\lambda}$, също се увеличава, когато дължината на вълната намалява. *С това се обяснява неравномерността на спектъра, получен с призмен спектрограф.* Затова на една и съща разлика между дължините на вълните в различните части на спектъра, получен с призма, отговарят различни разстояния, които са толкова по-малки, колкото са по-дълги вълните.

§ 324. Нормална и аномална дисперсия

Дисперсия, която расте, когато дължината на вълната намалява, се нарича нормална дисперсия. Веществата притежават нормална дисперсия за всички лъчи, които не се поглъщат от тях.

В областите на спектъра, които се поглъщат от веществото, се наблюдава обратното явление — *показателят на пречупването расте заедно с дължината на вълната.* Такава *дисперсия* се нарича *аномална.* Във видимата област аномална дисперсия се наблюдава при газовете и парите.

А. Л. Коши дава следната зависимост на показателя на пречупването от дължината на вълната:

$$n=a+\frac{b}{\lambda^2}+\frac{c}{\lambda^4}+\cdots,$$

която при подходящо подбрани константи a, b, c,... се съгласува задоволително с опитно получената крива за нормалната дисперсия.

Съгласно електронната теория дисперсията може да се обясни по следния начин. Светлинните вълни, които са електромагнитни, когато преминават през прозрачни вещества — обикновено диелектрици, — заставят електроните им, а понякога и йоните им да извършват принудени трептения с по-голяма или по-малка амплитуда в зависимост от тяхната собствена честота на трептение и честотата на падащата електромагнитна вълна. По такъв начин принудително трептящите частици на веществото стават източници на вторични електромагнитни вълни, които се наслагват върху първичната вълна. Вследствие инертността на трептящите частици вторичната електромагнитна вълна изостава по фаза от първичната, което изоставане при един и същ изминат път е толкова по-голямо, колкото дължината на вълната е по-малка. В резултат на интерференцията между първичната и вторичната електромагнитна вълна се получава резултантна светлинна вълна, която се разпространява с толкова по-малка скорост, колкото е по-къса дължината на вълната ѝ, а следователно толкова по-голям е показателят на пречупването ѝ.

Когато честотата на падащата електромагнитна вълна е равна на собствената честота на електрона, настъпва явлението *резонанс* — електронът трепти с максимална амплитуда и значителна част от енергията на падащата електромагнитна вълна се превръща в молекулно-механична, което външно се проявява като затопляне на веществото. По този начин падащата вълна повече или по-малко се поглъща от средата, през която преминава. Поглъщането зависи от дължината на вълната, от дебелината и от плътността на пласта вещество. Колкото дебелината и плътността на пласта, през който преминава електромагнитната вълна, са по-големи и колкото нейната честота е по-близка до собствената честота на трептение на частиците на средата, толкова поглъщането е по-силно.

В спектъра на сложната светлина, преминала през пласт от някое вещество, се наблюдават тъмни *абсорбционни ивици* или *линии*, които съответствуват точно на онези дължини на вълните, които са погълнати

от него. Така се получават *абсорбционни спектри.* В зависимост от веществото, през което преминава светлината, абсорбционните спектри биват различни. Като се изучават абсорбционните спектри на всяка среда, може да се анализира химичният й състав.

Като правило при твърдите и течните вещества се получават абсорбционни спектри, съставени от широки тъмни ивици. Многоатомните газове имат абсорбционни спектри, съставени от повече или по-малко сложни абсорбционни ивици, докато едноатомните газове и парите на металите се характеризират с резки линии на поглъщане, чиято ширина често е от порядък на 10^{-3} Å.

Когато налягането на газовете се повишава, тъмните линии в абсорбционните им спектри стават все повече и повече размити, като при много високи налягания започват да приличат на абсорбционните спектри на течностите. Това показва, че разширението на тъмните линии в абсорбционните спектри на газовете се дължи на взаимодействието на атомите им един с друг. Аномалната дисперсия на веществата се наблюдава в близко съседство до ивиците на поглъщането, където показателят на пречупването им нараства заедно с увеличението на дължината на вълната.

§ 325. Поглъщане на светлината

Въпросът за цвета на телата е свързан с поглъщането на светлината. *Цветът на всяка повърхност се определя от онези лъчи, които не се поглъщат от нея.* Цветът на повърхностите се определя от състава на светлината, която пада върху тях, и от техните абсорбционни свойства. Когато се говори за цвят на телата, обикновено се разбира *цветът, който те имат, когато се осветляват с бяла светлина.*

Повърхности, които отражават в еднаква степен всички лъчи независимо от дължината на вълната им, изглеждат бели. Когато белите повърхности се осветляват с монохроматична светлина, те приемат цвета на падащата върху тях светлина, т. е. стават сини, зелени, червени и др.

Повърхности, които поглъщат всички лъчи, паднали върху тях, се наричат абсолютно черни. Обикновено черна повърхност се нарича онази, която поглъща равномерно по-голямата част от падналите върху нея лъчи.

Голяма част от повърхностите отразяват избирателно, селективно — само в определен спектрален интервал. Когато такива повърхности бъдат осветлени с бяла светлина, те се виждат оцветени в резултантния цвят, получен от отразените от тях лъчи. Такива *повърхности* се наричат *цветни.*

Цветът на оцветените повърхности се определя от лъчите, които не поглъщат нанесеното върху тях багрило. Ако се осветлят различно оцветени, повърхности с монохроматична натриева светлина, те изглеждат тъмни, с изключение само на онези, които са обагрени жълто. Те отразяват натриевата светлина и се виждат оцветени жълто.

Плоскопаралелни пластове от прозрачни вещества, които притежават избирателно поглъщане в една или друга част от спектъра, се наричат *светофилтри*. Те се използуват да се отделя светлина в по-тесни вълнови области.

По-горе се обясни, че когато преминава светлина през веществата, тя създава трептения на електроните им. Вследствие на това преминаването на светлината през веществата винаги се съпровожда със загуба на светлинна енергия, която се трансформира във вътрешна енергия на средата.

Намаляването dI на силата на светлината, когато преминава през пласт вещество с дебелина dx, е пропорционално на дебелината на преминатия слой и на интензитета I на падащата светлина:

$$dI = -kI\,dx.$$

Коефициентът на пропорционалност k се нарича *коефициент на поглъщането*, като стойността му зависи от дължината на вълната. Решението на горното диференциално уравнение за дебелина d е

$$I = I_0 e^{-kd}$$

Коефициентът на поглъщането k за видима светлина има стойности от 0,01 до 0,03 $см^{-1}$ за различните видове стъкла, 0,001 $см^{-1}$ за водата и около $3 . 10^{-5}$ $см^{-1}$ за въздуха. При цветни разтвори с малка концентрация коефициентът на поглъщането зависи от концентрацията на цветното вещество. Тази зависимост понякога се използува, за да се установи химичният състав на разтворените вещества или концентрацията им, като се измерва коефициентът на поглъщането им за различните дължини на вълните или в по-тесни вълнови области.

Колкото проводимостта на някое вещество е по-голяма, толкова той поглъща светлината по-силно. Металите, които са добри проводници на електрическия ток, стават непрозрачни при дебелина на изрязаната от тях пластинка над няколко десети микрона.

При това *колкото някое вещество поглъща светлината по-силно, толкова неговият коефициент на отражение е по-голям*. Например коефициентът на отражението при стъклото е 4 %, а при металите той достига до 80—90 %. Освен това металите притежават и избирателно отражение. Наблюдавано в отразена светлина, златото има жълт цвят, но тънка златна пластинка с дебелина от порядъка на *мкм*, която пропуска светлината, наблюдавана в преминала светлина, има зелен цвят.

XXXIX. ИЗЛЪЧВАНЕ И ПОГЛЪЩАНЕ НА СВЕТЛИНАТА

326. Топлинно излъчване

Всяко светещо тяло губи част от своята енергия. За да се поддържа неговото светене продължително време, тази загуба трябва по някакъв начин да се попълва, което може да стане чрез разнообразни процеси:

а) Хемилуминесценция. Това е процес, при който светенето се предизвиква в резултат на някаква химична реакция. Например светенето на фосфора възниква при неговото бавно окисление на въздуха. На същата причина се дължи светенето на гниещи дървета и др.

б) Фотолуминесценция. Това е процес, при който излъчващото тяло предварително е погълнало светлинна енергия и след това само започва да свети. При поглъщането на светлината в тялото са настъпили някакви промени, вследствие на които то е задържало някакво количество енергия. Светенето се дължи на излъчване на тази задържана енергия.

Някои твърди тела светят, когато се бомбардират с електрони — *катодолуминесценция*. Светят и газовете, когато през тях преминава електричен ток. Енергията, която газът отдава при светенето, се попълва от енергията, която отдават електроните, когато се ударят в атомите и молекулите.

в) Най-разпространеният вид излъчване е *топлинното*, при което загубата на енергията при излъчването се попълва чрез затопляне на излъчващото тяло. Този вид излъчване се нарича още *температурно*. Тук ще се разгледат по-подробно топлинното излъчване и законите при него. Когато някое тяло с висока температура на топене се нагрява, отначало то започва да свети с тъмночервена светлина. Когато по-нататък се повишава температурата му, то свети все по-интензивно, като цветът на излъчваната светлина все повече и повече се доближава до белия, докато при температура около 1500° C той става ярко бял.

Ако през време на нагряването на тялото се следи и анализира излъчваната от него светлина със спектроскоп, ще се види, че когато температурата нараства, постепенно в неговото лъчение се включват лъчи с все по-къси дължини на вълните, като се започне от невидимите инфрачервени лъчи, мине се през цялата видима област и се стигне също до невидимите ултравиолетови лъчи.

Нагреят ли се до една и съща температура две тела, едно от които е прозрачно, а другото непрозрачно (например кварц и метал), ще се види, че непрозрачното тяло свети по-интензивно, т. е. *телата, които поглъщат светлината по-силно, светят по-интензивно*.

Ежедневният опит показва, че ако две тела, които се намират при различни температури и не са топлинно изолирани, се поставят едно до друго, след някое време те си изравняват температурите, т. е. *достигат до топлинно равновесие*, при което по-топлото тяло отдава топлина на по-студеното.

Топлинното равновесие е динамично, при което телата едновременно поглъщат и излъчват топлина в околното пространство. Колкото някое тяло излъчва повече, толкова то и по-силно поглъща топлина, за да си запази температурата постоянна, т. е. да бъде в равновесие с околните тела.

Светлинната енергия, която се излъчва от единица повърхнина на някое тяло за единица време, характеризира неговата *излъчвателна способност* и се отбелязва с E. Тя зависи от температурата на тялото и от честотата на излъчваната светлинна енергия. По-правилно е да се говори за *излъчвателна способност на повърхностите* за определена температура T и определена честота ν, т. е. $E_{\nu,T}$, която се нарича *спектрална излъчвателна способност*.

Излъченият светлинен поток $\Phi_{\nu,T}$ от единица повърхност на светещото тяло в честотния интервал $(\nu, \nu + d\nu)$ е

$$d\Phi = E_{\nu,T}\, d\nu.$$

Тогава общото излъчване за всички честоти е

$$\Phi = \int_0^\infty E_\nu\, d\nu \text{ при } T = \text{пост.}$$

Когато върху повърхност от някое тяло пада светлинен поток $d\Phi$, част от него $d\Phi'$ се поглъща от тялото. Отношението на погълнатия светлинен поток към падналия характеризира *поглъщателната способност на повърхността* на тялото и се означава с A, като $A = \frac{d\Phi}{d\Phi'}$.

Подобно на излъчвателната способност също и поглъщателната способност на всяка повърхност зависи от честотата и от температурата. Поглъщателната способност за всички вещества $A_{\nu,T}$ е правилна дроб. Нейната най-голяма стойност е единица. Повърхности, за които абсорбционната способност е единица за всички честоти, поглъщат цялото лъчение, което пада върху тях. Такива повърхности се наричат *абсолютно черни*.



Фиг. 599. Схема на абсолютно черна повърхност

В природата не съществуват повърхности, чиито свойства да съвпадат напълно със свойствата на абсолютно черната повърхност. Обаче по изкуствен начин може да се създаде повърхност, която по свойствата си да се доближава твърде много до абсолютно черната. Така малък отвор на куха сфера (фиг. 599), чиято вътрешна стена е покрита със сажди, може да се смята за абсолютно черна повърхност. Лъчите, които влизат през малкия отвор S, се отразяват многократно вътре в сферата, при което се поглъщат напълно независимо от дължината на вълната им.

§ 327. Закони на Кирхоф и на Стефан—Болцман

За определени честота и температура отношението на излъчвателната към поглъщателната способност за всички повърхности е постоянна величина — закон на Кирхоф. Тъй като за абсолютно черната повърхност поглъщателната способност е равна на единица, отношението на излъчвателната способност към поглъщателната съгласно закона на Кирхоф е равно на излъчвателната способност на абсолютно черната повърхност $E_{\nu,T}$, която се намира при същата температура

$$\frac{E_{\nu,T}}{A_{\nu,T}} = E_{\nu,T}$$

При топлинното излъчване основната задача е да се определи как зависи излъчвателната способност на повърхностите от температурата и честотата. Решаването на тази задача е изисквало дълги усилия. Отначало било намерено, че *общото количество на излъчената енергия е пропорционално на четвъртата степен на абсолютната температура.* Тази зависимост първо е била открита от Й. Стефан, а Л. Болцман е доказал, че тя важи само за абсолютно черните повърхности. *Законът на Стефан—Болцман* гласи, че *общото излъчване на единица абсолютно черна повърхност е пропорционално на четвъртата степен на абсолютната температура*:

$$E_T = \sigma T^4,$$

където σ е постоянна величина, числено равна на $5{,}67 \cdot 10^{-5}$ *ерг см*$^{-2}$ *сек*$^{-1}$ *град*$^{-4}$.

Излъчване, близко до това на абсолютно черната повърхност, може да се осъществи, като се нагрее до желаната температура вътрешната повърхнина на куха сфера с малък отвор (фиг. 599).

§ 328. Закони на Вин и на Планк

На фиг. 600 са представени опитно получените криви за разпределението в зависимост от дължината на вълната на излъчената енергия в спектъра на абсолютно черната повърхност. Всяка крива се отнася за различни температури. Тези криви се получават със следната опитна постановка (фиг. 601). Светлината, която излъчва абсолютно черната повърхност A, се разлага с призмата P. Енергията на всяка част от спектъра се измерва с чувствителен термоелемент T, който се движи от единия му край до другия.

Както се вижда от получените криви (фиг. 600), при всяка температура съществува дължина на вълната, която се излъчва с максимална интензивност λ_{max}.

Когато температурата нараства, увеличава се и общата излъчена енергия, която на фигурата е пропорционална на площта, заградена от кривата и абсцисната ос. *Лицата на тези площи* се подчиняват на закона на Стефан — Болцман, т. е. *растат пропорционално на четвър-*

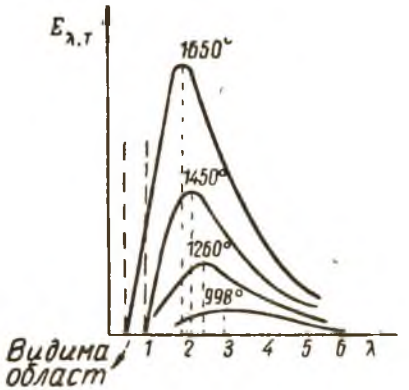
тата степен на абсолютната температура. От фигурата се вижда още, че *когато температурата нараства, дължината на вълната с максимална енергия намалява,* т. е. максимумът на кривите се премества към късите дължини на вълните, което е *законът на В. Вин*:

$$\lambda_{max} = \frac{c}{T}.$$

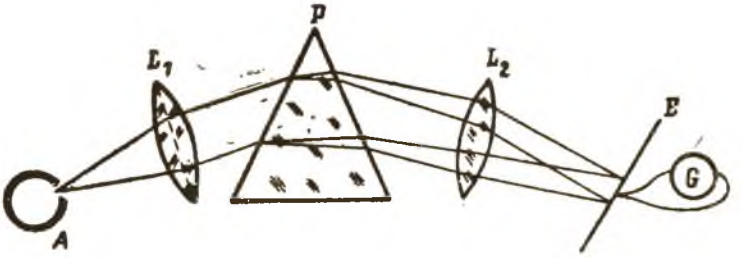
Дължината на вълната при максимална интензивност на абсолютно черна повърхност е обратно пропорционална на абсолютната температура. Ако дължината на вълната се измерва в *мкм*, а абсолютната температура T в °К, получава се

$$\lambda_{max} = \frac{2886}{T^\circ}.$$

От това равенство се вижда, че при температурите, които се получават в практиката, дължината на вълната с максимална интензивност лежи в инфрачервената област. Едва при температури около 5000° К тя се намира в жълтозелената



Фиг. 600. Зависимост на излъчената енергия от абсолютно черно тяло от дължината на вълната



Фиг. 601. Схема на опитна постановка за снимане кривите на излъчването

Таблица 31

Дължина на вълната с максимална интензивност в зависимост от температурата на излъчващата повърхност

T в °К	300	1200	1600	2000	3000	4000	5000	6000	8000	10 000
λ в *мкм* . .	~10	2,405	1,804	1,443	0,962	0,726	0,577	0,481	0,361	0,289

област на спектър. При температури над 7200° К този максимум преминава в ултравиолетовата област (табл. 31).

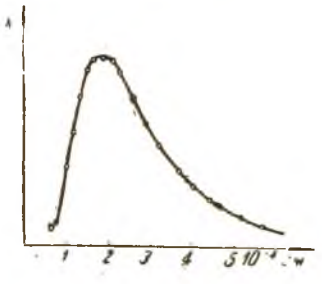
Опитите да се намери аналитичен израз на функцията $E_{\nu,T} = f(\nu,T)$, който да съвпада с опитно получените криви, дълго не са давали за-

доволителни резултати. Законите на класичната електродинамика, въз основа на която са правени тези опити, са неприложими към елементарните процеси на топлинното излъчване.

От законите на класичната механика следва, че осцилатор, който трепти с честотата ν, а това при веществата са молекулите, атомите и електроните, може да излъчва за единица време произволно количество енергия, тъй като излъчената от осцилатора енергия е пропорционална на квадрата на амплитудата, с която той трепти. За да обясни опитно получените криви при температурното излъчване, М. Планк отхвърли тази представа, като прие, че *светлинната енергия може да се излъчва само на определени порции, наречени светлинни кванти или фотони.* Според него енергията E, която съдържа всеки светлинен квант, е пропорционална на честотата ν: $E = \nu . h$. Константата на пропорционалност h се нарича *универсална константа на Планк*, чиято числена стойност е

$$h = 6{,}624 . 10^{-27} \text{ ерг сек.}$$

Според Планк хармоничният осцилатор с честота ν може да излъчва енергия, която съдържа само цял брой светлинни кванти. Като излиза от това предположение, той намира следната зависимост (която носи неговото име) между излъчената енергия от абсолютно черна повърхност и честотата и абсолютната ѝ температура:



Фиг. 602. Съвпадане на теоретично пресметнатите стойности по формулата на Планк с опитно получените криви

$$E_{\nu,T} = \frac{2\pi\nu^2}{c^2} \frac{h\nu}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1}$$

Тук c е скоростта на светлината във вакуум, k — константата на Болцман, T — абсолютната температура, а e — основата на натуралните логаритми.

Доколко точно формулата на Планк съвпада с опитно получените данни, може да се види от фиг. 602, където с кръгчета са означени опитно получените стойности, нанесени върху плътната крива, получена теоретично. Лесно се доказва, че от формулата на Планк могат да се получат законите на Стефан—Болцман и Вин.

Теорията на Планк, създадена в началото на сегашното столетие (1900 г.), има изключително голямо значение за развитието на нашите знания за естеството на светлината и вътрешноатомните процеси.

§ 329. Светлинни източници

Понастоящем най-широко разпространените светлинни източници са с нагрята нишка от волфрам. Светлинната енергия, излъчвана от тези източници във видимата област, е сравнително малка. Когато температу-

рата на нагрятата нишка се увеличава, общият интензитет на излъчената видима светлина нараства, повишава се и общото количество на излъчената енергия.

Човешкото око е най-чувствително към светлинна енергия с дължина на вълната около 5500 Å. Измерванията показват, че дължината на вълната с максимален интензитет в слънчевото лъчение е също 5500 Å, която според закона на Вин отговаря на температура 5200° К. От това следва, че най-подходящи източници на светлина биха били онези, които имат същата температура. Обаче още не са известни твърди вещества, които да могат да се нагряват до тази температура, без да се стопят. Всички източници, за които λ_{max} е около 5500 Å, се наричат *източници на бяла светлина*, т. е. светлина, която по своя спектрален състав е близка до слънчевата.

Освен спектралния състав на излъчената светлина за всеки източник е важно и неговото *светоотдаване*. То се определя като *стойност на отношението на получената видима светлина, измерена в лм, към изразходваната енергия, измерена във вт*. Светоотдаването расте, когато температурата се увеличава. В обикновените електрични лампи с волфрамова нишка, навита като двойна спирала (за да се намали загубата на топлина вследствие охлаждането на нишката), работната температура е около 2400° К. Температурата на топенето на волфрама е 3655° К, но в лампите обикновено той не се нагрява над 2400°, тъй като по-нататъшното увеличаване на температурата води до бързото разрушаване на нишката. При тази температура дължината на вълната с максимален интензитет е около 1,1 *мкм* = 11 000 Å, т. е. в инфрачервената област. По тази причина светлината на електричните крушки с волфрамова нишка в сравнение със слънчевата светлина има жълточервен цвят.

За да може да се повиши температурата, без да се скъсява животът на лампата, а оттам и да се доближи излъчената светлина до слънчевата и да се увеличи светлинният добив, А. Ленгмюр предложил стъкленият балон да се изпълва с неутрален газ (азот или още по-добре аргон или криптон) при налягане половин атмосфера. По този начин работната температура на волфрамовата нишка може да достигне до 3000°К. Когато се увеличава излъчената светлина, едновременно нарастват и загубите вследствие на конвекция и топлопренасяне през газа.

Луминесцентните лампи излъчват светлина, която по своя спектрален състав е много по-близка до слънчевата. Те се състоят от стъклена тръба, напълнена с аргон и живачни пари при ниско налягане. Когато през тръбата преминава електричен ток, тя става интензивен източник на ултравиолетово лъчение. То пада върху стените на тръбата и създава флуоресцентно лъчение, чийто спектрален състав е близък до този на слънчевата светлина.

Важно предимство на луминесцентните лампи, когато се ползуват за осветителни цели, е, че те имат голяма излъчвателна повърхност, поради което тяхната яркост в сравнение с обикновените електрични крушки е много по-малка и затова обикновено те не се нуждаят от матирани глобуси. Освен това техният коефициент на полезно действие е

почти три пъти по-голям, поради което те изместват все повече обикновените електрични крушки.

Съществуват и живачни лампи с високо налягане на живачните пари в тях, които имат голяма яркост, но в замяна на това животът им е много кратък.

В следващата табл. 32 са приведени числените характеристики на някои светлинни източници.

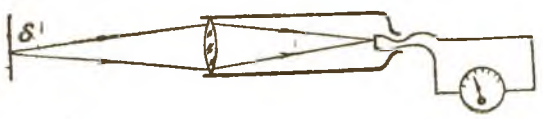
Таблица 32

Светлинни параметри на някои източници

Светлинни източници	Работна температура в °K	Светоотдаване в *лм вт*$^{-1}$	К. п. д. в %	Яркост в *сб*
Лампи с въгленова нишка (50 *вт*) . . .	2095	2,5	0,4	50
Лампи с волфрамова нишка (50 *вт*)	2460	10	0,85	150—200
Лампи с волфрамова нишка, напълнена с неутрален газ (50 *вт*) .	2685	10	1,6	ок. 50
Специални лампи (1000 *вт*) .	3000	20	3,0	1000
Електрическа дъга . .	4000	25	4,0	15000
Луминесцентни лампи	—	40	6,0	1,5
Живачни лампи с високо налягане . . .	—	60	9,0	15) 000

Чрез законите на температурното излъчване могат да се определят температурите на тела, които светят. За тази цел се използуват главно три метода:

1. Измерва се излъчената светлинна енергия от 1 *см*^{2} на изследваната повърхност за време 1 *сек* и като се използува законът на Стефан—Болцман, при позната стойност на константата σ може да се определи абсолютната температура. На този принцип е направен пирометърът, показан на фиг. 603. Законът на Стефан—Болцман важи строго за излъчването на абсолютно черна повърхност. Ако чрез него се измери температурата на друга повърхност, която не е абсолютно черна, не се получава истинската ѝ температура, а така наречената *радиационна температура*, която обикновено е по-ниска от истинската. Между истинската температура T на тялото и неговата радиационна температура T_r съществува следната зависимост:



Фиг. 603. Пирометър

$$T = \frac{T_r}{\sqrt[4]{k}},$$

където k е стойността на отношението на излъчвателната способност на изследваната повърхност към излъчвателната способност на абсолютно черната повърхност при същата температура. Стойностите на

коефициента k при $T = 1500°$ К за някои вещества са дадени в следната табл. 33.

Таблица 33

Стойности на k

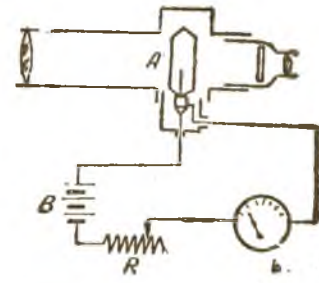
Коефициент	Вещество						
	волфрам	въглен	сребро	желязо	железен окис	платина	мед
k	0,15	0,52	0,04	0,11	0,89	0,15	0,13

Когато температурата се изменя, мени се и коефициентът k. Така за волфрам при $T = 1500°$ К $k = 0{,}15$, при 2500°—0,29, а при 3000° — 0,34 и т. н.

2. Температурата на абсолютно черната повърхност може да се определи и с помощта на закона на Вин. За тази цел трябва да се измери спектралното разпределение на излъчената светлинна енергия и да се определи λ_{max}. Например за слънчевото лъчение, като се направи поправка за поглъщането от земната атмосфера, намира се, че $\lambda_{max} = 0{,}47$ *мкм*. Приеме ли се, че Слънцето има абсолютно черна повърхност, може да се използува законът на Вин, от който се намира за температурата на неговата повърхност $T = 6150°$ К $= 5900°$С.

Този метод може да се прилага само за повърхности, чието спектрално разпределение на енергията на лъчението им е подобно на това при абсолютно черната повърхност. Такива вещества са например въгленът, металните окиси, някои сплави и др.

3. Най-разпространеният начин за измерване на температури по оптичен път е с *оптичния пирометър*. Той се състои от зрителна тръба (фиг. 604), във фокусната равнина на чийто обектив е поставена електрична лампичка A. Нишката на тази лампичка има форма на полуокръжност. Тръбата се насочва към тялото, чиято повърхностна температура се търси. В окуляра на тръбата се наблюдават едновременно образът на изследваната повърхност и нишката на лампичката. С реостат R се регулира токът, който нагрява нишката, докато нейната яркост се изравни с яркостта на образа на наблюдаваната повърхност, така че нишката почти престава да се вижда. Образът на нишката може да се слее напълно с този на повърхността, когато се използува филтър, така че да се наблюдава в монохроматична светлина. Най-често за тази цел се използуват лъчи с дължина на



Фиг. 604. Оптичен пирометър

Пирометърът се градуира предварително, като се установява на каква температура на абсолютно черната повърхност при каква сила на тока нишката престава да се вижда. След това по силата на тока се съди за температурата на измерваната повърхност.

§ 330. Квантово естество на светлината

Теорията на Планк, според която светлинната енергия се излъчва от телата не като непрекъснат енергетичен поток, а на отделни следващи една след друга елементарни порции с енергия $\varepsilon = h\nu$, наречени *светлинни кванти* или *фотони*, бе разширена и доразвита по-нататък от Айнщайн и върху разпространението и поглъщането на светлината.

Квантовите, корпускуларните свойства на светлината се проявяват особено ярко, когато тя взаимодейства с веществото, например при фотоефекта, при комптоновия ефект, при фотохимичното действие и др.

Фотоефектът е процес, при който се отделят електрони от веществото под действието на светлината. Това явление е изиграло важна роля за развитието на познанията за строежа на веществото и полето и същевременно то намира широко практическо приложение в различни области от науката и техниката.

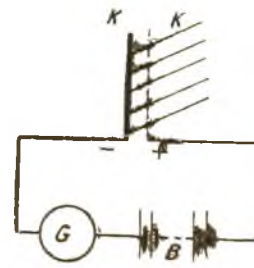
Най-напред Х. Херц (1887 г.) забелязал, че прескачането на електрична искра между два цинкови сферични електрода се улеснява значително, когато единият от тях се облъчва с ултравиолетова светлина. По-нататъшните систематични изследвания показали, че под действие на светлината се намаляват само отрицателните товари, докато тя не влияе на положителните товари. Така, ако цинкова пластинка се свърже с електроскоп, натовари се отрицателно и след това се осветли, електроскопът се разтоварва бързо. Но ако е натоварена положително, тя запазва товара си независимо от облъчването. При по-точни опити се установява, че когато се облъчва неутрална цинкова пластинка, тя се наелектризирва положително. Тези опити показват, че под *действието на светлината от цинка се отделят отрицателни товари*. По-късно чрез измерване специфичния товар на отделяните под действието на светлината наелектризирани частици се установи, че те са *електрони*.

Ако под действието на светлината се отделят електрони, които имат достатъчна енергия, за да напуснат облъчваното тяло, получава се *външен фотоефект*. В случая, когато погълнатите светлинни кванти само увеличават проводимостта на диелектрика или полупроводника, като създават свободни или полусвободни електрони вътре в него, явлението се нарича *вътрешен фотоефект*.

Вътрешният фотоефект, особено в близост на граничния (контактния) пласт между два полупроводника или между полупроводник и метал, се съпровожда понякога с движение на положителните и отрицателните товари, освободени под действието на светлината, вследствие на което възниква електродвижещо напрежение. Това явление се нарича *фотогалваничен ефект* и се използува при различните фотоелемент

В газова среда фотоефектът се проявява в йонизиране на газовите молекули под действието на светлината.

Подробни изследвания на външния фотоефект са направени от А. Г. Столетов. Схематично неговата опитна постановка е показана на фиг. 609. Когато се облъчва цинковата пластинка K, съединена с отрицателния полюс на батерията B, от нея се отделят електрони, които се привличат от мрежестия анод A. Силата на протеклия фототок се измерва с галванометъра G. Отначало измерванията се извършвали във въздух, но скоро се установило, че явлението силно се влияе от чистотата на облъчваната повърхност и затова по-късните измервания се извършвали във вакуум.



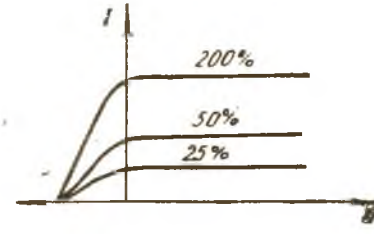
Фиг. 605. Схема на опита на Столетов

При изучаването на външния фотоефект са установени следните закономерности.

Силата на протеклия фототок при постоянни интензитет и честота на светлината, с която се облъчва, зависи от потенциалната разлика, приложена между електродите. Тази зависимост е представена на фиг. 606 и се нарича *волтамперна характеристика*. От нея се вижда, че над някоя стойност на приложеното напрежение токът престава да нараства. Тази постоянна максимална стойност на фототока се нарича *наситена стойност*, като при нея всички електрони, освободени от фотокатода, достигат до анода. Ако полето се приложи в обратна посока, като веществото, което отделя фотоелектрони, бъде свързано с положителния полюс, и постепенно се увеличава интензивността на задържащото поле, достига се такава стойност, при която нито един фотоелектрон не достига до другия електрод.



Фиг. 606. Волтамперна характеристика на фототока



Фиг. 607. Фамилия от волтамперни криви

При постоянно напрежение и честота (или дължина на вълната) *на светлината, с която се облъчва, наситеният фототок е пропорционален на интензитета на погълнатата светлина.* На фиг. 607 е показана фамилия волтамперни криви, снети за един и същ метал. От тях се вижда, че наситеният ток е пропорционален на интензивността на

светлината, с която се облъчва, и че задържащото напрежение не зависи от интензитета на светлината.

Ако двата електрода са близко един до друг и се свържат, без във веригата да се включи източник на електродвижещо напрежение, когато се осветлява фотокатодът, в нея ще протече слаб ток. Това явление и съществуването на задържащо напрежение показва, че част от отделните електрони притежават кинетична енергия $\frac{mv^2}{2}$.

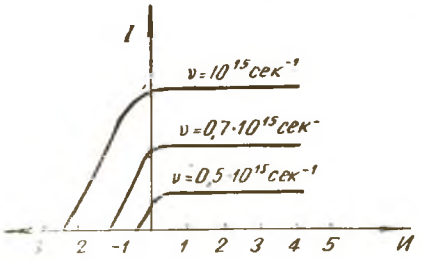
Увеличава ли се постепенно запиращото напрежение, достига се до такива негови стойности, които се наричат *задържащо напрежение* $U_з$, при което се спират и най-бързите електрони, така че и фототокът е нула. Следователно максималната скорост на освободените от светлината електрони е

$$\frac{1}{2} mv_m^2 = eU_з.$$

Фактът, че фототокът намалява постепенно до нула, когато запиращото напрежение нараства, показва, че се отделят фотоелектрони с различна скорост. Ако всички фотоелектрони биха имали една и съща скорост фототокът би трябвало да падне до нула отведнъж.

Различната скорост на фотоелектроните се обяснява с това, че някои от тях се освобождават от светлината на някаква дълбочина във фотокатода и докато излязат до неговата повърхност, губят част от енергията, която им е придадена в момента на отделянето. По-нататък тук под скорост на фотоелектроните ще се разбира максималната скорост, която те получават.

За да се получат фотоелектрони с кинетична енергия $\frac{1}{2} mv^2$, трябва да им се придаде освен тази енергия още и енергия A, която им е потребна, за да се откъснат от повърхността на метала. Енергията A се нарича *отделителна работа*.



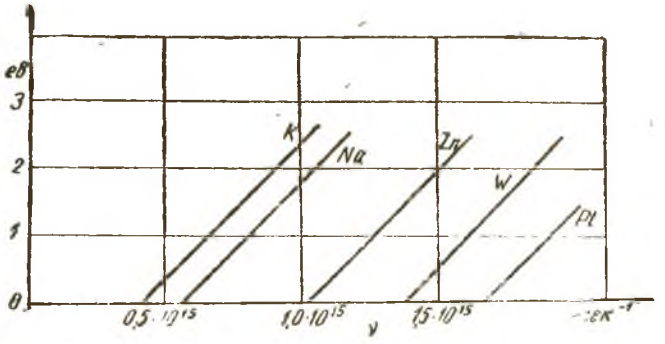
Фиг. 608. Волтамперни криви (калиева повърхност) за три честоти (максимална кинетична енергия на отделяните фотоелектрони)

Енергията, която трябва да се придаде на електрона, за да получи скорост v, се определя от равенството

$$E = \frac{1}{2} mv^2 + A = eU_з + eU_0.$$

По-нататъшните опитни изследвания са показали, че *скоростта на фотоелектроните* (задържащият потенциал) *не зависи от интензитета, а само от честотата на падащата светлина*. На фиг. 608 са показани няколко волтамперни криви за използуване на калиева повърхност при различни честоти — ултравиолетови лъчи с $\nu = 10^{15}$ *хц*, виолетови лъчи с $\nu = 0{,}7 \cdot 10^{15}$ *хц* и жълти лъчи с $\nu = 0{,}5 \cdot 10^{15}$ *хц*. Червената светлина ($\nu = 0{,}4 \cdot 10^{15}$ *хц*) не дава фотоефект и затова на фигурата липсва

крива за нея. От тези криви може да се намери връзката между задържащия потенциал (скоростта и кинетичната енергия) и честотата. На фиг. 609 е изразена графично зависимостта на максималната кинетична енергия от честотата за няколко различни метални повърхности. Вижда



Фиг. 609. Зависимост на задържащия потенциал от честотата при различни метали

се, че между максималната кинетична енергия на фотоелектроните и честотата съществува линейна зависимост, която се изразява с равенството

$$e\,U_з = \frac{1}{2}mv^2 = h\nu - A,$$

където A и h са постоянни (h е точно равна на планковата константа, а A е отделителната работа на електрона за съответната метална повърхност). Равенството и графиката на фиг. 609 показват, че при определена честота на светлината, с която се осветлява металната повърхност, кинетичната енергия на отделните електрони е равна на нула, докато светлина с по-малка честота не може да отдели електрони. Затова тази *честота* се нарича *гранична* или още *червена граница* при фотоефекта. Лъчи с дължини на вълните, по-големи от граничната, не предизвикват фотоефект.

От фиг. 609, на която са показани зависимостите на кинетичната енергия на електроните от честотата за различни метални повърхности, се вижда, че всички прави са успоредни една на друга, но имат нееднакви гранични честоти — пресечните точки на успоредните прави с абсцисната ос, т. е. всеки метал има различна стойност на отделителната работа, която е $1{,}6 \cdot 10^{-12} \div 10 \cdot 10^{-12}$ *ерг*, или $1 \div 6$ *ев*.

В заключение може да се каже, че опитно при външния фотоефект са установени следните три закона:

1. Силата на фототока, т. е. дебитът на електроните, е пропорционална на интензивността на падналата светлина с определен спектрален състав.

2. Максималната кинетична енергия на отделяните електрони

зависи само от честотата на лъчението, с което се осветлява, но не и от интензивността на светлината.

3. Съществува долна граница на честотата, като светлинни лъчи с по-ниски честоти (по-големи дължини на вълните) *не могат да отделят електрони.*

§ 331. Фотони

През 1905 г. Айнщайн, като разширява допускането на Планк, че *светлината не само се излъчва, но се и разпространява и поглъща на отделни енергетични порции,* създава теория, която много добре обяснява опитно получените закони при фотоефекта.

Енергията, която носи светлинният квант, е $h\nu$. Тази енергия се поглъща изцяло от електрона, като някаква част от нея след това електронът изразходва, за да се откъсне от метала. Тази част е равна на отделителната работа. Останалата част от погълнатата енергия остава под формата на кинетична енергия на електрона. Затова тук е в сила равенството

$$h\nu = \frac{1}{2} mv^2 + A.$$

От това равенство се вижда, че колкото честотата на лъчите, с които се облъчва катодът, е по-висока, толкова кинетичната енергия на електрона при една и съща отделителна работа е по-голяма, т. е. *скоростта на отделените електрони е пропорционална на корен квадратен от честотата.*

От друга страна, колкото е по-голям броят на падащите фотони, т. е. колкото падащото лъчение е по-интензивно, толкова е по-голям дебитът на фотоелементите, толкова по-силен е фототокът, понеже силата на фототока е пропорционална на интензитета на светлината.

Най-малката енергия, която трябва да се придаде на електрона, за да може той да се отдели от метала, трябва да бъде равна на отделителната му работа. Следователно, за да могат падащите фотони да предизвикат фотоефект, трябва енергията им да бъде равна най-малко на отделителната работа $h\nu = A$. Лъчи с по-ниска честота, т. е. с по-малка енергия на фотоните, не могат да предизвикат фотоефект. Тъй като отделителната работа за различните метали и сплави, от които са направени обикновено фотокатодите, има различни стойности, граничната честота (червената граница), под която не се получава фотоефект, за тях не е еднаква.

Като се използуват графиците на фиг. 609, може да се определи отделителната работа или все едно граничната честота. От друга страна, с помощта на запиращото напрежение може да се определи кинетичната енергия на отделените електрони от лъчи с честота ν.

От формулата на Айнщайн

$$h\nu = \frac{1}{2} mv^2 + h\nu$$

може да се пресметне планковата константа h:

$$h = \frac{\frac{1}{2}mv^2}{\nu - \nu_r}.$$

Трябва веднага да се отбележи, че отделителната работа, а оттам и ν_r или λ_r зависи силно от металната повърхност. За повечето метали λ_r лежи в ултравиолетовата област, а за алкалните метали тя е във видимата област. По-долу е посочена стойността на червената граница за някои метални повърхности (табл. 34).

Таблица 34

Червена граница за някои метални повърхности

λ_r в Å	Метали						
	Cs	K	Na	Li	Zn	Fe	Ag
	6600	5500	5400	5000	3720	2620	2610

Друга важна особеност при фотоефекта е, че не съществува забележим интервал от време между момента, в който започва осветяването на фотокатода и появата на отделените електрони. От този факт може да се заключи, че атомът не набира постепенно енергия, за да изхвърли електрона, както това следва от електромагнитната теория на светлината, а моментално, щом погълне изцяло енергията, която носи един фотон. При фотоефекта атомът не може да поглъща по-малки порции енергия, отколкото енергията на отделен светлинен квант.

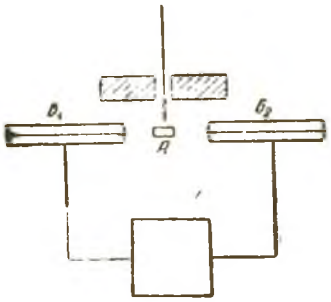
Фотоните обменят своята енергия с веществото също както обикновените частици. В този смисъл се казва, че квантовата теория за светлината е *„корпускулна“* теория. Не бива обаче в никакъв случай да се създава представа, че квантът енергия наподобява някакво топче или малка частица. Най-очебиещите различия между квантите и корпускулите са следните: светлинният квант се разпространява със скорост 3.10^{10} *см сек*$^{-1}$, докато никоя веществена частица не се разпространява с тази скорост; светлинният квант лесно се поглъща, като неговата енергия преминава изцяло във вътрешна енергия; лесно се получава, когато се нагрее някой метал; светлинният квант не може да съществува в покой.

Светлинното поле е сложно физично явление, което не може да се уподоби нито само на обикновен вълнов процес, нито само на поток от частици.

Противоречивостта между вълновите и корпускулни свойства лежи в самата същност на оптичните явления. Колкото честотата на светлината е по-висока, толкова нейните корпускулни свойства се проявяват

по-добре и обратно — колкото е по-ниска честотата ѝ, толкова повече се проявяват нейните вълнови свойства.

Случайното разпределение на излъчените във всички посоки светлинни кванти е трудно да се различи от действието на светлинната вълна, която се разпространява равномерно във всички посоки. Но колкото е по-голяма енергията на единичния квант, толкова е по-лесно да се наблюдава неговото индивидуално действие и следователно да се осъществи опит, който да покаже, че разпространението на светлинната енергия не се извършва равномерно във всички посоки около светещото тяло, а се разпространява чрез светвания, т. е. чрез излъчване на кванти, ту в едно, ту в друго направление, и то не едновременно.



Фиг. 610. Схема на опит за определяне на светлинните кванти

Да се потвърди опитно това предположение е било трудно. Пръв опит в това направление е направен от Х. А. Бете. Той облъчва с рентгенови лъчи тънка пластинка A (фиг. 610), която сама става източник на вторични рентгенови лъчи. Симетрично от двете ѝ страни са поставени два брояча M_1 и M_2, които отбелязват веднага (за време, по-малко от 1 *мсек*) всеки попаднал върху тях рентгенов квант. Показанията на броячите се регистрират върху обща движеща се филмова лента. Ако рентгеновите лъчи се разпространяват от A като вълна във всички посоки, двата брояча ще се задействуват едновременно и техните сигнали с някои случайни отклонения ще се наслагват един върху друг на филмовата лента.

Обратно, ако от A излитат кванти ту в една, ту в друга посока, двата брояча ще се задействуват независимо един от друг и само случайно могат да съвпаднат. От опита се установява, че показанията на двата брояча са независими един от друг. Това е в полза на предположението, че рентгеновите кванти излитат ту в една, ту в друга посока.

При слаби интензитети на светлинния поток от видима светлина също би следвало да се наблюдават действията на отделни светлинни кванти. Флуктуации на слаби видими светлинни потоци са наблюдавани за първи път от С. И. Вавилов. Неговите опити също подкрепят квантовото разпространение на светлината, въпреки че не са така убедителни, както опитите на Бете. Идеята на проведения от него опит е следната.

Човешкото око е много чувствително към светлинните кванти. В областта на неговата най-голяма чувствителност ($\lambda = 5500$ Å) е достатъчна мощност $4 \cdot 10^{-10}$ *ерг сек*$^{-1}$, за да може да се види светлината. Това значи, че за 1 *сек* в окото трябва да влязат около 100 фотона, т. е. най-слабият светлинен поток, който окото може да вижда при пълна адаптация, има дебит 100 фотона в секунда (праг на дразнене на зрителния анализатор).

Нека се приеме, че светлинните кванти се разпространяват случайно

ту в една, ту в друга посока и се взема поток със сребърен дебит 100 фотона в *сек*, така че в отделни моменти дебитът може да бъде по-голям, например 110, а в други — по-малък, например 90. Когато окото наблюдава такъв поток, то ту ще го вижда, когато фотоните са над 100 за *сек*, ту няма да го вижда, когато са под 100 (надпрагови и подпрагови дразнения). Такива мигания на слаби светлинни потоци, чийто интензитет флуктуира около праговия, са били действително наблюдавани от Вавилов и неговите ученици. Те установили, че око, добре адаптирано към тъмно, може да вижда лъчиста енергия с дебит дори само няколко кванта; за дължина на вълната 5050 Å те намерили 8 кванта. Измерванията на Боуман (1948 г.) дават за граничния брой на квантите, който съответствува на прага на виждането при пълна адаптация на очите към тъмно, два кванта за секунда. Въобще граничният дебит на квантите зависи силно от специфичните особености на отделното око.

В полза на квантовото естество на светлината е интересно да се посочи и следното. За да се получават рентгенови лъчи, анодът трябва да се бомбардира с електрони. Цялата кинетична енергия на някои електрони, когато се спре от анода, преминава в един единствен рентгенов квант, чиято честота се определя от равенството $E_{\text{кин}} = \frac{mv^2}{2} = h\nu$. Ако електронът се е ускорил от потенциална разлика U, неговата кинетична енергия е $\frac{mv^2}{2} = eU$. Максималната честота на излъчения рентгенов квант се определя от равенството $eU = h\nu$, който извод се потвърждава от опита.

Ако така получените рентгенови кванти паднат върху метална пластинка и предизвикат фотоефект, кинетичната енергия на всеки отделен фотоелектрон е равна на енергията на рентгеновия квант (отделителната работа A е много малка в сравнение с общата енергия на рентгеновите кванти и се пренебрегва). При горните два процеса се осъществява цикълът

$$eU = \frac{1}{2} mv^2 = h\nu.$$

Работата, която извършва електричното поле, се превръща в кинетична енергия $\frac{1}{2} mv^2$ на електрона. Тази енергия от своя страна се превръща в рентгенов квант $h\nu$, като при поглъщането му от веществото тази енергия отново преминава в кинетична енергия $\frac{1}{2} mv^2$ на освободения електрон. Следователно светлината не само се излъчва под формата на фотони (елементарни светлинни кванти) с енергия $h\nu$, но се разпространява и встъпва във взаимодействие с веществото също под формата на светлинни кванти.

В съгласие със закона за взаимната връзка между маса и енергия фотонът притежава маса m, определена от равенството

$$m = \frac{h\nu}{c^2}.$$

Понеже той се движи със скоростта на светлината, неговото количество на движението (импулсът му) е

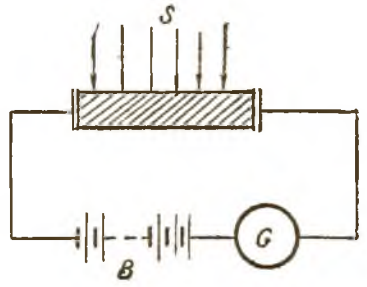
$$p = mc = \frac{h\nu}{c}.$$

Количеството на движението на фотона при взаимодействието му с веществото предизвиква светлинно налягане.

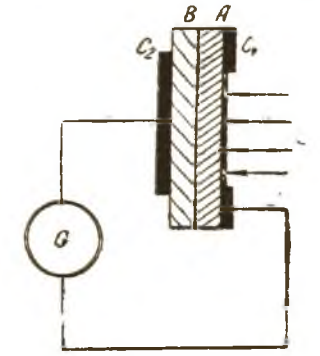
Лесно се намира, че за инфрачервените лъчи с $\lambda = 10$ *мкм* съответствува енергия на фотона 2.10^{-13} *ерг*, за видимите лъчи с $\lambda = 5000$ Å съответствува енергия на фотона 4.10^{-12} *ерг* и накрая за рентгенови лъчи с дължина на вълната 0,1 Å съответствува сравнително голяма енергия — 2.10^{-7} *ерг*.

§ 332. Вътрешен фотоефект (фотопроводимост)

Някои полупроводници и диелектрици увеличават своята проводимост под действието на светлината. Изследваното вещество се поставя между два електрода (фиг. 611), към които се прилага напрежение. С галванометъра G, който е включен във веригата, се измерва протеклият ток на тъмно, когато веществото не е осветено, както и токът на светло, когато се осветли (S). Редица вещества, като селен, оловен сулфат, кадмиев сулфид и др., притежават в областта на видимата и инфрачервена светлина значителна фотопроводимост и затова вътрешният фотоефект намира широко приложение за направата на *фотосъпротивления*.



Фиг. 611. Вътрешен фотоефект



Фиг. 612. Фотогалваничен ефект

Фотогалваничен ефект може да се наблюдава при следната постановка (фиг. 612). Към два долепени разнородни полупроводника или метал и полупроводник A и B се опират два електрода C_1 и C_2, които се свързват с галванометъра G. Електродът C_1 е мрежа или тънък прозрачен метален пласт, нанесен във вакуум чрез изпарение или катодно разпрашване.

Когато полупроводникът A се осветли, във веригата протича ток, без да е приложено външно електрично поле, понеже падналата върху

него светлинна енергия се трансформира направо в електрична. Значителен фотоволтаичен ефект се получава при селен, двумеден окис, сребърен сулфид и др. А монокристали от германий или силиций притежават изключително голяма фоточувствителност, когато в тях се внесат някои примеси.

Фотогалваничните елементи, или, както в практиката се наричат, *фотоелементи*, намират широко приложение за измерване интензивността на светлината.

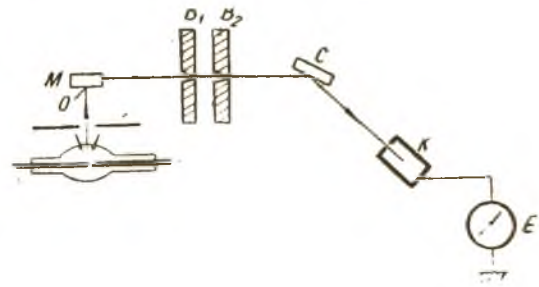
Особено големи перспективи имат фотоелементите и като непосредствени трансформатори на светлинната енергия в електрична. Предавателите на изкуствените спътници на Земята се захранват от слънчеви батерии, съставени от фотоелементи.

В сегашно време коефициентът на полезното действие на силициевите фотогалванични елементи достига до 11%. Този к. п. д. е сравним с к. п. д. на парната машина. С откриването на такива фотогалванични елементи се създават широки перспективи за използуването на слънчевата енергия, когато покривите, направени от фотоелементи, ще служат не само за предпазване от атмосферните промени, но и ще трансформират слънчевата енергия в електрична.

§ 333. Разсейване на рентгеновите лъчи Комптонов ефект

Корпускулният (квантовият) характер на рентгеновите лъчи се проявява особено отчетливо, когато те взаимодействуват с електроните на веществото.

Ако тънка метална пластинка M (фиг. 613), направена от лек метал, се облъчи с монохроматични рентгенови лъчи, ще се забележи, че освен електроните, които се отделят от нея, се наблюдават и разсеяни рентгенови лъчи. Спектралното изследване на тези лъчи чрез кристала C и йонизационната камера K показва, че наред с рентгенови лъчи, които имат същата честота, както и падащите, съществуват и разсеяни рентгенови лъчи с по-ниски честоти, т. е. с по-големи дължини на вълните. Измерванията показват, че промяната на дължината на вълната $\Delta\lambda$ на разсеяните рентгенови лъчи зависи само от ъгъла φ, който сключват разсеяните рентгенови лъчи с направлението на падащите лъчи. Когато този ъгъл расте, увеличава се и $\Delta\lambda$. Това явление е известно под името *ефект на А. Х. Комптон*.



Фиг. 613. Разсейване на рентгенови лъчи

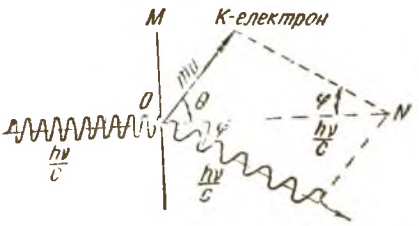
При един и същ ъгъл на разсейването φ $\Delta\lambda$ е едно и също за всички разсейващи вещества. Интензитетът на разсеяните рентгенови лъчи също расте, когато ъгълът на разсейването се увеличава.

Това явление не може да се обясни с електромагнитната теория на светлината, тъй като според нея честотата на разсеяните рентгенови лъчи не трябва да се променя. Тя трябва да остава същата, както тази на падащите лъчи. Електромагнитната теория на светлината не разглежда връзката между енергията на светлината и нейната дължина на вълната. Енергията според електромагнитната теория на светлината е пропорционална на квадрата на амплитудата на светлинната вълна.

Комптоновият ефект може да се обясни, като се приеме, че разсеяните лъчи са поток от фотони, всеки с енергия $h\nu$, маса $m = \frac{h\nu}{c^2}$ и количество на движението $p = \frac{h\nu}{c}$. Когато рентгеновите лъчи падат върху разсейващото тяло, фогоните взаимодействуват със слабо свързаните електрони на веществото, отклоняват се от тях, като освен посоката на разпространението си променят още и своята енергия. В същото време и удареният електрон придобива някакво количество енергия, която той получава от падналия върху него рентгенов квант. Тъй като енергията на фотона е свързана с неговата честота, когато енергията му се намалява, понижава се и честотата му. *Затова разсеяните рентгенови лъчи имат по-голяма дължина на вълната, отколкото падащите.*

Енергията на падащия рентгенов квант е хиляди пъти по-голяма, отколкото енергията на свързване на външните електрони в атома, особено при леките метали. Затова по отношение на падащия рентгенов квант електроните в тези атоми могат да се смятат за свободни. От това следва, че честотата на разсеяния рентгенов квант не зависи от вида на разсейващото вещество.

Ако рентгеновият квант се удари в електрон, който е здраво свързан с атома, той отскача, без да придаде част от енергията си, тъй като свързаният електрон заедно с атома представлява много по-голямо тяло, отколкото рентгеновият квант. С това се обяснява присъствието в разсеяните рентгенови лъчи и на такива, които имат същата дължина на вълната, както на падащите лъчи.



Фиг. 614. Комптонов ефект

Зависимостта между промяната на честотата $\Delta\nu$ на разсеяните рентгенови лъчи от ъгъла на разсейването φ може лесно да се обясни, като се приеме, че ударът между фотона и електрона е удар между еластични топки, при който е в сила законът за запазване на енергията. Рентгеновите кванти с честота ν падат върху тънката метална пластинка M в точката O, при което отделят електрони, които излитат със скорост v под ъгъл Θ спрямо направлението на падащите рентгенови лъчи (фиг. 614). От същата точка O излизат под ъгъл φ и разсеяните рентгенови кванти с енергия $h\nu'$.

От закона за запазване на енергията следва, че кинетичната енергия,

която получава електронът, е равна на разликата между енергията на падащия рентгенов квант и разсеяния:

$$h\nu = h' + \frac{1}{2} mv^2. \tag{1}$$

Условието за запазване на импулса ($\triangle OKH$) може да се напише така:

$$(mv)^2 = \left(\frac{h\nu}{c}\right)^2 + \left(\frac{h\nu'}{c}\right)^2 - 2\frac{h^2}{c^2}\nu\nu' \cos\varphi.$$

За да се получи в лявата страна кинетичната енергия на електрона, трябва да се умножат двете страни на равенството с $\frac{1}{2m}$:

$$\frac{1}{2} mv^2 = \frac{1}{2m}\left[\left(\frac{h\nu}{c}\right)^2 + \left(\frac{h\nu'}{c}\right)^2 - 2\frac{h^2}{c^2}\nu\nu' \cos\varphi\right].$$

Като се приеме с първото приближение, че $\nu^2 = \nu'^2 = \nu\nu'$, получава се

$$\frac{1}{2} mv^2 = \frac{h^2\nu^2}{mc^2}(1 - \cos\varphi)$$

и като се вземе пред вид (1), намира се

$$\Delta\nu = \nu - \nu' = \frac{2h\nu^2}{mc^2} \sin\frac{2\varphi}{2}.$$

Като се замени ν с $\frac{c}{\lambda}$, ν' с $\frac{c}{\lambda'}$ и се приеме, че $\lambda\lambda' = \lambda^2$, получава се

$$\Delta\lambda = \frac{2h}{mc} \sin^2\frac{\varphi}{2}, \tag{2}$$

който извод съвпада много добре с опитно получените резултати.

От формулата (2) се вижда, че *промяната на дължината на вълната не зависи от разсейващото вещество.* При извода на горните равенства бе прието, че електронът е свободен и за да се отдели от атома и метала, не се изразходва енергия. При по-точните изследвания на това явление, особено при тежки атоми и при дълговълнови рентгенови лъчи, за тази енергия трябва да се държи сметка.

Съвпадението на теоретичните резултати с опитните потвърждава не само корпускулната теория, но е и неопровержимо доказателство, че законите за запазване на енергията и количеството на движението при отделните елементарни процеси се спазват строго.

§ 334. Фотохимия

Фотохимията е област, в която се изучават реакциите, които протичат под действието на светлината. В някои случаи погълнатата светлина разлага веществото. Например под действието на светлината молекулата на брома в бромните пари се разпада на два атома; сребърният бромид се разпада на бром и сребро и т. н.

Под действие на светлината могат да се образуват някои сложни молекули, напр имер молекулата на HCl от атоми на водород и хлор. При някои фотохимични процеси се

наблюдава полимеризация на веществото — образуване на многоатомни молекули от едни и същи атоми. Най-важният фотохимичен процес е *фотосинтезата*. В основата на зрителния процес също лежат фотохимични реакции.

Напоследък се разви цяла отделна самостоятелна област от химията — *радиационна химия*, в която се изучава ходът на химичните реакции, които настъпват под действието на различни ядрени лъчения. Фотохимичният процес може да се съпровожда и с вторични реакции, които са предизвикани от действието на продуктите, получени при фотохимичното превръщане.

За първичните фотохимични процеси Айнщайн дава следния важен закон, който също потвърждава квантовото естество на светлината — *всеки погълнат фотон* (светлинен квант) $h\nu$ *предизвиква първичен фотохимичен процес в една молекула*. За първи път този закон е бил опитно проверен при разлагането на HBr. Фотохимичната реакция протича по следното равенство:

$$HBr + h\nu = H + Br.$$

Измерванията показват, че всеки погълнат квант енергия разлага само една молекула. Ако енергията на кванта е по-малка от минималната работа A, потребна да се разложи една молекула, фотопроцесът не протича. Оттук следва, че съществува долна граница ν_0, под която, както и при фотоефекта, светлината не предизвиква фотореакции. За всяка фотохимична реакция минималната честота има различна стойност.

За да протича някоя фотохимична реакция, е потребно не само $h\nu \geqq A_0$, но и светлината да се поглъща от веществото. При прозрачни вещества фотохимични реакции не протичат. Повечето от фотохимичните реакции протичат под действието на ултравиолетовите лъчи.

Пример за вторична реакция като следствие от първична фотохимична реакция е разлагането на HJ. Погълнатият светлинен квант разлага една молекула съгласно равенството

$$HJ + h\nu \longrightarrow H + J.$$

Освободеният атом водород, получен при фоторазлагането, има силен афинитет към друг водороден атом, който влиза в състава на втора молекула HJ и образува молекула водород — H_2, съгласно реакцията

$$H + HJ \longrightarrow H_2 + J.$$

Следователно, когато се погълне един светлинен квант, се разлагат две молекули HJ но едната се разлага под действието на светлинния квант, а другата — вследствие вторична реакция. Минималната енергия, потребна, за да протече тази реакция, е $5 \cdot 10^{12}$ *ерг*, т. е. при светлина с най-ниска честота $\nu_0 = 7{,}3 \cdot 10^{14}$ *хц*.

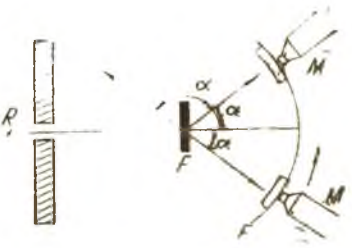
АТОМНА ФИЗИКА

XL. ВЪВЕДЕНИЕ В АТОМНАТА ФИЗИКА

§ 335. Ядрен модел на атома

Редица опитно наблюдавани явления, като йонизация на газовете, фотоефект, отделяне на електрони от нагрети метали и др., показват, че едни от съставните части на атомите са електроните. Резултатите от други опити и преди всичко изводите от молекулно-кинетичната теория водят до заключението, че размерите на атома са от порядък на 10^{-8} *см*. Когато от атома се отделят електрони, той остава положително натоварен. Следвателно трябва да се предположи, че вътре в атома има и положителни товари. Как са разположени положителните и отрицателните товари вътре в атома и каква е неговата структура? На тези въпроси преди изследванията на Е. Ръдърфорд (1911 г.) върху разсейването на алфа-лъчите не можеше да се отговори по-точно.

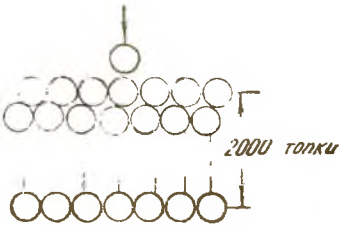
Ръдърфорд е изучил подробно как се разсейват алфа-лъчите от различни вещества. По това време е било известно, че алфа-лъчите са двойно йонизирани хелиеви атоми. Отделните α-частици се регистрират, като се наблюдават светванията, предизвикани от тях, когато падат върху екран от ZnS, което явление се нарича *сцинтилация*.



Фиг. 615. Схема на опита на Ръдърфорд

Опитната постановка, с която Ръдърфорд заедно със своите сътрудници е изследвал разсейването на алфа-лъчите, е показана на фиг. 615. Върху тънка златна пластинка F с дебелина от порядък на 10^{-6} *см* пада тесен сноп алфа-лъчи, получавани от радиоактивен препарат R, поставен в метална защитна кутийка с малък отвор в нея. Преминалите и разсеяните от пластинката алфа-лъчи падат върху екрана E, покрит с ZnS. Предизвиканите върху него сцинтилации от падащите лъчи се наблюдават с микроскопа M. Екранът и микроскопът могат да се въртят около ос, която минава през металната пластинка

перпендикулярно на равнината на чертежа. Това позволява да се изследва разпределението на разсеяните алфа-частици в различни посоки. За да се избегне взаимодействие на α-частици с молекулите на въздуха и поради това да се изменя тяхната посока, целият апарат е поставен във вакуум. С тази постановка, като се броят сцинтилациите, може да се определи разпределението на разсеяните α-частици във всяка посока.



Фиг. 616. Илюстрация на разсейването на α-лъчи с билярдни топки

В твърдите вещества атомите са разположени почти плътно един до друг. Като се вземе пред вид, че диаметърът на атома на златото е 3.10^{-8} *см*, златна пластинка с дебелина 6.10^{-5} *см* съдържа около 2000 атомни пласта, наредени един зад друг. За да премине α-частицата през такава пластинка при предположение, че атомите са плътни, трябва да се удари в 2000 атома. Това може да се онагледи с билярдни топки, наредени върху маса, така че в някоя посока се намират една зад друга 2000 топки (фиг. 616). Ако се направи опит да премине между тях една билярдна топка, насочена с някаква скорост, ще се установи, че това е невъзможно. А опитите с α-лъчите показват, че голяма част от тях преминават през златната пластинка, като запазват първоначалната си посока, без да се разсейват.

Тези опитни резултати не могат да се обяснят по друг начин, освен ако се приеме, че *атомите не са непроницаеми в целия си обем*, че *те не са плътни топки*.

Опитите на Ръдърфорд показаха още, че някакъв въпреки и много малък процент от α-частиците се отклоняват от първоначалната си посока, като някои частици дори се отразяват обратно. Това е дало основание да се предположи, че положително натоварените α-частици, които се движат с голяма скорост, когато преминават през пластинката, попадат в полето на големи сили, които ги отклоняват от първоначалната им посока.

Броят на разсеяните α-частици за всяко вещество е пропорционален на дебелината на пластинката. За да обясни тези опитни резултати, Ръдърфорд предположил, че почти *цялата маса на атома е съсредоточена в ядро с малки размери, а останалата част от него е празна по отношение на масата*. Така възниква *ядреният модел на атома*, който се оказа много сполучлив. Понеже при йонизирането на газовете, при фотоефекта, при термоелектронната емисия се откъсват електрони от атомите, които остават положителни йони, трябва да се приеме, че *електроните образуват външната обвивка на атома*. Приема се, че те са разположени в сфера с радиус, равен на радиуса на атома, определен от кинетичната теория на газовете $\sim 10^{-8}$ *см*. *Цялата маса на атома е съсредоточена в неговото ядро, което е натоварено положително и което заема незначителна част от обема на атома*. Положителният товар на ядрото е равен на сборния

отрицателен товар на всички електрони, които влизат в състава на атома. Масата на електроните е много малка в сравнение с масата на атома.

Кулоновите сили между ядрото и отрицателните електрони се подчиняват на същите закони, както и гравитационните сили — те са обратно пропорционални на квадрата от разстоянието. Ако електроните бяха неподвижни в полето на ядрото, под действието на тези сили на привличане те биха паднали върху него. За да не паднат върху ядрото, трябва да се предположи, че електроните се въртят около него, при което центробежната сила е равна на силата на привличането им от ядрото. Така се стигна до уподобяването строежа на атома със Слънчевата система. Затова ядреният модел на атома се нарича още *планетарен модел.*

За пълнота трябва да се добави, че идеята за движение на електрични товари в атома — микротокове — е дадена още от Ампер (1823 г.) в неговата теория за обясняване магнитните свойства на някои вещества.

Като се използува ядреният модел за строежа на атома, лесно може да се обясни преминаването на α-частиците през златната фолия. Нека се приеме, че между падащите частици и ядрата на атомите действува законът за удара на еластични топки. Тъй като масата на α-частиците е много по-голяма от масата на електроните (почти 8000 пъти), взаимодействието на α-частиците с електроните не променя посоката на движението им. Обаче при взаимодействие на α-частица с ядрото на златния атом, което е около 50 пъти по-тежко от нея, тя се отклонява, докато златният атом остава почти неповлиян.

Отклонението на α-частиците е толкова по-силно, колкото тя премине по-близо до ядрото, тъй като толкова по-голяма ще бъде силата на отблъскване, която тя ще изпитва от едноименно натовареното ядро. Сравнително рядко, тъй като размерите на α-частицата и ядрото са малки, се случват и централни удари, при които α-частицата се връща обратно. По-голямата част от α-частиците преминават сравнително далеч от атомното ядро и затова се отклоняват незначително.

Като използувал законите на Кулон и законите на небесната механика, Ръдърфорд намерил зависимостта на броя на разсеяните α-частици от ъгъла на разсейването. Теоретичните изводи съвпадат с опитните резултати, получени при разсейването на α-лъчите от различни вещества.

Най-малкото разстояние r_0, на което могат да се доближат двете взаимодействуващи си частици, се определя от зависимостта

$$r_0 = \frac{4Ze^2}{mv^2},$$

където e е електричният товар на електрона, Ze — товарът на ядрото, v — скоростта на α-частицата и m — нейната маса.

От пресмятанията за разсейването на α-частиците от веществото [illegible] ервания може да се определи товарът на

ядрото. В долната табл. 35 са посочени стойностите на опитно определените товари Z на някои ядра, получени от Дж. Чадвик. Елементарният товар на електрона тук е приет за единица.

Таблица 35

Ядрени товари на някои елементи

Елемент	Пореден номер	Ядрен товар, изразен като кратен на товара на електрона
Мед	29	$29{,}3 \pm 0{,}5$
Сребро	47	$46{,}3 \pm 0{,}8$
Платина	78	$77{,}4 \pm 0{,}8$

Данните в таблицата показват точната и проста зависимост, че ядреният товар, измерен в елементарни товари e, е равен на поредния номер Z на елемента в периодичната система на Менделеев. Тъй като *товарът на ядрото е равен на сборния товар на електроните*, следва, че *броят на електроните, които се съдържат във всеки атом, е равен също на поредния номер на елемента в Менделеевата таблица.*

Съгласно казаното в атома на водорода трябва да има един електрон, в хелиевия атом — два, в литиевия — три и т. н., а в урановия атом — 92 електрона.

След като се определи товарът на ядрото и се знаят масата и скоростта на α-частиците, от горното равенство може да се намери най-малкото разстояние r_0 между центровете на удрящите се частици. Получените резултати показват, че това разстояние не е по-голямо от 10^{-11} *см* даже и в случая, когато разсейващите центрове са твърде тежки атоми като платиновите ($Z=78$). При тези малки разстояния законът на Кулон се спазва достатъчно точно, откъдето може да се заключи, че диаметърът на атомното ядро е още по-малък. За диаметъра на ядрото на различните атоми сега се приемат стойности 10^{-12} — 10^{-13} *см*. Диаметърът на ядрото е толкова по-голям, колкото е по-голяма масата на атома.

Радиусът на повечето от стабилните ядра може да се пресметне с достатъчна точност по формулата

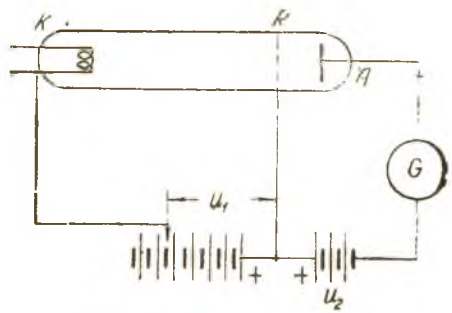
$$R = 1{,}5 \cdot 10^{-13} A^{\frac{1}{3}} \text{ см},$$

където A е масовото число на атома.

Плътността на ядрата е огромна — $\sim 10^{14}$ *г см*$^{-3}$, което значи, че ако би имало ядро с обем 1 *см*^{3}, то ще тежи около 100 милиона тона.

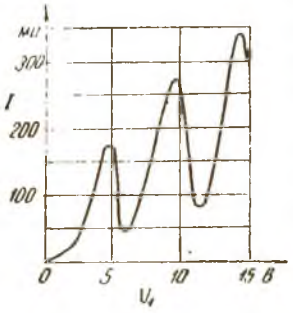
Диаметърът на ядрото е около 10 000 пъти по-малък от диаметъра на атома. Ако би могло да се наблюдава вътрешността на твърдо или течно вещество ще се види, че целият му обем е запълнен от електронна мъгла, в която тук-там на разстояние, 10 000 пъти по-голямо от собствените диаметри на атомите, са разположени ядрата.

Колкото електроните се намират по близо до ядрото, толкова те се привличат по-силно от ядрото и толкова по-голяма е и скоростта на въртенето им. Енергията, която трябва да се придаде на електрона, за да се откъсне от ядрото, се нарича *йонизационна енергия*. Как може да се измери тази енергия? Най-удобен и лесен начин, за да се придаде енергия на атома, е като се бомбардира с електрони, чиято кинетична енергия може да се изменя в зависимост от приложеното напрежение.



Фиг. 617. Схема на опита на Франк и Херц

Дж. Франк и Г. Херц са разработили опитна постановка за измерване йонизационния потенциал на различните атоми (фиг. 617). Най-напред те измерили йонизационния потенциал на живака така. В обикновена стъклена тръба припоили три електрода — анод A, катод K и решетка R, а тръбата изпълнили с живачни пари. Катодът бил спирална нишка, която при нагряване отделя електрони. Между катода и решетката те приложили напрежение, което ги ускорява, а между решетката и анода приложили запиращо напрежение U_2, което е значително по-малко от ускоряващото U_1. Когато $U_1 = U_2$, ток във веригата не тече. Ако напрежението U_1 се увеличава постепенно при постоянно напрежение $U_2 = 0{,}5$ в, силата на тока I през тръбата зависи от стойността на U_1 по начина, показан на фиг. 618. Кривата има няколко резки максимума, разположени един от друг на равни интервали по около 4,9 *в*.



Фиг. 618. Зависимост на протеклия ток от приложеното напрежение при опита на Франк и Херц

Характерът на тази крива се обяснява по следния начин. При ускоряващо напрежение U_1 електроните придобиват кинетична енергия, определена от равенството

$$\frac{1}{2} mv^2 = eU_1.$$

Когато електроните се сблъскват с атомите на живака, те могат да им отдадат своята енергия само ако тя е равна на енергията на възбуждане на живачните атоми. Електроните, които имат по-малко енергия от тази, необходима да доведе атома на живака до първия възбуден уровен, се разсейват от живачните атоми, без да загубват своята енергия. Нарасне ли енергията на електроните дотолкова, колкото е потребно да доведе живачния атом до първия възбуден уровен, то тяхната енергия започва да се поглъща от атома. При връщането си в нормално състояние възбуденият живачен атом изпуска погълнатата енергия под формата на светлинен квант.

Повишава ли се непрекъснато ускоряващото напрежение, енергията

на електроните се увеличава, нараства и тяхната скорост, като все поголям брой електрони достигат до анода за единица време, т. е. усилва се и протичащият ток. Когато енергията на електроните достигне стойности, при които те могат да възбуждат живачните атоми, при удар електронът отдава изцяло придобитата енергия на атома, поради което скоростта му става нула. Затова в такъв случай до анода достигат само малка част от електроните, които не са се ударили по своя път от катода до решетката. По тази причина токът през тръбата рязко намалява, при което се очертава първият максимум на кривата. Повишава ли се ускоряващото напрежение по-нататък, повтаря се същото, докато кинетичната енергия на електрона стане достатъчна той да възбуди чрез удари два живачни атома, при която стойност се достига вторият максимум на кривата, след което токът през тръбата отново спада, тъй като след двата удара електроните изгубват придобитата енергия. В този случай до анода достигат само такива електрони, които въобще не са претърпели удари или са се ударили само един път. По-нататъшното увеличаване на ускоряващото напрежение довежда по същите причини до трети, четвърти и т. н. максимуми, отдалечени един от друг на еднакви интервали по оста на напрежението, приблизително равни на 4,9 *в*.

Когато живачните атоми се връщат в нормално състояние, те излъчват *резонансна линия* с дължина на вълната $\lambda = 2537$ Å ($\lambda = 1{,}2 \cdot 10^{15}$ *хц*). Пресмятанията показват, че енергията на излъчения светлинен квант в този случай е точно равна на погълнатата енергия от живачния атом

$$h\nu = 6{,}624 \cdot 10^{-27}\ 1{,}2 \cdot 10^{15} = 7{,}85 \cdot 10^{-12}\ \textit{ерг},$$

от друга страна,

$$eU_{(4{,}9в)} = 4{,}803 \cdot 10^{-10} \cdot \frac{4{,}9}{300} = 7{,}85 \cdot 10^{-12}\ \textit{ерг}.$$

По този начин се доказва, че $h\nu = eU_{(4,9в)}$, т. е. когато живачният атом се удари от електрон, последният му придава енергия 4,9 *ев*, която го привежда във възбудено състояние. В това си състояние атомът остава около 10^{-7} *сек*, след което изпуска получената енергия под формата на светлинен квант. Напрежението U_1, при което се достига първият максимум, се нарича *потенциал на възбуждане* или *резонансен потенциал*. За живачния атом $U_1 = 4{,}9$ *в*.

При по-нататъшните опити с атоми на живака бе установено, че те имат и втори потенциал на възбуждане, равен на 6,7 *в*, който съответствува на $\lambda_2 = 1850$ Å, а йонизационен потенциал 10,4 *в*, при който електронът излиза вън от живачния атом.

Разгледаните опити показват, че живачните атоми могат да приемат само *точно определени* (дискретни) *порции енергия*, при което преминават в нови енергетични състояния — *първо възбудено състояние, второ възбудено състояние и състояние на йонизация*. Следователно *живачните атоми могат да съществуват само в точно определени енергетични състояния*.

§ 336. Спектър на водородния атом

Пръв Нютон в 1666 г. е наблюдавал спектъра на бялата светлина, като я разложил с призма. По-късно (около 1800 г.) е било открито, че от двете страни на видимия спектър се намират *инфрачервената* и *ултравиолетовата област*. Фраунхофер, като изучавал слънчевия спектър (1814 г.), открил върху фона на непрекъснатия слънчев спектър редица тъмни абсорбционни линии, наречени по-късно в негова чест *фраунхоферови линии*.

Първи Бунзен и Кирхоф (1895 г.) са открили, че спектралните линии са характерни за атома на веществото, което ги излъчва. Така те определили, че жълтите спектрални линии с дължина на вълните 5890 и 5896 Å са характерни за натриевия атом. С това те поставят началото на широко използувания днес *качествен спектрален анализ*. Те открили още, че на горните две светли линии, излъчвани от натриевите атоми, съответствуват точно такива тъмни линии на фона на непрекъснатия спектър, когато бялата светлина премине през натриеви пари, т. е. че тъмните линии се дължат на поглъщането на натриевата светлина, когато тя премине през натриеви пари. По този начин те доказали, че присъствието на натриеви атоми може да се установи не само като се анализира излъчваната от тях светлина — *емисионен качествен спектрален анализ*, но и по спектъра на поглъщането — *абсорбционен качествен спектрален анализ*. Така те обяснили правилно произхода на тъмните фраунхоферови линии в слънчевия спектър.

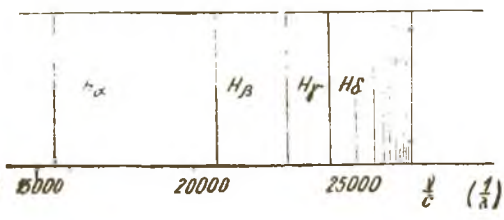
Нагрятата слънчева повърхност излъчва бяла светлина с непрекъснат спектър. Когато тя преминава през слънчевата хромосфера, която се състои от светещи газове, от непрекъснатия спектър се поглъщат лъчи с някои дължини на вълните, които зависят от химичния състав на слънчевата хромосфера. Затова в спектъра на слънчевата светлина на липсващите дължини на вълните отговарят тъмни линии — *фраунхоферови линии*. Те получават фраунхоферови линии и при лабораторни условия и доказали, че в слънчевата хромосфера се съдържат натрий, калций, желязо и други елементи. Така те поставили началото на една широко развита в сегашно време наука — *астрофизиката*, която е мощно средство за изучаването на Космоса.

Когато някое лъчение, което съдържа лъчи с всички дължини на вълните в някакъв интервал, се разложи, получава се *непрекъснат спектър*. Ако лъчението съдържа само лъчи с някои дължини на вълните, на всяка от тях отговаря по една спектрална линия, а полученият *спектър* се нарича *линеен*.

Лъчението, получавано от нагрети твърди или течни тела, дава непрекъснати спектри, а лъчението, получено от светещи газове или пари, от искра, която прескача между метални електроди, и пр. — линейни спектри. По-точно *линейни спектри се получават, когато лъчението произхожда от атоми*. Ако излъчват молекули, тогава се получават групи лъчи с близки дължини на вълните, а съответните *спектри*, съставени от такива групи спектрални линии, се наричат *ивични*.

Изучаването на линейните спектри на веществата е послужило като експериментална основа за уточняването на ядрения модел на атома. Линейните спектри на повечето метали се състоят от голям брой линии.

Например в спектъра на желязото се наброяват повече от 5000 линии, като изучаването им е твърде трудно, когато други спектри са съставени само от няколко линии.



Фиг. 619. Спектър на водорода

Първите по-сериозни приноси в изучаването на линейните спектри са направени от швейцарския физик Дж. Дж. Балмер (1885 г.) при изследването на водорода.

Когато през гайслерова тръба, напълнена с разреден водород, протича електричен ток, газът свети, като на фона на слабия ивичен спектър, получаван от лъчението на двуатомните молекули на водорода, се наблюдава ярък линеен спектър, излъчван от водородните атоми. Във видимата област в последния спектър се наблюдават четири линии (фиг. 619): червена, синьозелена и две виолетови, които се означават с H_α, H_β, H_γ и H_δ. Тези линии, както и някои други от близката ултравиолетова област, които принадлежат към водородния спектър, не са разположени безразборно, а се подчиняват на строга закономерност.

Балмер намерил, че честотите на тези линии могат да се представят със следната проста формула:

$$\nu = cR\left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2}\right), \text{ където } n = 3, 4, 5, \ldots$$

Тук ν е честотата в хц $\left(\nu = \frac{c}{\lambda}\right)$, а c — скоростта на светлината. Чест тази зависимост се решава не по отношение честотата ν, а за $\nu^* = \frac{1}{\lambda}$, в която λ се измерва в *см*. Следователно измерението на ν^* е $см^{-1}$ и се нарича *вълново число*. То е равно на броя на дължината на вълните, които се нанасят в един сантиметър. Понеже $\nu^* c = \nu$, горната формула е умножена на c.

Ако $n = 1$, ν е отрицателно, за $n = 2$ $\nu = 0$ и затова тези две стойности на n нямат физичен смисъл. При $n = 3$ от формулата се получава честотата на първата — червената водородна линия H_α; за $n = 4$ — честотата на зеленатa линия H_β и при $n = 5$ — честотата на виолетовата линия H_γ. Във водородния спектър опитно са намерени около 30 линии, чиито честоти се получават при следващите цели стойности на n.

Когато n се увеличава, дробта $\frac{1}{n^2}$ клони към нула, което отговаря на

факта, че спектралните линии се разполагат все по-близко и по-близко една до друга, като се сгъстяват за $n = \infty$ към граничната стойност $\nu_\infty = \frac{cR}{4}$ (фиг. 619). Постоянната R се нарича *ридбергова константа* по името на шведския спектроскопист Й. Р Ридберг, който я въвежда пръв. Нейната числена стойност е

$$R = 109\,677{,}58\ см^{-1}.$$

Като се вземе пред вид тази стойност за H_∞, се получава $\nu_\infty = 823 \cdot 10^{13}$ или $\lambda = 3646{,}13$ Å.

Доколко точно дължините на вълните, пресметнати по формулата на Балмер, съвпадат с опитно получените, се вижда от следната табл. 36, която обхваща първите шест водородни линии, които образуват *серията на Балмер*.

Таблица 36

Дължини на вълните на някои водородни линии

n	Означение на линиите	Дължина на вълната в Å	
		пресметната	измерена
3	H_α	6562,80	6562,81
4	H_β	4861,38	4861,33
5	H_γ	4340,51	4340,47
6	H_δ	4101,78	4101,74
7	H_ε	3970,11	3970,07
8	H_ζ	3889,09	3889,06

В съседната ултравиолетова област Т. Лайман (1906 г.) откри втора серия, чиято първа линия е с дължина на вълната 1215,7 Å. Честотите на линиите от тази серия се намират по формулата

$$\nu = cR\left(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{n^2}\right),\ n = 2,\ 3,\ 4, \ldots$$

Граничната честота на тази серия е $\nu_\infty = cR$ (където c и R имат същите стойности, както и в балмеровата серия).

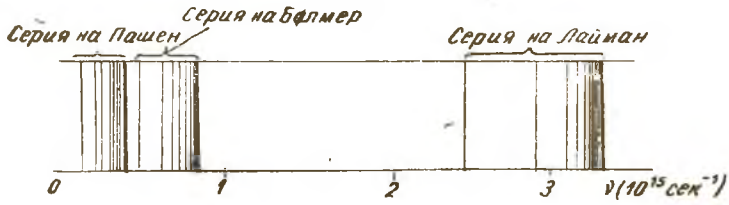
По-късно Ф. Пашен намери още една серия в инфрачервената област на водородния спектър, честотите на чиито линии се пресмятат от формулата

$$\nu = cR\left(\frac{1}{3^2} - \frac{1}{n^2}\right),\ n = 4,\ 5,\ 6, \ldots$$

Всичките тези серии в спектъра на водородния атом могат да се представят със следната по-обща *балмерова формула*:

$$\nu = cR\left(\frac{1}{k^2} - \frac{1}{n^2}\right).$$

Тук c е скоростта на светлината, R — ридберговата константа, а k и n са цели положителни числа, които могат да имат различни стойности. За $k=1$ и $n=2, 3, 4, \ldots$ се получава *серията на Лайман*; за $k=2$ и $n=3, 4, 5, \ldots$ се получава *балмеровата серия*; за $k=3$ и $n=4, 5, 6, \ldots$ се получава *серията на Пашен*. Тези серии са представени схематично на фиг. 620.



Фиг. 620. Схематично представяне на водородните серии

По-горе бе казано, че според Айнщайн светлината се излъчва, разпространява и поглъща под формата на кванти, чиято енергия е $h\nu$. При всеки акт на излъчване атомът намалява своята енергия с $h\nu$. Ако преди излъчването енергията му е била W_1, а след излъчването е W_2, съгласно закона за запазване на енергията следва

$$h\nu = W_1 - W_2 \text{ или } \nu = \frac{W_1}{h} - \frac{W_2}{h},$$

която по вид напълно съвпада с формулата на Балмер.

Ако енергията на атома може да има всевъзможни стойности, той ще е в състояние да излъчва непрекъснат спектър, който ще съдържа лъчи с всички дължини на вълните. Изучаването на атомните спектри показва обаче, че това не е така — те се състоят от отделни линии, които се подчиняват на определени закономерности.

Опитите на Франк и Херц по възбуждането и йонизацията на атомите също говорят, че атомите могат да притежават само определени стойности на енергията, наречени *енергетични нива*.

Познава ли се линейният спектър на някой атом, лесно може да се определи разликата в енергетичните му нива. Така например лъчението на живачните пари дава линеен спектър, съставен от лъчи с дължини на вълните $\lambda_1 = 2537$ Å; $\lambda_2 = 1850$ Å; $\lambda_3 = 1403$ Å и т. н. Енергията на светлинните кванти, които съответстват на първата линия, е

$$h\nu = W_1 - W_2 = \frac{6{,}6 \cdot 10^{-27} \cdot 3 \cdot 10^{10}}{2537 \cdot 10^{-8}} = 7{,}8 \cdot 10^{-12} \text{ erg}.$$

Понеже $1 \text{ ев} = 1{,}6 \cdot 10^{-12}$ *erg*, тази енергия, изразена в *ев*, е

$$h\nu = W_1 - W_2 = \frac{7{,}8 \cdot 10^{-12}}{1{,}6 \cdot 10^{-12}} = 4{,}9 \text{ ев}.$$

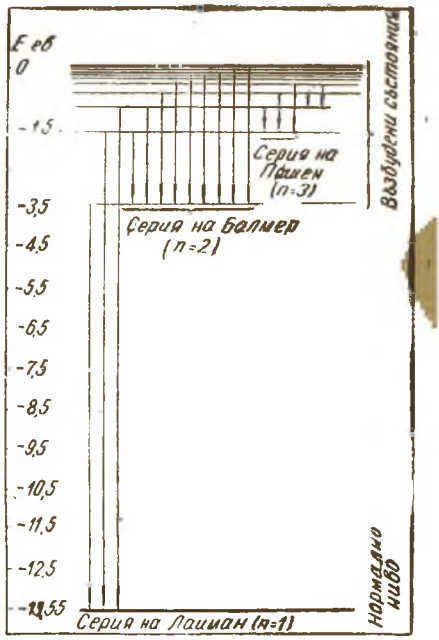
За втората и третата линия се получават съответно 0,7 *ев* и 8,3 *ев*.

Енергетичните нива на водородния атом са представени схематично на фиг. 621 с успоредни линии. Разстоянието между две такива линии е равно на разликата между енергиите на двете състояния на водородния атом. Отляво е поставена енергетична скала в *ев*.

Когато атомът преминава от по-високо енергетично ниво на по-ниско, той излъчва светлинен квант, чиято енергия е равна на разликата между тези две енергетични нива. Атомът не може да премине на по-високо енергетично ниво, без да му се придаде енергия отвън. Най-устойчивото състояние на атома е най-ниското ($n = 1$). От това състояние, което е неговото *нормално състояние*, той може да излезе само когато погълне енергия.

На фиг. 625 дължината на отвесните линии е пропорционална на големината на излъчения светлинен квант, когато водородният атом преминава от по-високо на по-ниско енергетично ниво.

Преходите от по-горните нива до някое определено ниво се групират в серии: *лайманова серия* обхваща всички преходи от $n > 1$ до ниво с $n = 1$, *балмерова серия* — преходите от ниво с $n > 2$ до ниво с $n = 2$ и *пашенова серия* — преходите за $n > 3$ до ниво с $n = 3$. При това водородният спектър е най-прост, докато по-тежките атоми излъчват светлина с много по-сложни спектри.



Фиг. 621. Енергетичните нива на водородния атом с преходите между тях

§ 337. Теория на Бор за водородния атом

Съгласно ядрения модел на Ръдърфорд водородният атом се състои от положително натоварено ядро, наречено *протон*, около което се върти отрицателно натоварен електрон. Ако електронът би бил неподвижен, под действието на кулоновата сила на привличане между него и ядрото

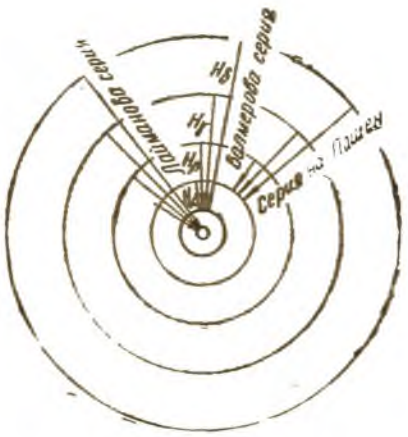
$$F = \frac{e\,e}{r^2} \qquad (1)$$

той би паднал върху последното.

Според класичната електродинамика всеки електричен товар, който се движи ускорително, излъчва електромагнитни вълни. Следователно електронът, като се движи около ядрото, той също трябва да излъчва електромагнитни вълни и неговата енергия постепенно да намалява. От това следва, че той трябва да се движи по спирала, докато накрая падне

върху ядрото. По този начин класичната представа не може да обясни нито стабилността на водородния атом, нито излъчването от него на лъчение, което дава прекъснат линеен спектър.

За да съгласува опитните резултати с ядрения модел на Ръдърфорд, Н. Бор (1913 г.) се отказал от класичните закони на електродинамиката. Според него водородният атом има вида, представен на фиг. 622. *Електронът може да се движи около ядрото по определени постоянни орбити, които съответствуват на енергетичните нива на атома.* Бор предположил, че от всички възможни движения на електрона около ядрото стационарни състояния са само тези, за които моментът на количеството на движението p е равен на цяло число пъти $\frac{h}{2\pi}$, т. е.



Фиг. 622. Енергетични нива на водородния атом

$$p = I\omega = mr^2\omega = mvr = n\frac{h}{2\pi} \qquad (2)$$

Цялото число n, което може да има стойности 1, 2, 3, ..., се нарича *главно квантово число*. Енергията на атома може да има само определени стойности, т. е. тя има квантов характер.

Нека се намерят радиусите на *позволените орбити*, по които може да се движи електронът, и скоростта, с която той ще се движи по тези орбити. Когато електронът се движи по стабилна орбита, центробежната и центростремителната сила се уравновесяват взаимно. Следователно

$$\frac{mv^2}{r} = \frac{e^2}{r^2} \quad \text{или} \quad mvr = e^2, \qquad (3)$$

което, като се раздели почленно с (2), се получава

$$v = \frac{2\pi e^2}{nh}. \qquad (4)$$

Постави ли се тази стойност на v в (2), за r се получава

$$r = \frac{n^2h^2}{4\pi^2me^2}, \quad n = 1, 2, 3, \ldots \qquad (5)$$

Радиусът r_0 на най-малката орбита, по която се движи електронът при нормално състояние на атома, се получава, като се постави $n = 1$:

$$r_0 = \frac{h^2}{4\pi^2me^2}.$$

Като се заместят h, m и e с техните числени стойности: $m=9{,}106\,.\,10^{-28}$ *г*, $e=4{,}802\,.\,10^{-10}$ *абс. ел. стат. единица* и $h=6{,}62\,.\,10^{-27}$ *ерг сек*, получава се $r_0=0{,}528\,.\,10^{-8}$ *см*. Следователно радиусът на водородния атом, получен по теорията на Бор, се намира в пълно съгласие с размерите, до които се стига въз основа на кинетичната теория на газовете. Радиусът на коя да е друга орбита във водородния атом, изразен чрез r_0, е $r_n=nr_0$.

За да се изведе атомът от неговото нормално състояние, трябва да му се придаде някакво количество енергия. При това ново енергетично състояние електронът прескача върху по-отдалечената орбита и се движи по нея.

Според теорията на Бор, *когато електронът се движи по коя и да е орбита, той не излъчва енергия. Атомът излъчва светлинен квант само когато електронът прескача от по-далечна орбита на друга, по-близка до ядрото*, в което състояние енергията на атома е по-малка.

Енергията W на водородния атом е сбор от кинетичната E_k и потенциалната енергия E_p на електрона, който се движи около ядрото

$$W=E_k+E_p.$$

Изразът за кинетичната енергия на електрона се намира от (3), като се прехвърли v в дясната страна и равенството се раздели на 2:

$$E_k=\frac{mv^2}{2}=\frac{e^2}{2r}. \tag{6}$$

Потенциалът U на коя да е точка от полето на протона с товар, който се приема, че е съсредоточен в една точка, е

$$U=\frac{e}{r}.$$

Потенциалната енергия на електрона с товар $-e$, внесен в точка от полето на протона, е равна на произведението от товара по потенциала, т. е.

$$E_p=U(-e)=-\frac{e^2}{r}. \tag{7}$$

Следователно общата енергия на водородния атом е

$$W=E_p+E_k=-\frac{e^2}{r}+\frac{e^2}{2r}=-\frac{e^2}{2r} \tag{8}$$

или като се замести r с неговото равно от (5), се получава

$$W=-\frac{2\pi^2me^4}{n^2h^2}. \tag{9}$$

Според втория постулат на Бор атомът излъчва светлинен квант с енергия $h\nu$, когато преминава от стационарно състояние с енергия W_1 в друго стационарно състояние с енергия W_2:

$$h\nu=W_1-W_2.$$

Заместят ли се W_1 и W_2 с техните равни според (9), за честотата на излъчения квант се намира

$$\nu = -\frac{2\pi^2 me^4}{n_1^2 h^3} + \frac{2\pi^2 me^4}{n_2^2 h^3},$$

или

$$\nu = \frac{2\pi^2 me^4}{h^3}\left(\frac{1}{n_2^2} - \frac{1}{n_1^2}\right). \tag{10}$$

Тази зависимост по вид напълно съвпада с формулата на Балмер, при което

$$Rc = \frac{2\pi^2 me^4}{h^3},$$

или

$$R = \frac{2\pi^2 e^4 m}{h^3 c}.$$

Като се заместят тук числените стойности на e, m, h и c, получени по други методи и приведени по-горе, и се приеме за скоростта на светлината $c = 2{,}99776 \cdot 10^{10}$ *см сек*$^{-1}$, за R се получава $R = 109\,730$ *см*$^{-1}$, която стойност напълно съвпада с получената по спектроскопски методи $R = 109\,677{,}58$ *см*$^{-1}$.

Това съвпадение бе триумф за теорията на Бор и доказателство, че законите на класичната електродинамика са неприложими за микромира.

При нормално състояние атомът се намира в най-ниското си енергетично състояние. За да се изведе от това състояние, трябва да му се придаде някаква енергия. Нагледно преминаването на атома от едно енергетично състояние в друго се представя с прескачането на електрона от една орбита на друга ($n = 2, 3, 4, \ldots$). От тези състояния атомът може да се върне в нормалното си състояние ($n = 1$) било направо, било чрез ред преходи на междинни енергетични състояния. *Освободената при всеки такъв преход енергия се излъчва под формата на фотон със съответната енергия и честота.*

Светещите газове поглъщат най-силно лъчи с онези дължини на вълните, които сами изпускат. Теорията на Бор обяснява това явление така. Нека през кварцова тръба, напълнена с живачни пари, преминава бяла светлина. Живачните атоми ще погълнат онези светлинни кванти, чиято енергия $h\nu$ е достатъчна да ги изведе в едно или друго възбудено състояние. Затова лъчите със съответните дължини на вълните ще липсват от състава на бялата светлина, поради което на техните места в спектъра се появяват тъмни, абсорбционни линии. Когато живачният атом се връща в нормалното си състояние, той изпуска квант енергия със същата големина, каквато е погълнал.

Честотата на светлинния квант, който, като се погълне от атома, го извежда от нормалното му стационарно състояние до най-близкото възбудено състояние, се нарича *резонансна честота.*

При извода на формулата на Балмер по теорията на Бор бе прието, че ядрото на водородния атом е неподвижно, а се движи само електронът около него. Това би било така, ако ядрото притежава безкрайно голяма маса. В действителност масата M на протона е 1836,5 пъти по-голяма от масата m на електрона, така че движението на електрона и протона се извършва около техния общ център на инерцията. Тогава в по-горната формула вместо масата на електрона трябва да се постави изразът

$$\mu = \frac{m}{1+\frac{m}{M}}$$

Поправката на ридберговата константа съответно е

$$R = \frac{2\pi^2 e^4 m}{h^3 c} \cdot \frac{1}{1+\frac{m}{M}}, \qquad (11)$$

за което трябва да се държи сметка при по-точни пресмятания.

§ 338. Откриване на тежкия водород

Както се вижда от равенството (11, 377), дължините на вълните на излъчените спектрални линии зависят и от масата на ядрото. При проверка на тази зависимост бе открит тежкият изотоп на водорода с атомно тегло 2. След като били открити двата изотопа на кислорода с атомни тегла 16 и 18, Бирдж и Менцел предположили, че и естественият водород е смес от два изотопа: единият с атомно тегло 1 и другият тежък с атомно тегло 2, които трябва да се намират в отношение 4500 : 1. Ако тези два изотопа действително съществуват в спектъра на водорода, наред със спектралните линии, които принадлежат на лекия изотоп на водорода H^1, трябва да съществуват подобни линии, които принадлежат и на тежкия изотоп — H^2, и вследствие на това да са малко отместени към по-късите дължини на вълните спрямо първите. Разликата между дължините на вълните на лъчите, получавани от двата изотопа, се дължи на неднаквите стойности на ридберговата константа, които тя има за всеки от изотопите. Поради това водородните спектрални линии се разцепват. Спектралните линии, които принадлежат на тежкия изотоп на водорода, имат нищожен интензитет, тъй като в естествения водород съдържанието на H^2 е много малко. За да се увеличи неговата концентрация, естественият водород се втечнява и след това се изпарява. Понеже по-лекият изотоп се изпарява по-бързо, неизпарилата се част от водорода се обогатява с тежкия изотоп. Спектърът, получен от такъв обогатен водород, действително съдържа разцепени спектрални линии. С това се доказало съществуването на *тежък водород*, който се нарича още *деутерий* и се бележи с D.

Скоро след откриването на тежкия водород било намерено, че при електролизата на водни разтвори водата се обогатява на тежък водо-

род, понеже водните молекули, в които влиза лекият изотоп на водорода (затова наричана *лека вода*), се разлагат четири-пет пъти по-бързо. Сега по този начин главно се получава фабрично *тежката вода* (D_2O). Тя намира широко приложение като забавител при ядрените реактори и като източник на тежък водород — деутерий.

Тежката вода е открита от Юри и Обсборн (1932 г.). В естествената вода отношението на деутерия към лекия водород е приблизително 1 : 6800. Освен тежката вода съществува още и *смесена* вода с молекула DHO. За да се получи един тон чиста (99,9 %) тежка вода, трябва да се преработят около 30—40 хиляди тона обикновена вода.

В табл. 37 са поместени стойностите на някои константи за тежката и за леката вода.

Таблица 37

Свойства на леката и тежката вода

	H_2O	D_2O
Температура на топене в °C	0,00°	+3,82°
Температура на кипене в °C при 760 *тор* .	100,0°	101,42°
Максимална плътност в *г см*$^{-3}$ при температура	+3,98°	+11,6°
Повърхностно напрежение в *дн см*$^{-1}$ . .	72,75	67,8
Коефициент на вътрешното триене в *мп* . .	13,10	16,85

Деутерият, съответно ускорен, се използува за предизвикване на редица ядрени реакции. Съществува още водороден атом и с маса 3, който се означава с H^3 или T и се нарича *тритий* или *свръхтежък водород*. Ядрото на трития се нарича *тритон* и се отбелязва с t.

Тритият се образува в минимални количества в атмосферата при взаимодействието на атомите на азота с неутроните на космичното лъчение $N^{14}(n, T)\,C^{12}$. В 1 *см*^{3} от атмосферата при земната повърхност за 1 *сек* се образуват 0,1—0,2 атома тритий. Образуваният по този начин тритий се съединява с кислорода на въздуха, образува *свръхтежка вода* и пада на Земята заедно с дъжда.

В естествената вода тритият се съдържа в незначителни количества — на 10^{18} атома лек водород H^1 се пада 1 атом тритий. Той се оказва важно изходно вещество при осъществяването на термоядрените реакции.

Освен леката, тежката и свръхтежката вода, наречени така по отношение съдържанието им на водорода, съществуват и води с тежки изотопи на кислорода O^{17} и O^{18}.

§ 339. Магнетон на Бор

В съгласие с теорията на Бор всеки атом може да се уподоби на кръгов ток, предизвикан от движението на електроните, и следователно *всеки атом е еквивалентен на малък магнит, чийто магнитен момент*

зависи от скоростта на движението на електрона и от площта, която заема неговата орбита.

От електродинамиката се знае, че магнитният момент на ток, който протича по окръжност, се определя по зависимостта

$$\mu = \frac{1}{c} SI,$$

където S е лицето на затворената от тока площ, умножена по силата I на тока, измерена в абс. елстат. единици. Силата на тока е равна на протеклото количество електричество през напречното сечение на проводника за единица време. Ако с τ се означи времето, за което електронът прави една обиколка около ядрото, силата на тока е

$$I = \frac{1}{c}\frac{e}{\tau} = \frac{1}{c} e \frac{v}{2\pi r},$$

изразена в електростатични единици.

Площта, която ограничава движещия се по окръжност електрон, е πr^2. Магнитният момент тогава е

$$\mu = \pi r^2 \frac{ev}{2\pi r}\frac{1}{c} = \frac{1}{c}\frac{evr}{2}.$$

Като се заместят v и r с техните равни от (45,337) се получава

$$\mu = n\frac{e}{m}\frac{h}{4\pi c}.$$

Следователно *атомът може да има само определени стойности на магнитния си момент, които са кратни на магнитния му момент при* $n=1$. Този най-малък магнитен момент на атома е

$$\mu_0 = \frac{e}{m}\frac{h}{4\pi c}.$$

Тази минимална стойност на магнитния момент на атома се нарича *магнетон на Бор* и неговата числена стойност е

$$\mu_0 = 0{,}9273 \cdot 10^{-20}\ \textit{ерг гс}^{-1}$$

Когато се измерват много малки магнитни моменти на атомните ядра, на протоните и на неутроните, се използува *ядрен* или *протонен магнетон*, който се отличава от магнетона на Бор, като вместо масата на електрона в горната формула се поставя масата на протона μ_p. Неговата числена стойност е

$$\mu_p = \frac{eh}{4\pi M_p c} = 5{,}05 \cdot 10^{-24}\ \textit{ерг гс}^{-1}.$$

За да се преодолеят някои трудности, които се срещат в теорията на Бор, при нейното по-нататъшно развитие се въвеждат величините *собствен механичен* и *собствен магнитен момент на електрона.* Спо-

ред това всеки електрон наред с товара e и масата m притежава и постоянен *механичен момент* — количеството на движението му: $L = \frac{1}{2}\frac{h}{2\pi}$, който се поражда вследствие на неговото въртене около ос, прокарана през неговия център на инерция. На английски въртене се нарича spin и затова моментът на количеството на движение на електрона около собствената му ос е наречен *спин*.

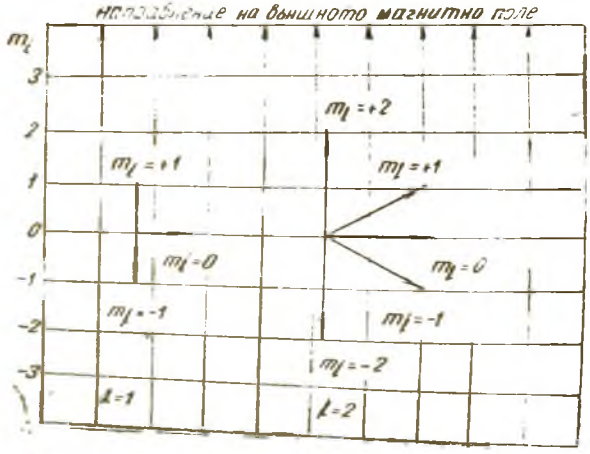
Електронът притежава още и *собствен магнитен момент*, който се дължи на същото въртене на електрона. Стойността на магнитния момент е равна на един магнетон на Бор.

§340. Квантови числа

Теорията на Бор, приложена към най-простия атом — водородния, дава прекрасни резултати. Нейното приложение, за да се обяснят спектрите на по-сложните атоми, обаче среща редица затруднения, което налага да се внасят допълнителни усложнения в зависимостите.

Основният постулат на Бор, че атомът излъчва, когато преминава от по-високо енергетично ниво на по-ниско, т. е. когато някой електрон прескача от по-външна орбита на по-вътрешна, се запазва при разглеждането и на сложните спектри.

Тук трудностите се пораждат главно от това, че при движението на всеки електрон около ядрото трябва да се държи сметка за влиянието и на останалите електрони. От друга страна, за да се обяснят опитно получените резултати, трябва да се приеме, че *енергетичните нива се състоят от отделни поднива* — че се разцепват.



Фиг. 623. Възможно ориентиране на електронните орбити във външно магнитно поле H при $l = 1$ и $l = 2$

По-нататъшното развитие на теорията на Бор е направено от А. Зомерфелд. Той заменя представата на Бор на кръговите *орбити*, по които се движат електроните, с *елиптични*, при което ядрото се намира в един от фокусите на елипсата. При това сплеснатостта (ексцентрицитетът) на елиптичните орбити не може да бъде произволен, а заема определени, квантувани стойности, които се характеризират с второ квантово число l, наречено *орбитално квантово число*.

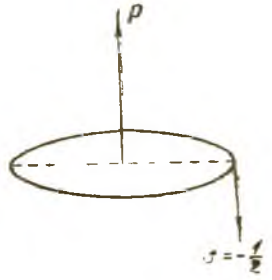
При определено *главно квантово число* n орбиталното квантово число l може да има стойности 0, 1, 2, ..., $n-1$. При това *главното*

квантово число определя размерите на орбитата на електрона — голямата полуос на елипсата, а орбиталното квантово число — сплеснатостта на орбитата (по-точно орбиталния момент на електрона).

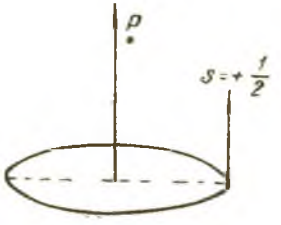
Всеки електрон, който се движи около ядрото, създава магнитен момент, който се представя с вектор, перпендикулярен към равнината на орбитата. Ако атомът се постави във външно магнитно поле с определено направление, магнитният вектор на атома, а оттам и равнината, в която лежи орбитата на електрона, не може да се ориентира произволно спрямо външното поле, а само в такива положения, които сключват определени ъгли с посоката на външното поле. Проекциите на магнитния вектор върху направлението на външното магнитно поле се характеризират с трето квантово число m, което се нарича *магнитно квантово число.* При определена стойност на второто квантово число l магнитното квантово число може да има $2l+1$ различни стойности.

На фиг. 623 са показани схематично възможните ориентации на елементарните орбити във външното магнитно поле, когато $n=2$, $l=1$ и $n=3$, $l=2$. *Електронът, освен че обикаля около ядрото, още се върти и около собствената си ос.* Това въртене създава собствен момент на количество на движението, който се характеризира с четвърто квантово число s и свързания с него собствен магнитен момент, наречено *спиново квантово число.*

При определена ориентация на орбитата, по която се движи електронът, което значи, че е познато магнитното квантово число m, собстве-



Фиг. 624. Електрон със спин $s=-\frac{1}{2}$



Фиг. 625. Електрон със спин $s=+\frac{1}{2}$

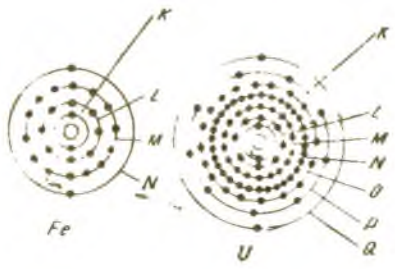
ният момент на количество на движение може или да съвпадне по посока с орбиталния момент на електрона, или да му бъде обратен. Следователно при определено магнитно квантово число спиновото число s може да има само две различни стойности $s=\pm\frac{1}{2}$ (фиг. 624 и 625).

§ 341. Периодична система на елементите

Съгласно теорията на Бор всеки атом наподобява миниатюрна Слънчева система. В центъра му се намира ядрото, в което е съсредоточена почти цялата маса на атома, а около него се движат електроните, „планетите", които образуват електронната обвивка на атома. Големината на положителния товар на ядрото е равна на броя на електроните, които обикалят около ядрото. Положителният товар на ядрото, както се видя, е равен на поредния номер Z на елемента в периодичната система на Менделеев, открита в 1869 г. в резултат на дълго и всестранно изучаване физичните и химичните свойства на елементите.

Как са наредени и по какви орбити се движат електроните в различните атоми? Измерванията на йонизационните потенциали при сложните атоми показват, че не всички електрони са свързани еднакво здраво с атомното ядро. За нееднаквите сили на свързване на електроните с атомното ядро говорят и данните, получени при химичните отнасяния на атомите на различните вещества, излъчването и поглъщането на енергия и др. Например, за да се откъсне първият електрон от атома на литий, който съдържа три електрона, е достатъчно по-малко енергия, отколкото да се откъсне последният, третият електрон.

Пръв В. Косел показа, че електроните не се движат хаотично около атомното ядро, а се групират в отделни слоеве. Броят на електроните във всеки електронен слой не може да бъде по-голям от определен за него максимум. Всички електрони, които влизат в състава на един слой, са свързани приблизително еднакво здраво с атомното ядро. За да се откъсне кой и да е електрон от някой слой, се изразходва почти едно и също количество енергия, чиято стойност се мени от слой на слой.



Фиг. 626. Разпределение на електроните по слоеве за железен и уранов атом

Най-здраво са свързани с ядрото електроните, разположени на най-ниския, най-близкия до ядрото слой. Това е слоят с най-малък радиус (ако в първо приближение отделните слоеве се разглеждат като концентрични сфери с център ядрото) (фиг. 626). Той се нарича K-слой. В следващия, наречен L-слой, електроните са свързани по-слабо с ядрото. Слоевете, разположени още по-далече от ядрото, се намират M, N, O, P и Q.

Броят на електроните, които се съдържат в отделните слоеве, се определят по *принципа на В. Паули* (1925 г.), според който *атомът не може да съдържа два или повече електрони с едно и също състояние.* Състоянието на всеки електрон в атома се определя с четирите квантови числа. Като се вземе това пред вид, принципът на Паули може да се изкаже още така: *в атома не може да има дори два електрона, чиито всички квантови числа са еднакви.*

Всички електрони от един и същ слой имат еднакво главно квантово число и обратното, всички електрони с едно и също главно квантово число образуват един електронен слой. Така електроните с $n=1$ образуват K-слоя, с $n=2$ — L-слоя, с $n=3$ — M-слоя и т. н. Затова всички електрони, които се съдържат в един слой, имат едно и също главно квантово число n, а различни допълнителни квантови числа l, m и s. Техният брой може да се намери така. Последното квантово число s — спинът, може да има две различни стойности, $+\frac{1}{2}$ или $-\frac{1}{2}$, които съответствуват на това, дали собственият момент на количеството на движението на електрона има същата или противоположната посока на орбиталния механичен момент на електрона. Следователно едни и същи стойности на n, l и m могат да имат само два електрона. При всяка стойност на спина s броят на различните ориентации на орбитите в пространството, който се определя с квантовото число m, е $2l+1$. Следователно възможните ориентации са $2(2l+1)$, колкото е броят на електроните с едни и същи стойности на n и l.

При главно квантово число n квантовото число l, което определя сплеснатостта на орбитата, може да има стойности от $l=0$ до $l=n-1$, т. е. n на брой.

Тогава броят N_n на електроните с едно и също главно квантово число е

$$N_n=\sum_{l=0}^{n-1}2(2l+1),$$

който сбор може лесно да се пресметне, тъй като е аритметична прогресия от n члена, първият от който е 2, а последният $2(n-1)$. Следователно

$$N_n=\frac{2+2(2n-1)}{2}n=2n^2,$$

т. е. в атома с едно и също главно квантово число не могат да съществуват повече от $2n^2$ електрона.

Например в N-слоя (четвъртият по ред от ядрото) основното енергетично състояние се определя от главното квантово число $n=4$. Това състояние има четири орбити с различен ексцентрицитет, за които второто квантово число има стойности $l=0$ (окръжност), $l=1$, $l=2$ и $l=3$ (елипси). Всяка от тези орбити може да бъде ориентирана в пространството само в положения, определени от следните стойности на магнитните числа: при $l=0$ (окръжност) има само една ориентация, тъй като $n=2l+1=1$; орбитата с $l=1$ може да заеме три положения — $m=2l+1=3$; тази с $l=2$; $m=2l+1=5$ положения и накрая най-сплесната елиптична орбита с $l=3$ може да заеме $m=2l+1=7$ положения. По всички тези възможни орбити могат да се движат по два електрона — единият, чието околоосно въртене съвпада с въртенето му по орбитата, вторият — с противоположна посока на въртене около собствената му ос. Следователно N-слоят може да съдържа най-много $2(1+3+5+7)=32$.

В най-външния слой на всеки атом не могат да се съдържат повече от 8 електрона. Най-външните електрони определят валентността, химичните и някои физични свойства на елементите.

В следващата табл. 39 е посочен максималният брой електрони в първите пет слоя (с едно и също n) и тяхното разделяне в подгрупи с едно и също l. Твърде често в атомната физика и в спектроскопията стойностите на $l = 0, 1, 2, 3, 4, \ldots$ се означават с букви съответно s, p, d, f, $g, \ldots$

Таблица 39

Максимален брой електрони в слоевете K до O

n	Слой	Орбитално квантово число					N_n
		0 s	1 p	2 d	3 f	4 g	
1	K	2	—	—	—	—	2
2	L	2	6	—	—	—	8
3	M	2	6	10	—	—	18
4	N	2	6	10	14	—	32
5	O	2	6	10	14	18	50

Периодичността в разпределението на електроните по слоеве за отделните елементи съответствува напълно на периодичността на елементите от таблицата на Менделеев.

Максималният брой електрони, които се съдържат в един слой — 2, 8, 18, 32,..., отговарят на периодите в таблицата на Менделеев, които съдържат съответно 2, 8, 18, 32 елемента.

В първия период на системата влизат само водородът и хелият. Водородът има само един електрон, който е разположен на най-ниското енергетично ниво — K-слой. Хелият е вторият елемент, който има два електрона, също в K-слой. Максималният брой електрони в K-слой е два, следователно при хелия K-слоят е запълнен и затова той е инертен, (благороден) газ и не се свързва химично с други елементи.

Вторият период се характеризира с попълването на втория — L-слой, при вече запълнен K-слой. Той започва с третия поред елемент — лития, който съдържа три електрона. Два от тези електрони запълват K-слой на литиевия атом, а третият отива в L-слой. Този единствен електрон в L-слой определя валентността на литиевия атом и неговата силна активност. Този период завършва с десетия елемент — неон, при който L-слой е напълно изграден, който слой може да съдържа най-много 8 електрона.

Тъй като външният електронен слой на неона е запълнен, той е също благороден газ, както хелият.

В атомите на елементите от третия период започва изграждането на M-слой. Първият елемент от този период е натрият, който има 11 елек-

трона, два от които запълват K-слой, осем запълват L-слой и един се намира в M-слоя. Натрият е също силно активен едновалентен елемент. Третият период завършва с благородния газ аргон, в който K- и L-слоевете са запълнени докрай, а в M-слой се намират 8 електрона — максималният брой валентни електрони, и затова и той е благороден газ.

В елементите от четвъртия период се явява една особеност. В някои елементи, какъвто е и първият елемент от този период — калият, преди още да се доизгради M-слой, започва да се изгражда следващият N-слой. Това се дължи на обстоятелството, че във всеки атом всеки следващ електрон заема онова състояние из предоставените му възможни, което съответствува на минимална енергия. Енергията се определя не само от главното квантово число n, но и от орбиталното квантово число l. Затова редът на нарастващите енергетични нива на атома може да не съвпада със съответния ред на изграждането на електронните слоеве. Някои от енергетичните нива на по-горните слоеве са по-ниски и следователно по-изгодни за заемане. Затова и деветнадесетият електрон на калия, вместо да остане в M-слой, отива в N-слой. По тази причина калият е едновалентен елемент. Този период завършва с благородния газ криптон — тридесет и шести по ред, в който всичките три вътрешни слоя са изградени, а във външния N-слой се намират 8 електрона.

Следният, петият, период започва с рубидия, който също има неизграден N-слой, а последният му електрон се намира в O-слой. Този период завършва с благородния газ ксенон с атомен номер 54. При него K-, L- и M-слоевете са запълнени, в N-слой се намират 18 електрона от възможните $2 \cdot 4^2 = 32$, а 8 електрона се намират в O-слой.

С цезия ($Z = 55$) започва шестият период. При него един електрон се намира в P-слой. Този период завършва с благородния газ радон, в чийто P-слой се намират също 8 електрона, както при всички благородни газове (с изключение на хелия). В този период влиза групата на *редкоземните елементи*, наричани още *лантаниди*, защото първият от тях е лантан ($Z = 57$), при които напълно са изградени K-, L- и M-слоевете. Всичките тези елементи имат по 8 електрона в O-слоя и по два електрона в P-слоя, като се различават по броя на електроните си в N-слой, който се доизгражда от 19 електрона при церия до 32 електрона при лютеция.

Подобен е случаят и с групата елементи, която започва с актиния, наречени *актиниди*. Тя се намира в последния, седмия период. Всичките елементи от тази група имат по два електрона в O-слоя, а се различават по броя на електроните си в P-слой.

На фиг. 626 е показано схематично разпределението на електроните по слоеве за железния и урановия атом. Всеки слой е представен схематично с окръжност, върху която с точки е показан броят на електроните.

От таблицата на Менделеев се вижда, че номерът на групата, в която влиза всеки елемент, съвпада с броя на електроните, които се намират в последния зает слой на неговия атом. Например в първата група влизат водород, литий, натрий, които имат по един елек-

трон съответно в *K*-, *L*-, *M*-слоевете. Същото важи и за останалите елементи.

Всички елементи от една и съща група имат сходни химични свойства, откъдето следва, че *химичните свойства на елементите се определят от броя на електроните им в последния електронен слой* и които затова се наричат *валентни електрони*. Те са най-слабо свързани с ядрото и енергията, която се получава при химичните реакции, която не надминава няколко *ев*, може да окаже влияние само върху тяхното разположение. *Оптичните спектри възникват също при преходи на валентните електорни.*

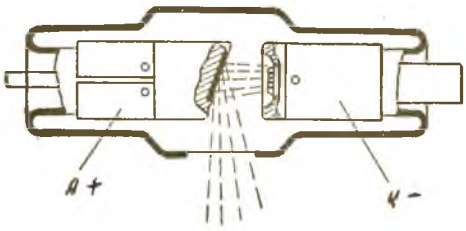
Опитно се установява, че за да се откъсне електрон от кой и да е атом, е потребна енергия 5—20 *ев*. Това е *йонизационната енергия*. Когато атомът се възбужда, т. е. някой електрон от външния му слой се премества на по-високо ниво, изразходва се по-малко енергия. Когато атомът се връща в нормалното си състояние, той отделя светлинен квант, чиято енергия е 5—20 *ев*, т. е. излъчва светлина от инфрачервената, видимата или ултравиолетовата част на спектъра.

За да се отделят от атома електрони, които лежат във вътрешните слоеве, е потребна по-голяма енергия и затова, когато електронът прескача от външен слой на по-вътрешен слой, се излъчват рентгенови лъчи.

XLI. РЕНТГЕНОВИ ЛЪЧИ

§ 342. Получаване и свойства

При опит да провери прозрачността на черната хартия, с която е обвил светеща круксова тръба, В. К. Рентген (1895 г.) забелязал, че в тъмна стая на около метър от тръбата парче от бариев платиноцианид свети, флуоресцира. Това явление той обяснил с излъчването от тръбата на невидими от човешкото око лъчи, които преминават през черната хартия и предизвикват флуоресценция. Тези лъчи той нарекъл *X-лъчи*, а по-късно те били наименувани в негова чест *рентгенови лъчи*.



Фиг. 627. Електронна рентгенова тръба

Такива лъчи се използуват с *рентгенови тръби* (фиг. 627). Рентгеновата тръба е стъклена или метална тръба, в която са запоени два електрода — *катод K*, който представлява спирална нишка и служи за източник на електрони, и *анод A*. Въздухът вътре в тръбата е разреден до висок вакуум 10^{-5} — 10^{-8} *тор*. Между двата електрода се прилага високо напрежение, при което анодът е положителен, а катодът — отрицателен. Излъчените от катода *K* електрони, ускорени от полето между

A и K, се удрят в анода A. При тези удари на електроните от анода A се излъчват *рентгенови лъчи*. Анодът се изготвя от труднотопим метал — волфрам, молибден, платина, тъй като когато електроните се удрят върху него, голяма част от тяхната енергия преминава в топлина, която силно загрява анода, а само 1—2 % от енергията на електроните се трансформира в енергия на рентгеновото лъчение.

Коефициентът на полезно действие на рентгеновите тръби зависи от приложеното напрежение между катода и анода и атомния номер на елемента, от който е направен анодът, като расте заедно с тяхното увеличаване.

Рентгеновите лъчи предизвикват следните по-важни действия, открити от самия Рентген:

а) предизвикват *флуоресценция*, вследствие на което са били открити;

б) *действуват върху фотографската емулсия*, която почернява, както от видима светлина;

в) *отделят* от металните повърхности *фотоелектрони*;

г) *йонизират газовете*;

д) *разсейват се дифузно* от всички вещества;

е) *не се влияят от магнитно или електрично поле*;

ж) *притежават много голяма проницаемост* през различните вещества.

По-късно бяха открити и изследвани и техните чисто *оптични свойства — пречупване, отражение, интерференция, дифракция* и *поляризация*, с което се доказва, че *те имат квантов характер*. Беше открито и тяхното *силно биологично действие* върху живите тъкани.

Рентгеновите лъчи преминават през непрозрачни предмети, като поглъщането им в тях е различно и зависи от атомния номер на веществото и плътността му, както и от характера на лъчите. Рентгеновите лъчи с голяма проникателна способност се наричат *твърди*, а тези, които се поглъщат по-силно, се наричат *меки*. Това разделяне до голяма степен е условно и относително. Точна граница между твърди и меки лъчи не може да се постави. Твърдите лъчи имат по-малки дължини на вълните от меките. Дължините на вълните на рентгеновите лъчи зависят от приложеното напрежение между катода и анода. Следователно с промяната на напрежението може да се изменя проникателната способност на рентгеновите лъчи. Кинетичната енергия, която придобиват електроните, когато преминат потенциална разлика U, е $\frac{1}{2} mv^2 = eU$.

Когато електронът се удари в анода, цялата му енергия се трансформира в рентгенов квант, чиято честота се определя от равенството

$$h\nu_{max} = \frac{eU}{300} \text{ или } \lambda_{min} = \frac{hc\ 300}{eU}.$$

Когато U се измерва във в, λ се получава в A. Тук λ_{min} е най-късата дължина на вълната на рентгеновите лъчи, които могат да се получат

при приложено напрежение U. Като се заместят числените стойности на h, c и e за λ_{min}, се получава

$$\lambda_{min} = \frac{12430}{U} \text{ Å}.$$

Например при $U = 6000$ *в* $\lambda_{min} = 0{,}20$ Å.

Сравнително малка част от електроните отдават енергията си изцяло още при първия удар. Много от тях загубват енергията си в няколко последователни удара с атомите на анода, като по-голямата част от нея преминава в молекулно-кинетична енергия, а само малка част се излъчва като рентгенови кванти. Вследствие на това се получават рентгенови лъчи с всички дължини на вълните от λ_{min} нагоре. Това *рентгеново лъчение* се нарича *непрекъснато*, понеже, като се разложи, от него се получава непрекъснат спектър.

§ 343. Доза на рентгеновото лъчение

Една от най-важните величини, които характеризират рентгеновите лъчи, е тяхната интензивност, която може да се измерва, като се използува кое и да е от споменатите по-горе техни действия. Най-често интензивността на рентгеновите лъчи се измерва чрез тяхното йонизационно или фотографско действие.

Биологичното действие на рентгеновото лъчение е пропорционално на енергията само на онази част от лъчението, която ще се погълне от тъканите и която се нарича доза. Единицата за рентгенова доза се нарича *рентген* (*р*, *r*), като се определя така.

Един рентген е онова количество рентгенови лъчи, които създават в един кубичен сантиметър сух въздух, който се намира при 0°С и 760 тора, толкова положителни и отрицателни йони, че техният товар поотделно да бъде равен по на една електростатична единица. Като се знае, че товарът на един едновалентен йон е $4{,}8 \cdot 10^{-10}$ електростатични единици товар, една електростатична единица ще се образува от $\frac{1}{4{,}8 \cdot 10^{-10}} = 2{,}08 \cdot 10^9$ положителни или отрицателни йони. Следователно доза един рентген предизвикват онези рентгенови лъчи, които в 1 $см^3$ сух въздух при 0° и 760 *тора* създават $2{,}08 \cdot 10^9$ положителни и още толкова отрицателни йона.

Като се знае, че за създаване на една двойка йони във въздуха е потребна енергия 33 *ев* или $5{,}28 \cdot 10^{-11}$ *ерг*, отдадената енергия на въздуха при доза 1 *р* е $2{,}08 \cdot 10^9 \cdot 5{,}28 \cdot 10^{-11} = 0{,}11$ *ерг* $см^{-3}$. Един $см^3$ сух въздух при нормални условия тежи 0,001 293 *г*, следователно при доза 1 *р* 1 *г* въздух поглъща енергия $\frac{0{,}11}{0{,}001\,293} = 85$ *ерг*.

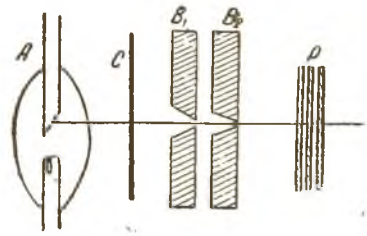
С единицата рентген се измерва общото действие на рентгеновите лъчи. Затова една и съща доза може да се получи от слабо рентгеново лъчение, което действува дълго време, или от силно лъчение за късо време.

За определяне *интензитета на рентгеновата доза* се използува единицата *рентген за секунда* (*р сек*$^{-1}$, *r* sec^{-1}).

§ 344. Поглъщане на рентгеновите лъчи

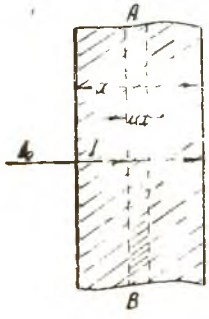
Способността на рентгеновите лъчи да преминават през непрозрачни вещества се използува широко в медицинската практика, в машиностроенето, при отливането на различни метални части и др. Когато рентгеновите лъчи преминават през веществата, част от тях се поглъща, а друга се разсейва.

За да се изследва поглъщането на рентгеновите лъчи от различни вещества, се използува следната опитна постановка (фиг. 628). Нека от рентгеновата тръба A с волфрамов анод се получават рентгенови лъчи, които преминават през медната пластинка C, която поглъща предимно лъчите с по-дълги вълни. Филтруваните през медната пластинка C рентгенови лъчи стават по-хомогенни. Чрез две оловни бленди B_1 и B_2, поставени на техния път, се отделя тесен сноп лъчи. На пътя на този сноп се поставя пластинка от вещество, чието поглъщане се изследва. Дебелината, през която преминават рентгеновите лъчи, може да се изменя чрез поставяне на различен брой пластинки P. Интензивността на преминалите рентгенови лъчи се измерва обикновено с йонизационна камера.



Фиг. 628. Опитна постановка за изследване поглъщането на рентгеновите лъчи

Пластинка с една и съща дебелина, направена от различни вещества, разсейва рентгеновите лъчи нееднакво, а за едно и също вещество поглъщането зависи от дебелината на пласта.



Фиг. 629. Поглъщане на рентгеновите лъчи

Нека върху пласта AB падат рентгенови лъчи с интензивност I (фиг. 629). След като преминават през пласта с дебелина dx, тяхната интензивност отслабва, при което намалението му dI е пропорционално на преминатата дебелина: $-dI = \mu_l I\, dx$.

Знакът минус се поставя, защото интензитетът намалява с увеличаване на дебелината. Тук μ_l е константа, която показва каква част от енергията на рентгеновите лъчи се поглъща, когато те преминават през пласт от веществото с дебелина единица, и се нарича *линеен коефициент на поглъщането*. Той е характерна константа за всяко вещество и всяка дължина на вълната на рентгеновите лъчи.

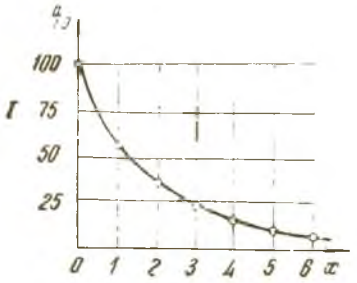
Като се интегрира горното равенство в интервала от 0 до x, при което интензивността се променя от I_0 до I, се получава:

$$\int_{I_0}^{I} \frac{dI}{I} = \int_0^x -\mu_l\, dx$$

и

$$I = I_0 e^{-\mu_l x}.$$

Следователно *интензивността е експоненциална функция на дебелината на преминатия пласт*, което се потвърждава опитно. На фиг. 630 е представено графично изменението на интензивността I в зависимост от дебелината x. Ако тази зависимост се представи в логаритмичен мащаб, получава се права линия, по чийто ъглов коефициент може да се определи линейният коефициент на поглъщането μ_l на веществото.



Фиг. 630. Изменение интензивността на рентгеновите лъчи в зависимост от дебелината

Освен линейния коефициент на поглъщането μ_l употребяват се още два коефициента на поглъщането, които естествено са свързани с μ_l. Единият от тях е *масовият коефициент на поглъщането* μ_m, който се определя от енергията, която се поглъща от единица маса от веществото. Ако се вземе рентгенов сноп с напречно сечение единица, линейният коефициент на поглъщането μ_l е равен на погълнатата енергия на лъчите в единица обем. В този случай масовият коефициент на поглъщането се получава, като се раздели линейният коефициент на поглъщането с плътността ρ на веществото, което поглъща лъчите

$$\mu_m = \frac{\mu_l}{\rho}.$$

Ако в горната формула за поглъщането на рентгеновите лъчи μ се замени с неговото равно $\mu_l = \mu_m \rho$, получава се

$$I = I_0 e^{-\mu_m \rho x}.$$

Вместо дебелината x на поглъщащото вещество тук участвува $\rho \cdot x$, което в същност е масата на веществото със сечение единица и дължина x и има измерение на $[г\,см^{-2}]$. От това може да се направи изводът, че не е важна дебелината на пласта вещество, който поглъща рентгеновите лъчи, а масата, която се пада на 1 $см^2$ от повърхността, върху която падат лъчите. Това определение е по-общо, понеже не зависи от агрегатното състояние на веществото.

Най-често, за да се характеризира поглъщателната способност на веществата по отношение на рентгеновите лъчи, се използува дебелината на пласта, който намалява интензивността на преминалите през него лъчи наполовина, т. е. $\frac{I}{I_0} = \frac{1}{2}$. Лесно е да се види, че дебелината на този слой е свързана с линейния коефициент на поглъщането със следното равенство:

$$d_{\frac{1}{2}} = \frac{\ln 2}{\mu_l} = \frac{0{,}69}{\mu_l}.$$

В приведената табл. 40 са посочени дебелините на слоя на полупоглъщането при различни дължини на вълните на рентгеновите лъчи и за различни вещества.

Таблица 40

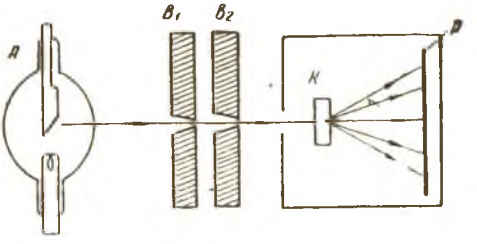
Поглъщане на рентгеновите лъчи в зависимост от дължината на вълната в различни вещества

Дължина на вълната в Å	Дебелина на слоя на полупоглъщането в м.м				
	въздух при нормални условия	вода	алуминий	мед	олово
0,1	—	43	16	2,3	0,18
0,7	4100	0,6	0,5	0,016	0,0044
2,5	140	0,14	0,013	0,004	—
10,0	3,2	0,003	0,005	—	—

От таблицата се вижда, че рентгеновите лъчи с по-голяма дължина на вълната се поглъщат по-силно, а при дължина на вълната над 10 Å те се поглъщат практически напълно и от твърде тънки пластове разреден въздух. Затова такива лъчи се получават и изследват във вакуум.

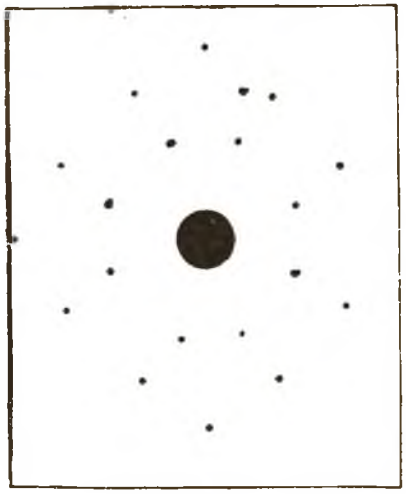
§ 345. Дифракция на рентгеновите лъчи

Първите опити да се получи дифракционна картина от рентгенови лъчи с обикновена дифракционна решетка дали отрицателни резултати. Оттук бил направен изводът, че ако действително рентгеновите лъчи са електромагнитни вълни, те имат много малки дължини на вълните. Това навело немският физик М. Лауе (1912 г.) на мисълта да използува за дифракционна решетка кристали, чиито атоми и молекули са разположени на равни разстояния един от друг. Указало се, че тези разстояния са от същия порядък, както предполагаемите дължини на вълните на рентгеновите лъчи (10^{-8} *см*), поради което опитите, осъществени от неговите сътрудници В. Фридрих и Книпинг, дали положителни резултати. Схемата на техния опит е показана на фиг. 631. Рентгеновите лъчи от тръбата A падат върху оловните бленди B_1 и B_2. Те имат малки отвори и пропускат тесен сноп рентгенови лъчи, които падат върху кристала K. Получените дифракционни максимуми с форма на тъмни петна или ивици (фиг. 632) се отбелязват върху фотографската



Фиг. 631. Схема на опита на Фридрих и Книпинг

емулсия P, поставена зад кристала. Тъмните петна се получават в онези направления на разсеяните рентгенови лъчи, за които е изпълнено условието за усилване. Тези направления зависят от дължината на вълната на рентгеновите лъчи, разположението на йоните в кристалната решетка и от ъгъла на падането на лъчите, т. е. от ориентацията на кристала спрямо падащите лъчи.



Фиг. 632. Лауеграма

Разчитането на дифракционните картини, получени при преминаването на рентгеновите лъчи през кристал, дава възможност да се решава една от следните две задачи:

1. *Да се определя разстоянието между атомите на кристала* — неговата *решетъчна константа* или все едно неговата структура. В този случай трябва да се познава дължината на вълната на рентгеновите лъчи. Въз основа на това е разработен комплекс от методи за изследване структурата на твърдите вещества, които съставят *рентгеноструктурния анализ.*

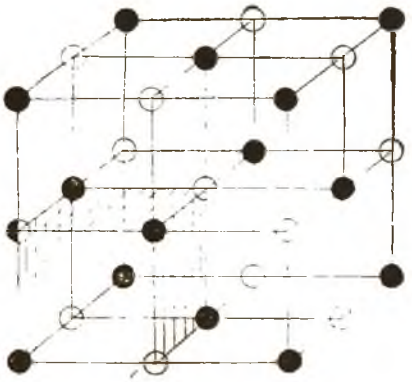
2. Когато е известна структурата на кристала, с който се получават дифракционните картини, *може да се определи дължината на вълната на рентгеновите лъчи.* Въз основа на тази възможност бе развита *рентгеновата спектрометрия.* Установено е, че с кристали с различни разстояния между атомите — различни решетъчни константи, могат да се изследват рентгенови лъчи с дължини на вълните от около 0,1 Å до 20 Å. Колкото вълните на рентгеновите лъчи са по-дълги, толкова по-голяма трябва да бъде и решетъчната константа на кристала.

Сега се получават рентгенови спектри и с обикновени *отражателни дифракционни решетки*, когато рентгеновите лъчи падат върху тях под много голям ъгъл (близък до 90°). Обикновено в рентгеновата спектроскопия се разглежда ъгълът, който рентгеновите лъчи сключват с равнината на решетката и който в този случай е много малък. При това положение рентгеновите лъчи претърпяват пълно вътрешно отражение от граничната повърхност въздух-метал. Дифракционните максимуми се наблюдават под ъгли от няколко минути, които, след като се измерят и се знае константата на дифракционната решетка, може да се определи дължината на вълната на рентгеновите лъчи.

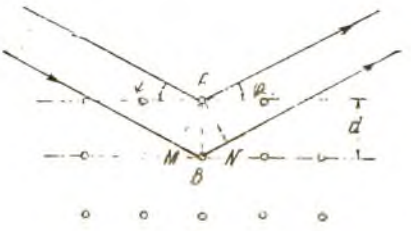
§ 346. Получаване на рентгеновите спектри

Много по-прост и по-лесен метод за получаване на рентгенови спектри е предложен от В. Х. Браг, В. Л. Браг и от Г. В. Вулф. Нека рентгеновите лъчи падат под малък ъгъл спрямо гладка кристална

повърхност, например върху повърхността на кристал от KCl, който кристализира в кубична система (фиг. 633). Съгласно принципа на Хюйгенс всеки атом, върху който падат рентгенови лъчи, ги разсейва във всички посоки, така както всяка точка от процепа на обикновената решетка може да се разглежда като източник на вторични



Фиг. 633. Кристална решетка на KCl



Фиг. 634. Дифракция на рентгенови лъчи от кристал

вълни. Разсейването от всички атоми е предизвикано от падането на едни и същи рентгенови лъчи, следователно разсеяните рентгенови лъчи *са кохерентни* и могат *да интерферират* помежу си. Затова в определени направления на разсеяните (отразените) рентгенови лъчи е изпълнено условието за усилване, а в други — условието за изгасване.

Нека за простота се приеме, че рентгеновите лъчи, които падат към повърхността на кристала под ъгъл φ, се отразяват от атома A, който лежи в първия ред атоми (фиг. 634), както и от атома B, който лежи във втория ред. Разстоянието между атомите A и B е равно на решетъчната константа на кристала. Отразените от двата атома лъчи ще имат посока, която ще сключва същия ъгъл φ с повърхността на кристала (ъгълът на падането е равен на ъгъла на отражението). За да се намери разликата между пътищата между двата отразени лъча, от точката A се прекарват перпендикулярите AN и AM към тях. Очевидно, че търсената оптична разлика е

$$\overline{MB}+\overline{BN}=2d\sin\varphi.$$

Дифракционен максимум, т. е. усилване, ще се получи за тези направления на отразените лъчи, за които е изпълнено условието

$$2d\sin\varphi=n\lambda,$$

където n е цяло положително число. Такава ще бъде и разликата между оптичните пътища на лъчите, отразени от кои да са два съседни атома, разположени в дълбочината на кристала. Горната зависимост е известна под името *формула на Браг—Вулф*.

Разстоянието между атомите Na и Cl в кристал от NaCl може да се пресметне, като се познават молекулното тегло M и плътността ρ на NaCl, както и числото на Авогадро. Обемът на един грам-мол е

$$V = \frac{M}{\rho}.$$

В този обем се съдържат N молекули NaCl или $2N$ разсейващи центрове Толкова е броят и на елементарните клетки (кубчета) в един грам-мол следователно обемът на елементарното кубче е

$$v = d^3 = \frac{V}{2N} = \frac{M}{2N\rho}.$$

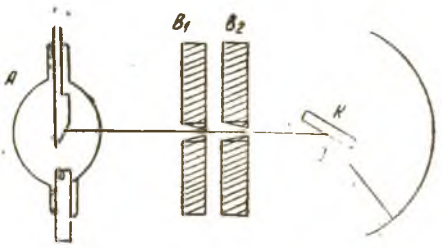
За разстоянието между атомите d (решетъчната константа) се получава

$$d = \sqrt[3]{\frac{M}{2N\rho}},$$

в която, като се заместят числените стойности $M = 58{,}45$, $\rho = 2{,}164\ г\,см^3$ и $N = 6{,}023 \cdot 10^{23}$, се получава

$$d = 2{,}814 \cdot 10^{-8}\ см = 2{,}814\ \text{Å}.$$

Като се познава решетъчната константа на използувания кристал и се измери ъгълът φ, при който се получава максимум, по формулата на Вулф — Браг може да се пресметне дължината на вълната на рентгеновите лъчи. Обратно, ако се знае дължината на вълната и се измери ъгълът, за който се получава първият максимум, може да се определи константата на кристалната решетка d.



Фиг. 635. Схема на рентгенов спектрограф с въртящ се кристал

На фиг. 635 е показана схемата на рентгенов спектрограф, в който се използува методът на въртящия се кристал. След като с две оловни бленди B_1, B_2 се отдели тесен сноп рентгенови лъчи, той пада под някакъв ъгъл към кристала и се отразява под същия ъгъл, при който лъчите интерферират помежду си. Ако при съответния ъгъл се получи максимум, той се регистрира върху фотографската емулсия F, огъната цилиндрично. Ако рентгеновите лъчи, които падат върху кристала, са само с една дължина на вълната λ_1, първият максимум се получава по направление, определено от условието

$$2d \sin\varphi'_1 = 2d\,\varphi'_1 = \lambda_1 \quad \text{или} \quad \varphi'_1 = \frac{\lambda_1}{2d}$$

Затова върху емулсията за това напрежение се получава тъмно петно.

Ако кристалът се завърти около ос O, успоредна на процепа, през

който преминават рентгеновите лъчи, получават се втори, трети и т. н. максимуми, определени от условията

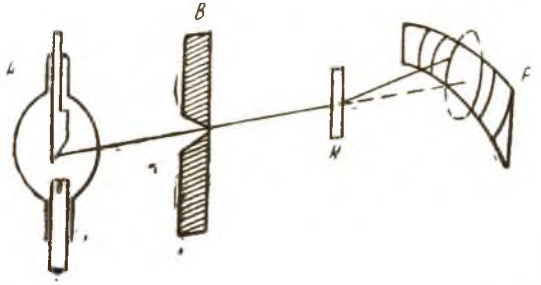
$$\varphi_1' = \frac{2\lambda_1}{2d},\ \varphi_1'' = \frac{3\lambda_1}{2d}\ \text{и т. н.}$$

Падат ли върху кристала рентгеновите лъчи с различни дължини на вълните, върху фотографската емулсия ще се получат съответни максимуми, които отговарят на рентгенови лъчи с различни дължини на вълните. Така на дължини на вълните $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3, \ldots$ ще съответстват дифракционни максимуми от първи порядък в направленията $\varphi_1, \varphi_2, \varphi_3, \ldots$ Ако процепът е тесен, в тези направления върху фотографската емулсия се получават тъмни линии, които ще приличат на линиите в оптичния спектър, т. е. получава се *спектър на рентгеновите лъчи.*

Рентгеновите спектри могат да се регистрират освен с фотографска емулсия и с *йонизационна камера,* която се движи около същата ос, около която се върти и кристалът. При условие, че камерата се завърта на двойно по-голям ъгъл, отколкото кристалът, в нея автоматично попадат отразените от кристала рентгенови лъчи

В зависимост от интензитета на рентгеновите лъчи през камерата протича различно силен йонизационен ток, който е мярка за интензитета на рентгеновите лъчи.

При рентгеноструктурния анализ най-много се употребява *методът с кристален прах,* наричан обикновено *метод на Дебай — Шерер,* при който вместо монокристал се използува цилиндрично блокче, получено



Фиг. 636. Метод на Вулф — Браг



Фиг. 637. Дебайграма

от пресуван кристален прах. Ако през такова блокче се пропусне тесен сноп рентгенови лъчи с различни дължини на вълните, всред най-различно ориентираните кристалчета винаги има такива, които са разположени спрямо падащите рентгенови лъчи под ъгъл φ, така че е изпълнено условието на Вулф — Браг за съответната дължина на рентгеновите лъчи. Отразените от кристалчетата лъчи сключват с първоначалната посока ъгъл, равен на 2φ. Съвкупността на всички отразени лъчи под ъгъл 2φ от различните кристалчета, спрямо които лъчите падат под ъгъл φ, образуват конична повърхност с отвор 4φ. Фотографската емулсия E, поставена перпендикулярно на направлението на падащите лъчи,

ще пресече различните конични повърхнини в концентрични окръжности (фиг. 636) или ако се постави тясна филмова лента, на нея ще се получат концентрични дъги от тези окръжности. Тези концентрични окръжности са максимумите от първи или по-висок порядък, които съответстват на рентгеновите лъчи с различна дължина на вълната. На фиг. 637 са показани получените по този метод дъги върху цилиндрично опънатата фотографска емулсия около цилиндричното блокче. Такива снимки се наричат *дебайграми*.

По разстоянието между дъгите и по техния относителен интензитет може да се съди за строежа на кристалите, от които е пресувано цилиндърчето.

§ 347. Рентгенови спектри

Рентгеновите лъчи имат квантов характер, като техните дължини на вълните обхващат много широк интервал — $450 \div 10^{-4}$ Å. Когато напрежението, приложено между катода и анода на рентгеновата тръба, се увеличава, в получаваното рентгеново лъчение се включват лъчи с все по-къси дължини на вълните.

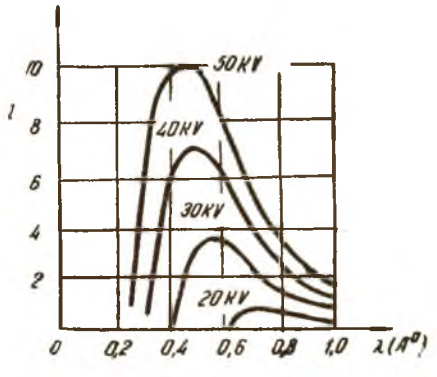
Интензитетът на рентгеновите лъчи с различни дължини на вълните, получавани от всяка рентгенова тръба, не е еднакъв, което значи, че отделните дължини на вълните носят различно количество енергия, подобно на спектралното разпределение на енергията в слънчевото лъчение. Колкото приложеното напрежение на тръбата е по-високо (това отговаря на по-висока температура при температурното излъчване), толкова късовълновата граница на непрекъснатото рентгеново лъчение, която се определя от равенството $\lambda_{min} = \frac{12430}{U}$ Å, се премества към по-късите вълни. Освен това, когато напрежението расте, повишава се и общото количество на излъчената енергия.

На фиг. 638 са показани няколко криви, които изразяват зависимостта на интензивността на рентгеновите лъчи от дължината на вълната при различни напрежения, приложени към рентгеновата тръба (т. е. при различни скорости на електроните, които бомбардират анода). Възникването на непрекъснатото рентгеново лъчение се обяснява със спирането на електроните, когато се удрят в анода. Затова и *вълновият състав и интензивност на непрекъснатото лечение зависят само от скоростта на електроните, но не и от веществото на анода.*

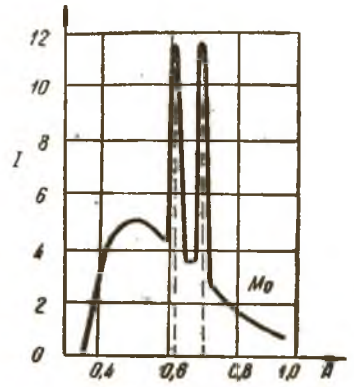
Ако напрежението на тръбата се увеличава при определени негови стойности, характерни за веществото, от което е направен анодът, към непрекъснатото рентгеново лъчение се прибавят и лъчи с определени дължини на вълните. В спектрограмата те се откриват като повече или по-малко интензивни линии, които изпъкват върху фона на непрекъснатия спектър, а в спектралното разпределение на интензитета на тях отговарят по-ниски или по-високи пикове (фиг. 639). Дължините на вълните на това допълнително лъчение са характерни за веществото, от

което е направен анодът. Затова полученият от тях линеен спектър се нарича *характеристичен рентгенов спектър.*

При изучаването и анализа на характеристичния рентгенов спектър се установи, че той се състои от отделни спектрални серии, наречени *K*, *L*,



Фиг. 638. Зависимост на интензивността на рентгеновите лъчи от дължината на вълната при различно напрежение на тръбата (за волфрам)

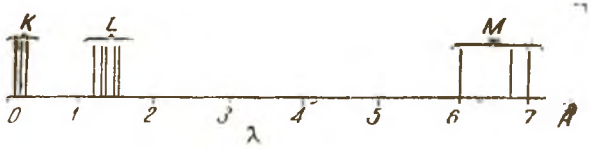


Фиг. 639. Характеристичен рентгенов спектър

M, *N* и *O*, като *K*-серията съдържа лъчи с най-къси дължини на вълните (фиг. 640).

Всеки елемент (с изключение само на водород и хелий) притежава поне един характеристичен рентгенов спектър, който го определя еднозначно.

Дължините на вълните на всички лъчи, които съставят характеристичното лъчение на всеки елемент, са прости функции на неговия атомен



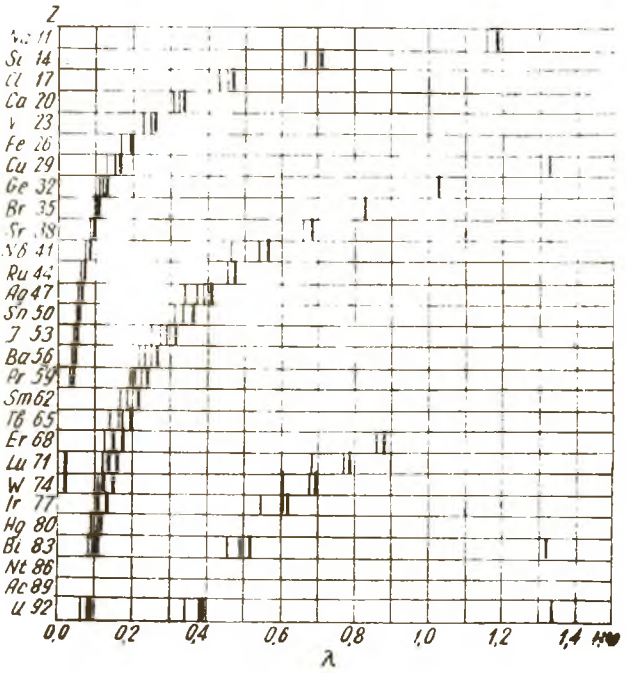
Фиг. 640. Рентгенови серии

номер. Затова характеристичните спектри от една и съща серия на всички елементи са сходни помежду си, а се различават само по дължините на вълните, които отговарят на отделните линии. На фиг. 641 са показани дължините на вълните на по-интензивните линии в отделните рентгенови серии за някои елементи. Например *K*-серията на всички елементи се състои от два дублета $K\alpha$ ($K\alpha_1$ и $K\alpha_2$) и $K\beta$ ($K\beta_1$ и $K\beta_2$).

Х. Г. Д. Мозли (1913 г.) намери, че *когато атомният номер Z на елементите се увеличава, всички линии се преместват в посока към по-късите дължини на вълните* (фиг. 641). Той установи, че

между честотата ν на всяка линия от коя и да е серия и атомния номер Z на елемента съществува следната зависимост, която носи името *закон на Мозли*:

$$\sqrt{\nu} = a\,(Z-b),$$



Фиг. 641. Рентгенови серии за някои елементи

където a и b са постоянни. На фиг. 642 е представена графично зависимостта между $\sqrt{\nu}$ и Z за двата дублета на K-серията на различните елементи.

Възникването на характеристичните рентгенови спектри се обяснява много добре с теорията на Бор. Когато някой електрон с достатъчно голяма кинетична енергия стигне до анода, той може да извади някой вътрешен електрон от атома, в който се е ударил. Понеже всичките вътрешни слоеве на атома са запълнени, изваденият електрон може или да се откъсне от атома, или да мине на орбита от по-външен слой, в който при нормално състояние на атома не се намират никакви електрони.

Вътрешните електрони са свързани по-силно с ядрото на атома и затова енергията, за да се откъснат, е много по-голяма, отколкото енергията, потребна да се откъсне някой външен валентен електрон.

Мястото на електрона, изваден от вътрешен слой, не остава дълго време свободно. То се заема от някой електрон от по-горен слой. Например, ако изваденият електрон е от K-слоя, неговото място може

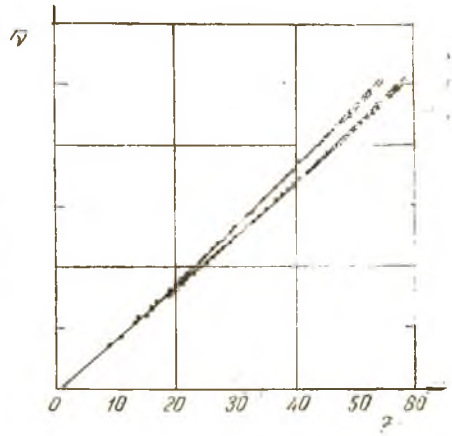
да се заеме от електрон от L-слоя, при което се получава лъчение, на което отговаря линията K_α, или от електрон от M-слой, на което лъчение отговаря линията K_β, и т. н.

На фиг. 643 са изобразени схематично електронните слоеве, т. е. енергетичните нива на сребърния атом, определени с главното квантово число $n=1, 2, 3, \ldots$. Електроните във всеки слой са представени с малки кръгчета.

Когато прескочи електрон от по-горния слой L с енергия W_L на по-долния K с енергия W_K, излъчва се рентгенов квант с честота, определена от равенството

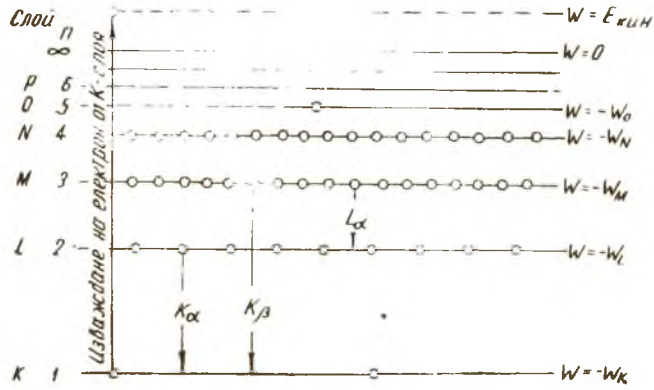
$$\nu = \frac{1}{h}(W_K - W_L).$$

Условно за нулева енергия се приема енергията на най-горния слой. Енергетичните нива, които може да заема атомът над него, се приема, че имат положителна енергия, а тези под него — отрицателна енергия.



Фиг. 642. Зависимост между $\sqrt{\nu}$ и Z за K-серия

Линиите на K-серията се излъчват, когато преминават електрони от някое по-горно ниво върху K-нивото. Когато те преминават до L-нивото, се излъчва L-серията и т. н. На схемата съответните преходи са означени с отвесни линии.



Фиг. 643. Схематично изобразяване на електронните слоеве (енергетични нива) на сребърния атом

Както вече се изтъкна, линиите на по-тежките елементи са преместени към по-късите дължини на вълните. Причините за това са следните. Товарът на ядрото е равен на произведението от поредния

номер на елемента в периодичната система на Менделеев и товара на електрона. Колкото атомът е по-тежък, толкова е по-голям неговият положителен товар и толкова електроните се привличат по-здраво от ядрото. Затова и енергията, потребна да се откъсне електронът от съответния слой, е по-голяма. Заедно с това се увеличава и енергията на излъчения рентгенов квант, който възниква при електронен преход от по-горен слой на освободеното място. Затова характеристичните рентгенови лъчи, получени от по-тежките атоми, имат по-къси дължини на вълните.

Законът на Мозли позволява да се определя товарът на ядрото или все едно поредният номер на елемента. Когато се определя по-точно силата на свързването между ядрото и по-далечните електрони, трябва да се вземе под внимание и неутрализиращото действие върху ядрото на електроните от по-близките до него електронни слоеве. Тези пластове екранират ядрото, което е равностойно на намаление на неговия положителен товар. Затова при пресмятанията се използува вместо истинския му товар Ze ефективният товар $q=(Z-b)\,e$. Постоянната b се нарича *коефициент на екранирането*. Неговата стойност не е еднаква за електроните от различните слоеве. Когато електронът е отделен от K-слоя, на електроните от по-горните слоеве остава да действува екраниращо само другият електрон в K-слой. Следователно за K-слой $b=1$. За другите слоеве стойността на b е различна.

Изобщо честотата на всяка линия от характеристичния рентгенов спектър може да се пресметне подобно на линиите от съответните серии на водородния атом по следната зависимост:

$$\nu=Rc\,(Z-b)^2\left(\frac{1}{k^2}-\frac{1}{n^2}\right),$$

където k е крайното енергетично ниво, до което електронът стига, а n — началното енергетично ниво, от което той тръгва. При $k=1$, а $n=2,\ 3,\ldots$ се получава K-серията; при $k=2$, $n=3,4,\ldots$ възниква L-серията и т. н. Горната зависимост е идентична със закона на Мозли понеже

$$\sqrt{\nu}=\sqrt{Rc\left(\frac{1}{k^2}-\frac{1}{n^2}\right)}\ (Z-b)=a\,(Z-b).$$

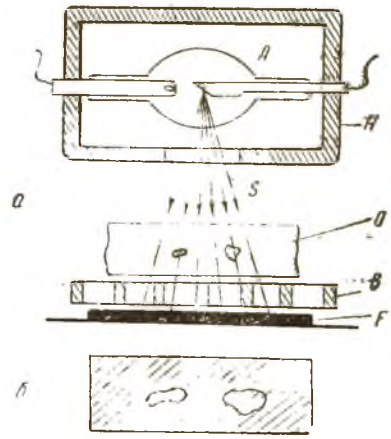
Изучаването на характеристичните рентгенови спектри на елементите дава подробни сведения за строежа на електронните слоеве или съответните енергетични нива на атомите.

348. Рентгенов анализ

Рентгеновите лъчи намират широко приложение за изследване на различни материали. Рентгеновият анализ се разделя на три области: *просветляване с рентгенови лъчи* или *груб рентгенов анализ, рентгенов спектрален анализ и рентгенов структурен анализ.*

В първата област се използува свойството на рентгеновите лъчи да проникват, но не в една и съща степен през различните вещества. Когато рентгеновите лъчи преминават през нехомогенно тяло или тяло, в което има въздушни мехури, пари или пукнатини, различните му части поглъщат лъчите нееднакво. Затова, ако на пътя на лъчите, след като те преминат през изследваното тяло, се постави флуоресциращ екран, върху него се получава *сянков образ*, от който може да се съди за вътрешния строеж на изследваното тяло, за наличието или отсъствието на дефекти в него, за взаимното разположение на някои негови части във вътрешността му и пр. Този *метод* на изследване се нарича *рентгеноскопски* и той се използува широко в медицината, металообработването, фината механика, при производството на електронни лампи, парни котли, стоманени мостове и конструкции и пр.

При по-големи изисквания или когато състоянието на изследвания обект трябва да се документира обективно, на мястото на екрана се поставя фотографска емулсия. След като тя се експонира и прояви, върху нея се получава също сянков образ, който се нарича *рентгенограма*, а този метод — *рентгенографски*.



Фиг. 644. Просветляване на тяло с рентгенови лъчи
а—Уредба : *A* — рентгенова тръба, *H* — лъчезащитна кутия, *S* — сноп рентгенови лъчи, *O* — изследван обект, *B* — противодифузионна бленда, *F* — фотографска емулсия, *б* — сянков образ, получен върху *F* след проявяването

Методите, при които се използуват рентгенови лъчи за откриване на дефекти в металните изделия, са известни под общото име *рентгенова дефектоскопия*. Дефектите се откриват по рентгеновия сянков образ, получен върху флуоресциращ екран или фотографска емулсия. На фиг. 644 е показана схемата за разположението на рентгеновата тръба, на просветлявания предмет и на фотографската емулсия при рентгенография. Противодифузионната бленда *B* служи да се отслабват разсеяните рентгенови лъчи.

Рентгеновата микроскопия или *микрорентгенографията* е разновидност на горния метод, при който на изучавания предмет се придава формата на тънка пластинка (0,05 — 0,15 *мм*), която се долепва до фотографската емулсия и се осветява с меки рентгенови лъчи ($\lambda \doteq 1$ Å). Полученият образ върху фотографската емулсия след това се наблюдава с обикновен микроскоп, като по него се съди за химичния състав, структурата, разпределението на компонентите в изследваните минерали или сплави.

В рентгеновия спектрален анализ се използуват характеристичните рентгенови спектри, за да се определя химичният състав на веществата. Той е особено подходящ за елементи, които се разделят трудно по обикновените методи на аналитичната химия. Този метод притежава

голяма чувствителност. Например по него може да се открие присъствието на желязо в цинка до концентрация 1 : 300 000. Количеството на съдържащия се елемент може да се определи по относителния интензитет на получените рентгенови спектрални линии.

Рентгеноструктурният анализ, както вече се спомена, е сбор от методи, чрез които се изучава строежът на твърдите тела. При него се използува или методът на Лауе, при който монокристал от изследваното вещество се облъчва с монохроматични рентгенови лъчи с позната дължина на вълната, или *методът на въртящ се монокристал*, или най-често *методът на Дебай—Шерер* (с кристален прах).

От получените рентгенограми може да се определи решетъчната константа на кристала, т. е. разстоянието между атомите му, с точност до 0,01 Å. По тези рентгенограми може да се съди още за строежа на кристалите, за фазовия състав на сплавите, за концентрацията на твърдите тела и пр.

Рентгенографското изследване на разтопени метали показва, че и при температури, които са по-високи от температурата на топенето им, в течността има малки области, в които атомите са подредени, т. е. съществуват кристални образувания. Когато температурата нараства, тези образувания стават все по-малки и от някоя граница нагоре те изчезват.

Интересни резултати са получени при рентгеновото изследване на влакнестите вещества (азбест, целулоза и др.). Много малките кристали, от които те се състоят, са ориентирани по определен начин спрямо оста на влакното. Металните проводници, които се получават чрез изтегляне, имат също влакнеста структура.

XLII. ИЗОТОПИ

349. Масова спектроскопия

По химичен начин атомните тегла на атомите се получават, като се сравняват с атомното тегло на кислородния атом. За единица атомно тегло е приета $\frac{1}{16}$ част от атомното тегло на кислородния атом – *атомна единица за маса* (*аем*). Кислородът се избира като еталон, тъй като той се свързва с почти всички елементи и по този начин чрез него лесно се определят атомните тегла на другите елементи.

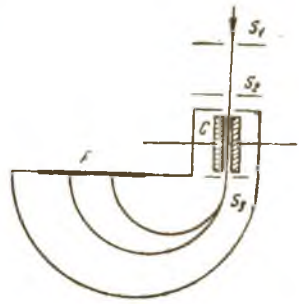
Тъй като числената стойност на атомното тегло е равна и на масата на всеки атом, масата на кислородния атом е също равна на 16 атомни единици за маса (*аем*). Един грам-атом кислород (16 *г*) съдържа $6{,}02 \cdot 10^{23}$ атома. Следователно 1 *аем* има следната стойност в *г*:

$$1\ аем = \frac{16}{602 \cdot 10^{23}} \cdot \frac{1}{16} = 1{,}66 \cdot 10^{-24}\ г.$$

Прието е за по-голямо удобство масите на атомите да се измерват не в *г*, а в *аем*.

За определяне масата на атомите съществуват редица точни физични методи. Пръв Дж. Дж. Томсон разработи *метода на параболите*, чрез който се определя специфичният товар $\frac{e}{m}$ на положителните йони. Понеже електричният товар e на йоните може да се измерва по други методи, това позволява по този начин да се определят масите на атомите. По този метод бяха открити *изотопите — атоми, с едни и същи химични свойства, които принадлежат на един и същ елемент, но с различни маси.*

Най-разпространеният физичен метод за определяне масата на атомите е чрез масовата спектроскопия. Този метод е наречен така, защото при него йоните с еднакви маси се групират в твърде тесни снопове. Ако на пътя им се постави фотографска емулсия, върху нея се получава образ, съставен от отделни ивици, всяка от които отговаря на йони с еднаква маса. Този образ е твърде подобен на линейните спектри и затова методът е бил наречен масова спектрография. При него се използуват еднократно или многократно йонизирани атоми. Всички йони с еднаква маса независимо от техния електричен пълнеж се групират в една ивица. Йоните се получават чрез електронна бомбардировка на неутрални молекули, поставени в гайслерова тръба.



Фиг. 645. Схема на масов спектрограф с фотографска регистрация

На фиг. 645 е показана схемата на един прост *масов спектрограф* с хомогенно магнитно поле. Положителните йони, които се образуват в гейслеровата тръба, се ускоряват от приложеното напрежение между катода и блендата S_1, която има тесен отвор в средата. Йоните с товар e и маса m придобиват кинетична енергия

$$\frac{mv^2}{2} = eU. \qquad (1)$$

След като излязат от отвора на блендата, ускорените йони попадат в хомогенно магнитно поле с интензитет H, чиито силови линии са перпендикулярни на равнината на чертежа. Целият апарат се поставя във вакуум.

Понеже йоните се движат перпендикулярно на силовите линии на магнитното поле със скорост v, върху тях полето действува с лоренцова сила F, определена от равенството

$$F = evH.$$

Под действие на тази сила йоните започват да се движат по окръжност, чийто радиус се определя от условието, че центробежната сила трябва да бъде равна на центростремителната:

$$evH = \frac{mv^2}{r}$$

или

$$r=\frac{mv}{eH}. \qquad (2)$$

Ако v и H са постоянни, колкото е по-голямо $\frac{m}{e}$, т. е. по-малък *специфичният товар* $\frac{e}{m}$, толкова по-голям е и радиусът на окръжността, по която йоните се движат устойчиво.

От (1) и (2) за специфичния товар $\frac{e}{m}$ на йоните се получава

$$\frac{e}{m}=\frac{2U}{H^2r^2}. \qquad (3)$$

Ако e се измерва в $к$, U във $в$, H в oe, за масата m на положителните йони, които описват в хомогенното магнитно поле окръжност с радиус r и попадат във втория процеп S_2, се получава

$$m=\frac{e\,H^2r^2}{2\,.\,10^9U}. \qquad (4$$

Когато ускоряващото напрежение не се изменя, йоните с един и същ специфичен товар $\frac{e}{m}$ описват окръжности с постоянен радиус. Затова във втория процеп S_2 попадат само йони с еднакъв специфичен товар. Броят на попадналите йони се отчита по натоварването на електроскоп или електрометър, поставен зад процепа S_2.

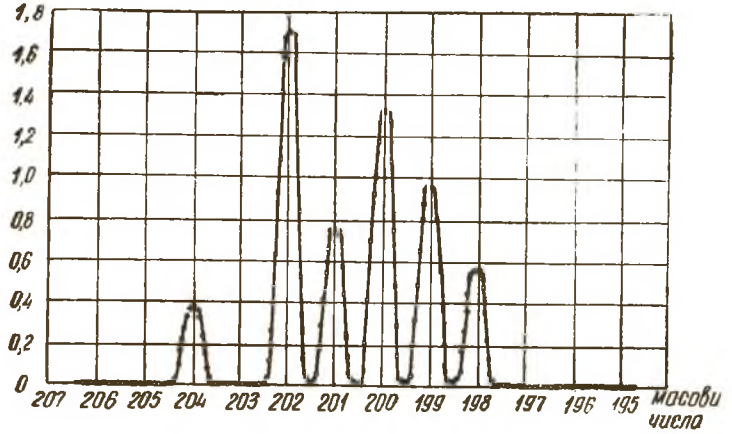
Ако ускоряващото напрежение се променя, а интензитетът на магнитното поле остава постоянен, във втория процеп S_2 попадат последователно йони с различни стойности на $\frac{e}{m}$. При всяка стойност на ускоряващото поле броят на падналите йони се регистрира с електрометъра, чиито показания са пропорционални на броя на попадналите йони.

На фиг. 646 е показана кривата, която представя зависимостта между масовите числа и товара на електрометъра за живака. По лицето на площта, която заграждат съответните максимуми, може да се съди за процентния състав на отделните изотопи.

При метода на масовата спектрография масата на съответния изотоп не се определя от равенството (4), за което трябва да се познават стойностите на редица величини, а като се сравнява масата на изследвания изотоп с масата на познат, еталонен изотоп. Така показанията на прибора се еталонират чрез познати изотопи в масови числа, както е показано на фиг. 646.

Освен чрез електрометър йоните могат да се регистрират и чрез фотографска емулсия. Схема на такъв масов спектрограф е представена на фиг. 645. Този вид масов спектрограф позволява да се фиксират върху фотографската емулсия йони с различни маси, когато H и U остават постоянни.

За да се фокусират по-добре, йоните преминават през *филтър за скоростите*. Той се състои от електричното поле, създавано между електродите на кондензатора C и перпендикулярното на него магнитно поле. Електричното поле с интензитет E действува на положителните йони със сила eE, а магнитното поле с интензитет H им действува със



Фиг. 646. Изотопи на живака. Зависимост между масовото число A и показанията на електрометъра

сила $ev\,H$. Пред кондензатора, а следователно и през третия процеп S_3 (фиг. 645) минават тези йони, които не се отклоняват нито в едната, нито в другата посока, т. е. тези, за които

$$e\,E = e\,v\,H,$$

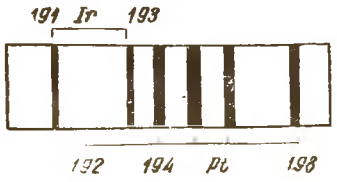
т. е. със скорост

$$v = \frac{E}{H},$$

но които имат различен специфичен товар $\frac{e}{m}$. Когато тези йони попаднат в хомогенното магнитно поле, те започват да се движат по окръжности с различен радиус и ако всички йони имат еднакви електрични товари, радиусите на съответните окръжности са пропорционални на техните маси. Върху фотографската емулсия се получават *тъмни линии, които отстоят от някое подходящо избрано начало на разстояния, пропорционални на масите на съответните изотопи*. Атомите с различна маса дават нееднакви линии, т. е. получава се *спектър на масите* (фиг. 647).

Съвременните масови спектрографи имат голяма разделителна способност. Атоми, чиито маси се различават една от друга с $\frac{1}{60\,000}$, дават линии, които могат да се наблюдават разделено. Точността, с която се определят масите на леките атоми, е от порядък на 10^{-6} *аем*.

Като изследвал неона, който има атомно тегло 20,20, Дж. Дж. Томсон, а след него още по-точно и неговият ученик Ф. В. Астон намерили, че той се състои от два вида атоми, че има два изотопа: единият с атомно тегло 20,00, а другият с атомно тегло 22,00. Като изследвали интензитета на линиите, които се получават в масовата спектрограма на неона, те намерили, че интензитетите на линиите, които принадлежат на изотопите с атомни тегла 20,00 и 22,00, се отнасят, както 9 : 1. Когато те се размесят в това отношение, получава се смес с атомно тегло $\frac{9 \cdot 20{,}00 + 1 \cdot 22{,}00}{10} = 20{,}20$, т. е. точно толкова, колкото е атомното тегло на неона, определено по химични методи. Следователно *неонът е смес от два изотопа*. Отношението между тези два изотопа е едно и също независимо как е бил получен и къде се намира неонът. По-късните и по-точни методи показаха, че атомното тегло на неона е 20,183 и че той има три изотопа с атомни тегла 20,00 (90,51 %), 21,00 (0,28%) и 22,00 (9,21%).



Фиг. 647. Масова спектрограма

Изследванията на елементите чрез методите на масовата спектрография показаха, че само няколко се състоят само от атоми с еднаква маса, т. е. нямат изотопи — например флуор, натрий, алуминий, бисмут, докато почти всички елементи имат по няколко изотопа. Забележително е, че масите на атомите на различните изотопи, измерени в *аем*, се изразяват с *почти цели числа*. Само най-точните измервания показват незначителни отклонения от целите числа. *Цялото число, което е най-близко до масата на някой изотоп, се нарича масово число и се отбелязва с A*. Стойността му се вписва горе вдясно на химичния знак на съответния елемент, например Cl^{35}, O^{16} и т. н. Понякога долу вляво на химичния знак се поставя още и поредният номер на елемента. Но тъй като химичният знак определя еднозначно и поредния номер, последният обикновено не се пише.

Кислородът се състои от три изотопа. Най-разпространен е изотопът с атомно тегло 16 (99,76%). Останалите изотопи са по-слабо разпространени: O^{17} (0,04%) и O^{18} (0,20%). Атомната единица за маса се взема като $\frac{1}{16}$ от масата на атома на най-лекия и същевременно най-разпространения изотоп на кислорода, чиято маса се приема равна на 16,000 00 *аем*. Масата на най-лекия изотоп на водорода е 1,008 146 *аем*. Масата само на ядрото на лекия изотоп на водорода, което се нарича *протон*, е 1,007 599 8 *аем*, а на *електрона* — 0,000 546 *аем*. Сега са известни около 300 стабилни изотопа и над 900 радиоактивни.

Освен *атомите, които имат еднакъв товар, а различни маси — изотопите*, съществуват и *атоми, които имат равни маси, а нееднакви товари*, т. е. това са атоми на различни химични елементи, които имат една и съща маса. Такива атоми се наричат *изобари*, като например

$_{80}Hg^{204}$ и $_{82}Pb^{204}$; $_{52}Xe^{130}$ и $_{56}Ba^{130}$ и т. н.

Атоми с една и съща разлика между масовото число A и пореден номер Z, т. е. с еднакво $N = A - Z$ (които, както ще се види по-късно, имат еднакъв брой неутрони), се наричат *изотонични*. Например $_{14}Si^{30}$, $_{15}P^{31}$ и $_{16}S^{32}$, за които $N = 16$.

Опитните данни показват, че относителното разпространение на изотопите има постоянен характер независимо от мястото, откъдето произхожда елементът. Метеоритното желязо има същия изотопен състав, както и желязото, получено от различните земни находища. Това е причината за постоянството и на химично определените атомни тегла на елементите независимо от техния произход.

В долната таблица е указан изотопният състав на някои елементи.

Таблица 41

Изотопен състав на някои елементи

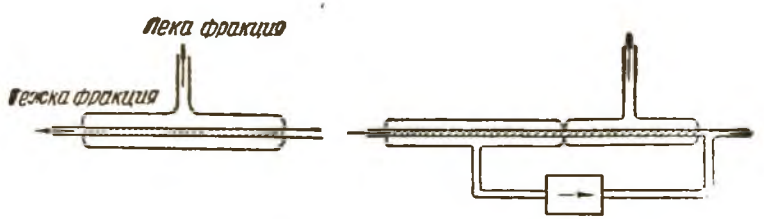
Атомен номер	Елемент	Знак	Масово число на изотопите, а в скобите — тяхното процентно съдържание
1	Водород	H	**1** (99,986); **2** (0,014)
2	Хелий	He	**3** (10^{-5}); **4** (100)
3	Литий	Li	**6** (7,93); **7** (92,07)
6	Въглерод	C	**12** (98,9); **13** (1,1)
7	Азот	N	**14** (99,62); **15** (0,38)
8	Кислород	O	**16** (99,76); **17** (0,04); **18** (0,20)
9	Флуор	F	**19** (100)
10	Неон	Ne	**20** (90,0); **21** (0,27); **22** (9,73)
11	Натрий	Na	**23** (100)
13	Алуминий	Al	**27** (100)
14	Силиций	Si	**28** (89,6); **29** (6,2); **30** (4,2)
15	Фосфор	P	**31** (100)
16	Сяра	S	**32** (95,1); **33** (0,74); **34** (4,2); **36** (0,016)
17	Хлор	Cl	**35** (75,4); **37** (24,6)
19	Калий	K	**39** (93,38); **40** (0,012); **41** (6,61)
20	Калций	Ca	**40** (96,96); **42** (0,64); **43** (0,15); **44** (2,06); **46** (0,0034); **48** (0,19)
24	Хром	Cr	**50** (4,49); **52** (83,78); **53** (9,43); **54** (2,30)
26	Желязо	Fe	**54** (6,04); **56** (91,57); **57** (2,11); **58** (0,28)
28	Никел	Ni	**58** (67,4); **60** (26,7); **61** (1,2); **62** (3,8); **64** (0,88)
29	Мед	Cu	**63** (70,13); **65** (29,87)
30	Цинк	Zn	**64** (50,9); **66** (27,3); **67** (3,9); **68** (17,4); **70** (0,5)
34	Селен	Se	**74** (0,9); **76** (9,5); **77** (8,3); **78** (24,0); **80** (48,0); **82** (9,3)
42	Молибден	Mo	**92** (14,9); **94** (9,4); **95** (16,1); **96** (16,6); **97** (9,65); **98** (24,1); **100** (9,25)
47	Сребро	Ag	**107** (52,5); **109** (47,5)
53	Йод	J	**127** (100)
56	Барий	Ba	**130** (0,101); **132** (0,097); **134** (2,42); **135** (6,59); **136** (7,81); **137** (11,32); **138** (71,66)
73	Тантал	Ta	**181** (100)
74	Волфрам	W	**180** (0,2); **182** (22,6); **183** (17,3); **184** (30,1); **186** (29,8)
78	Платина	Pt	**192** (0,8); **194** (30,2); **195** (35,3); **196** (26,6); **198** (7,2)
79	Злато	Au	**197** (100)
80	Живак	Hg	**196** (0,15); **198** (10,1); **199** (17,0); **200** (23,3); **201** (13,2); **202** (29,6); **204** (6,7)
82	Олово	Pb	**204** (1,5); **206** (23,6); **207** (22,6); **208** (52,3)
90	Торий	Th	**232** (100)
92	Уран	U	**234** (0,006); **235** (0,71); **238** (99,28);

§ 350. Разделяне на изотопите

За редица научни задачи, както и за практически цели важно значение има въпросът за разделянето на изотопите. За тази цел досега са разработени много методи, но сравнително малко от тях имат практическо значение.

Един от методите за разделянето на изотопите е, като се използуват масовите спектрографи, конструирани специално за тази цел. На мястото на йонизационната камера или фотоемулсията се поставя специално приспособление с процеп, което позволява да попадат в него атоми само от един изотоп. Този метод се използува и в промишлени мащаби.

Друг метод за разделяне на изотопи е основан върху явлението *дифузия*. В газова или течна смес средната кинетична енергия на различните частици е еднаква. Следователно колкото някоя частица има по-голяма маса, толкова по-малка е нейната скорост и обратно. Ако газовата или течната смес се затвори със съд с порести стени и вън от него се създаде намалено налягане, по-бързо излизат навън по-леките частици, отколкото по-тежките. В порестия съд остава смес, обогатена с тежките изотопи. След като сместа мине многократно през такива порести прегради наричани в техниката *дифузионни колони* (фиг. 648), може да се получи,

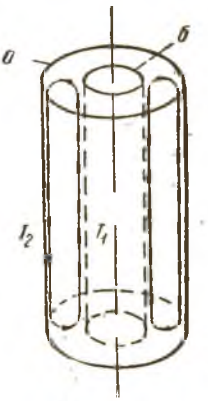


Фиг. 648. Дифузионни колони

почти пълно разделяне на различните изотопи. Този метод се използува широко при разделянето изотопите на урана. Той съдържа главно два вида изотопи: *тежък изотоп* с атомно тегло 238 и концентрация 99,3 % и *лек изотоп* с атомно тегло 235 и концентрация 0,7 %. За да се отдели лекият изотоп U^{235}, който е по-ценен, се използува сложна система от няколко хиляди дифузионни клетки, през които се пропуска уранов шестфлуорид — UF_6. Последният е отровен газ и затова цялата система трябва да работи автоматично и да е херметично затворена. Това още повече усложнява разделянето на изтопите на урана.

С голям успех се използува *методът на термодифузията*, който се състои в това, че ако смес от два газа се постави при температурна разлика, вследствие на дифузията, която възниква, по-тежкият газ се придвижва към студения край, а по-лекият — към топлия. Вследствие на тази термодифузия газовата смес се разделя. При някои смеси се наблюдава обратното явление — тежките компоненти се насочват към горещия край, а леките — към студения.

Колоната, която се използува при термодифузията, е показана на фиг. 649. Тя се състои от два коаксиални цилиндъра, вътрешният от които се нагрява с електричен ток, а външният се охлажда с течаща студена вода. Между вътрешния и външния цилиндър се създава температурна разлика, вследствие на което газовата смес между двата цилиндъра се разделя — по-леката компонента отива към вътрешния, горещия цилиндър, нагрява се и се издига нагоре, а по-тежката компонента се придвижва към студения външен цилиндър, изстудява се и пада надолу. В долната част се получава обогатена смес на по-тежката компонента, а в горната част — обогатена на по-леката компонента. Като се използуват достатъчно дълги колони с подходящи радиуси на цилиндрите и отстояние между тях, чрез термодифузия може да се получи пълно разделяне на газовата смес.



Фиг. 649. Колона за термодифузия

Вече бе споменато, че за отделяне на тежката вода от обикновената се използува явлението *електролиза*. То може да се използува и за разделянето на смес от водород и тритий.

Изотопите могат още да се разделят и *чрез изпарение*, като се използуват различни обменни реакции, *чрез центрофугиране* и т. н. Тези методи тук няма да се описват.

XLIII. ЕСТЕСТВЕНА РАДИОАКТИВНОСТ

§ 351. Откриване

Откритието на рентгеновите лъчи и по-точно флуоресценцията на стъклените стени на тръбите, в които се получават рентгенови лъчи, накарало френския физик А. А. Бекерел да потърси зависимост между флуоресценцията на някои соли и действието на рентгеновите лъчи и да види дали флуоресценцията не се съпровожда с излъчване на рентгенови лъчи или на невидими лъчи, подобни на рентгеновите. В 1895 г. той открил, че както уранът, така и неговите соли предизвикват почерняване на фотографската емулсия, обвита в черна хартия. Такова почерняване на емулсията установил, че предизвикват както образци от минерали, предварително изложени на слънчева светлина и силно флуоресциращи, така и образци, стояли дълго време на тъмно и вследствие на това престанали да флуоресцират. Оттук той направил заключението, че почерняването на фотографската емулсия не е свързано с луминесценцията, т. е. *че непознатите лъчи се отделят независимо от външните въздействия*. Той установил още, че тези лъчи подобно на рентгеновите йонизират въздуха.

С изучаването на това ново явление се заела младата тогава полска физичка М. Склодовска-Кюри, специализирала по това време в Париж. Свойството на някои вещества да излъчват невидими лъчи тя нарекла *радиоактивност*. Като използувала йонизиращото действие на новите невидими лъчи, тя изучила внимателно излъчването на урана. Едновременно с немския физик Шмид тя открила, че подобно излъчване се получава и от тория, докато всички други изследвани вещества дали отрицателни резултати.

По-нататъшните изследвания, които тя провела, показали, че някои уранови минерали са много по-активни, отколкото се очаквало според съдържащия се в тях уран. Този странен резултат могъл да се обясни, като се допусне, че *в тези минерали се съдържат други вещества, които излъчват по-силно, отколкото уранът.*

Шестмесечната упорита работа на съпрузите Кюри довела до откриването на два нови елемента — *полоний* ($Z=84$) и *радий* ($Z=88$). Първият е наречен на името на родината на М. Кюри — Полша. В 1899 г. те открили още едно радиоактивно вещество — елемента *актиний* ($Z=89$).

Опитите на Бекерел показали, че уранът излъчва непрекъснато в течение на много години, без да поглъща енергия отвън. Съпрузите Кюри установили, че сборният топлинен ефект, който съпровожда излъчването на радия, е приблизително равен на 100 $кал\,г^{-1}\,ч^{-1}$.

Откриването на такъв голям запас от енергия, която се освобождава непрекъснато без външно въздействие, привлякло вниманието на много учени от различни страни. Изследванията на радия и на радиоактивните вещества се разгърнали на широк фронт.

Въз основа на резултатите от редица изследвания Ръдърфорд и Соди установили, че от радиоактивните радиеви,ториеви и актиниеви препарати се отделят радиоактивни газове, които те нарекли *еманации.*

Химичният анализ на еманациите довел до откриването на нови радиоактивни вещества — *уран X*, който се отделя от урана, и *торий X*, който се отделя от тория. Въз основа на изследванията на радиоактивните еманации те направили следните два извода:

1. *Активността на радиоактивните вещества не е постоянна с времето, а се намалява със скорост, характерна за всяко радиоактивно вещество.*

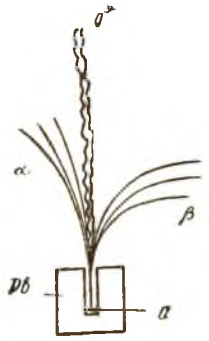
2. *Радиоактивните процеси се съпровождат с изменение на химичните свойства на радиоактивните атоми.*

Тези опитни резултати довели Ръдърфорд и Соди (1903 г.) до предположението, че *атомите на радиоактивните вещества се разпадат самопроизволно, при което те се превръщат в атоми на друг елемент, и се отделят радиоактивни излъчвания.* Следователно радиоактивните процеси трябва да се разглеждат като вътрешноатомни превръщания. По-нататъшните изследвания потвърдиха напълно това предположение.

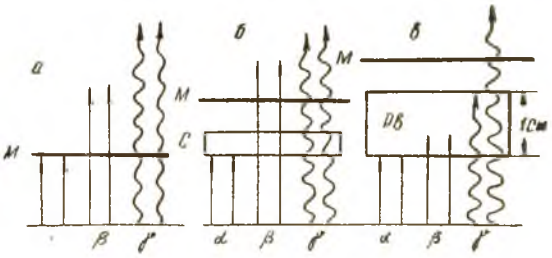
§ 352. Радиоактивни излъчвания

Изследванията, извършени от Ръдърфорд върху поглъщането на радиоактивните излъчвания от метални пластинки, показали, че те се състоят от две компоненти: едната компонента се поглъща от алуминий с дебелина няколко десетки *мкм*. Тя била наречена *алфа-лъчи* (α-лъчи). Втората компонента, която прониква през много по-дебели пластинки и се поглъща забележимо от 100 пъти по-дебела алуминиева пластинка, била наречена *бета-лъчи* (β-лъчи).

По-късно, когато тесен сноп от радиоактивни лъчи бил пропуснат през магнитно поле, се установило, че той се разделя на три: една част от лъчите се отклонява от магнитното поле наляво, друга част — надясно, а третата част не си променя посоката (фиг. 650).



Фиг. 650. Отклонение на α-, β- и γ-лъчи в магнитно поле



Фиг. 651. Проникваща способност на различните видове радиоактивни лъчи

Магнитното поле действува само на натоварени частици, следователно тези радиоактивни лъчи, които се отклоняват в магнитното поле са *потоци от заредени частици*. Оказало се, че това са α- и β-лъчите Третата част, на която не действува магнитното поле, има *квантов характер*. Тя била наречена *гама-лъчи* (γ-лъчи). По посоката на отклонението на лъчите в магнитно поле се установило, че *α-лъчите са поток от положително натоварени частици, а β-лъчите — от отрицателно натоварени частици.*

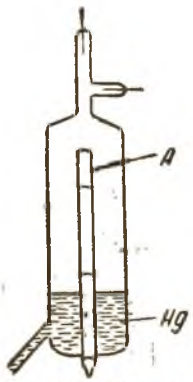
За да се изследва проникващата способност на различните видове лъчи, може да се използува постановката на фиг. 651. През магнитно поле се пропуска тънък сноп радиоактивно лъчение, което съдържа трите вида лъчи. Магнитното поле ги разделя в три снопа и върху фотографската емулсия *М* се получават на съответните места три петна (фиг. 651 *а*). Ако на пътя на лъчите между източника и *М* се постави лист хартия *С* с дебелина 0,1 *мм* (фиг. 651 *а*), той поглъща α-лъчите напълно, докато β- и γ-лъчите преминават през него без забележимо отслабване.

Бета-лъчите се поглъщат напълно от алуминиева пластинка, дебела няколко *мм*, докато γ-лъчите се поглъщат и от нея незначително, понеже

имат най-голяма проникваща способност. Установено било, че веществата с по-високи атомни номера поглъщат γ-лъчите по-силно. Така 1 *см* олово ($Z=82$) поглъща γ-лъчите почти наполовина (фиг. 651 *в*).

§ 353. Алфа-лъчи

За да се изучи естеството на α-лъчите, Ръдърфорд използувал апарат, чиято схема е показана на фиг. 652. В стъклена тръбичка A с достатъчно тънки стени, за да не се поглъщат α-лъчите, се поставя радиоактивно вещество, което е източник на такива лъчи. Тази тръбичка се поставя във втора, по-широка тръба B с дебели стени, която в горния си край се стеснява като гайслерова тръба, а отдолу се затваря с живак. Пространството между двете тръби се евакуира. След няколко дни пространството между тях се изпълва с α-частици. Като се повдигне нивото на живака, всичките α-частици се събират в гайслеровата тръба, през която се пропуска електричен ток. Изследването на излъчения спектър показва, че *гайслеровата тръба е изпълнена с хелий.*



Фиг. 652. Схема на опита на Ръдърфорд за изследване естеството на α-лъчите

По-късните изследвания върху отклонението на α-лъчите в магнитно поле потвърдиха тези резултати и показаха, че те представляват *двойно йонизирани хелиеви атоми* — ядра на хелиеви атоми, които имат маса 4 *аем* и два положителни товара.

Ако α-частицата привлече два електрона, които уравновесяват нейния положителен товар, тя се превръща в неутрален хелиев атом, който по нищо не се различава от атомите на хелия, получени по друг начин. Когато α-частиците минават през тънката стъклена тръбичка A, те привличат от нея по два електрона и затова между двете стъклени тръбички се установява по спектъра на полученото лъчение, че се намира хелий.

Отделните α-частици могат да се броят, когато попадат върху флуоресциращ екран, например покрит с ZnS. При всеки удар на α-частица се предизвиква флуоресцентно светване, което се наблюдава удобно с микроскоп. Уредът, който служи за наблюдаване и броене на отделните α-частици посредством предизвиканите от тях светвания (сцинтилации), се нарича *сцинтилоскоп.*

Алфа-частиците, които се излъчват от определен радиоактивен елемент, имат обикновено еднакви скорости. Скоростта на α-частиците е от порядък на $10^9 см\ сек^{-1}$. Следователно тези частици притежават и еднаква енергия. Затова те се наричат *моноенергетични α-лъчи.* Някои източници излъчват групи от алфа-частици, които се отличават една от друга по енергията си. Тези групи, които при някои елементи достигат до 13, като се пропуснат през магнитно поле, образуват *спектъра на α-частиците.*

Енергията на α-частиците, излъчени от радиоактивните елементи, се

заключава в границите от 2,14 *мгев* за Sm^{147} до 10,54 *мгев* за Po^{212}. Тя се измерва освен чрез скоростта им още и чрез пътя, който те изминават в определено вещество. Кинетичната енергия на частиците, които преминават през веществото, се изразходва главно за йонизация на атоми от веществото.

На фиг. 653 е показана снимка на пътя на α-частиците във въздух, направена в *уйлсонова камера*. Всички α-частици с изключение на две имат еднакъв пробег (5,4 *см*), което показва, че те имат и еднаква енергия. Те се излъчват от AcC, докато α-частиците с по-голям пробег (6,6 *см*) се излъчват от AcC'.

Пробегът на α-частиците може да се измерва по различни начини. Най-простият от тях е, като се отдалечава екран от ZnS, върху който се наблюдават сцинтилациите, предизвикани от α-частици, докато те изчезнат напълно, което показва, че при това разстояние вече всички α-частици са погълнати от веществото.

По-точен е методът на Браг, при който се измерва с малки йонизационни камери специфичната йонизация на въздуха при различни разстояния от радиоактивния източник. *Специфична йонизация* се нарича броят на двойките йони, които създават α-частиците по път 1 *см*. Когато преминават през въздух или друго вещество, α-частиците се сблъскват с негови атоми и молекули, при което предизвикват *ударна йонизация*, при която се образуват положителните йони и свободни електрони. За да се образува една двойка йони във въздуха, е потребна енергия около 33 *ев*.

Някаква част от своята енергия α-частиците губят и за възбуждане на атомите, без да ги йонизират. Вследствие на йонизацията и на възбуждането на атомите и молекулите α-частиците губят постепенно своята енергия. Колкото е по-малка скоростта на α-частиците, толкова повече време тя престоява около всяка срещната молекула на газа и толкова по-голяма е вероятността тя да я йонизира. Затова специфичната йонизация на α-частиците е постоянна, когато тяхната скорост е константна, и расте, когато скоростта намалява (фиг. 654). Представената на тази фигура крива е получена, като са броени водните капчици в уйлсоновата камера, образувани по пътя на α-частица, излъчена от RaC'. Както се вижда, относителната йонизация отначало е постоянна, след което рязко нараства, стига максимална стой-



Фиг. 653. Път на α-частици в уйлсонова камера (силно увеличена снимка)

[illegible] рязко спада до нула.

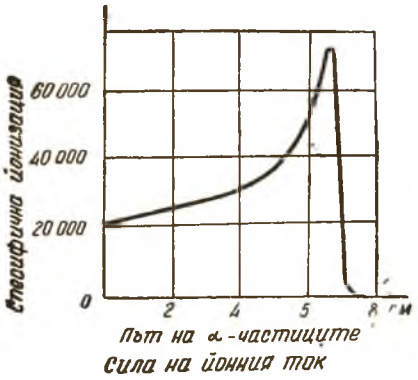
Всяка α-частица с енергия 7,6 *мгев* образува във въздуха около 230 000 двойки йони. Между пробега R на α-частицата и нейната първоначална скорост v съществува следната приблизителна зависимост:

$$R = bv^3.$$

Много по-важна и по-точна е зависимостта между пробега R на α-частицата и *константата* λ *на радиоактивното разпадане*

$$\ln R = A + B \ln \lambda,$$

където A и B са постоянни. Константата B е една и съща за всички радиоактивни вещества, докато A зависи от веществото. Това уравнение е известно под името *закон на Гайгер — Нътъл.* Той се използува да се определя постоянната на радиоактивното разпадане на краткоживущите изотопи, като се измери пробегът R.



Фиг. 654. Специфична йонизация на α-частиците (излъчени от RaC') в зависимост от разстоянието до радиоактивния източник

Както се видя, пробегът на α-частиците в твърдите вещества е много малък. Няколко листа хартия са достатъчни, за да ги погълнат напълно. Поглъщането на α-частиците в различните вещества се характеризира количествено посредством величината *въздушен еквивалент.* Тя е числено равна на дебелината на пласт въздух при нормални условия, в които α-частиците се поглъщат в същата степен, както в пласта твърдо вещество. Понякога вместо това се определя онази дебелина на пласта твърдо вещество, при която то поглъща α-лъчите толкова, колкото въздушен пласт с дебелина 1 *см.* В следната табл. 42 са посочени дебелините на някои материали, които поглъщат α-лъчите, колкото 1 *см* въздух. Освен с дебелината поглъщащото вещество често се изразява и с теглото на един $см^2$ от пласта.

Таблица 42

Пластове вещество, еквивалентни на 1 *см* въздух при нормални условия

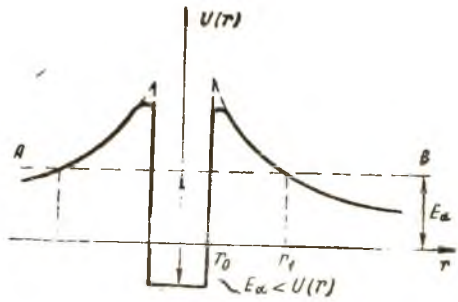
Вещество	слюда	алуминий	мед	сребро	злато
Дебелина в *мм*	0,005	0,0060	0,0025	0,0027	0,0021
Тегло в *мг* $см^{-2}$	1,40	1,62	2,26	2,86	3,96

В тъканите на човешкия организъм α-частиците също проникват, но на незначителна дълбочина. Така α-частици с най-голяма енергия не достигат по-дълбоко от 70 *мкм.* По тази причина, когато човешкото тяло

се облъчва външно с α-лъчи, те не проникват в него и не са опасни за здравето. Но те са особено опасни, когато радиоактивните α-източници попаднат в човешкия организъм заедно с храната, при дишането или по друг начин.

§ 354. Механизъм на алфа-излъчването

Както вече се каза, *α-частиците са хелиеви ядра*, които са устойчива комбинация от два протона и два неутрона. Такава комбинация от четири нуклеона съществува много малко време в атомното ядро. Тя се образува, малко преди ядрото да излъчи α-частица. Когато теглото на атома нараства, енергията на свързването между нуклеоните се намалява, понеже кулоновите сили на отблъскване нарастват. Затова може да се очаква, че при тежките атоми ще се излъчват α-частици. Действително α-частици се отделят от ядра с атомно тегло над 210. Познати са около 29 естествено радиоактивни ядра, които отделят α-частици.



Фиг. 655. Потенциална яма (кулонова бариера)

Всяко ядро притежава потенциална бариера. За да се изясни нейната същност, ще бъде разгледан следният случай. Нека от безкрайност към ядрото да се движи α-частица. Вследствие на отблъскващото действие на ядрото скоростта на α-частицата постепенно ще намалява и накрая тя ще спре. В този момент цялата ѝ кинетична енергия E_k се превръща в потенциална енергия U. Алфа-частицата не може да остане в тази точка на полето, тъй като ядрото ѝ действува отблъскващо и тя започва да се движи обратно. Колкото кинетичната енергия на α-частицата е по-голяма, толкова тя достига на по-близко разстояние r до ядрото (фиг. 655). Съществува такова минимално разстояние r_0 или все едно максимална стойност на потенциалната енергия U_{max}, което, ако бъде надминато, т. е. ако частицата се доближи още по-близко до ядрото, между нея и ядрото вече започват да действуват ядрени сили на привличане, под чието влияние тя се доближава още повече, без да може да се откъсне от него, т. е. *тя попада в потенциалната яма*. Оттук се вижда, че за да попадне в ядрото, α-частицата трябва да притежава кинетична енергия, която е по-голяма от потенциалната бариера. Потенциалната бариера на ядрото на U^{238} за α-частица е 28 *мгев*.

Обратно, ако в ядрото съществува α-частица, за да се откъсне тя от привличащите я ядрени сили, трябва да притежава някаква енергия. Нека се предположи, че кинетичната енергия на α-частицата в ядрото е точно равна на енергията, която ѝ е потребна, за да се откъсне. Тогава в момента на нейното откъсване кинетичната ѝ енергия ще бъде равна на нула. По-нататък под действието на отблъсквателните кулонови сили на

ядрото тя ще придобие отново кинетична енергия, която ще бъде точно равна на потенциалната бариера.

Ако всичко беше точно така, излъчените α-частици би трябвало да притежават енергия, равна най-малко на 30 *мгев*. Всички радиоактивни ядра обаче излъчват α-частици с енергия, както се видя, от 2 до 10,5 *мгев*. Следователно класичната механика не може да обясни излъчването на α-частици от ядрото.

Алфа-разпадът се обяснява добре от квантовата механика, в която, като се държи сметка за вълновото естество на α-частиците, се установява, че съществува известна макар и малка вероятност α-частицата да премине през потенциалната бариера независимо от това, че излъчената α-частица има енергия, много по-малка от 30 *мгев*. Това промъкване на частицата през бариерата често се нарича *тунелен ефект*. Теорията на това явление позволява дори да се определи промеждутъкът от времето, за който α-частицата преминава през потенциалната бариера. Така определените стойности се съгласуват добре с опитно измерения период на полуразпадането.

Константата на разпадането λ е равна на вероятността да се излъчи α-частица за единица време. Промъкналите се през бариерата α-частици след това като че ли се търкалят по нея, като потенциалната им енергия постепенно преминава в кинетична. Колкото скоростта на α-частицата е по-голяма, толкова константата на радиоактивното разпадане на източника, който я е излъчил, е по-голяма и толкова периодът на полуразпадането е по-малък.

Възникването на моноенергетични групи α-частици се обяснява с това, че *ядрото освен в нормалното си състояние може да съществува още и в редица възбудени състояния*. При преминаване от едно състояние в друго се излъчва съответна група α-частици, като по спектъра на α-частиците се съди за възбудените състояния на ядрото.

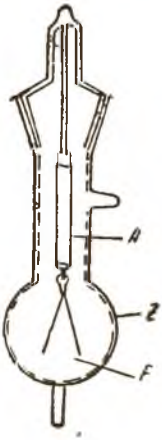
§ 355. Бета-лъчи

Отклонението на β-лъчите в електрично или магнитно поле показва че *те са наелектризирани отрицателно* и специфичният им товар $-\frac{e}{m}$ е равен на този на катодните лъчи. Следователно *β-лъчите са поток от електрони*, които се движат със скорости, които лежат в доста широк интервал — от 0 почти до скоростта на светлината. (Скоростта на някои β-лъчи достига до 0,998 c, където c е скоростта на светлината във вакуум.)

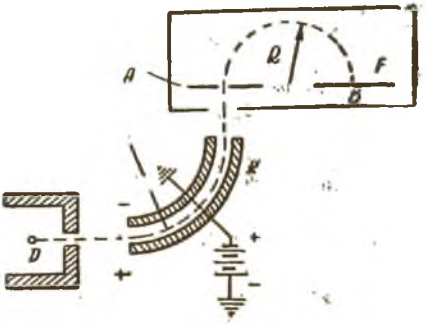
Понеже β-лъчите са поток от електрони, последните понякога се наричат още *β-частици*. Масата m_v на β-частиците, които се движат с някаква скорост v, не е равна на масата m_0 на електрона в покой, а зависи от скоростта така:

$$m_v = \frac{m_0}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}}.$$

Освен по отклонението в магнитно или електрично поле наличието на товар в β-частиците може да се покаже още и с така наречения *радиев часовник* (фиг. 656), предложен в 1903 г. Той се състои от евакуиран съд, вътре в който е окачена тръбичка A, в която се намира малко радий. На края на тръбичката са поставени две тънки златни листца E, както при електроскоп. Излъчените от радия β-частици преминават през



Фиг. 656. Радиев часовник



Фиг. 657. Схема на бета-спектрограф

тръбичката навън, като при това тя се натоварва положително. Нейният товар расте пропорционално на времето, листцата F се разтварят, докато се допрат в запоения в стените на съда проводник Z и се разредят. Зареждането и разреждането стават периодично, и то с голяма точност.

В отличие от α- и γ-лъчите β-частиците имат различна кинетична енергия. Нейната стойност при β-частиците се измерва с *бета спектрографи*, при които се използува отклонението на движещите се електрони в магнитно поле.

На фиг. 657 е показан схематично уред, с който едновременно могат да се определят масата и скоростта на натоварени частици. От радиоактивния източник P натоварените частици попадат в цилиндричния кондензатор K с радиус r. През междината на кондензатора, в който е създадено електрично поле с интензитет E, преминават тези частици, чиито маса и скорост удовлетворяват зависимостта

$$\frac{mv^2}{r} = eE,$$

т. е. равенството между центробежната и центростремителната сила. След като излязат от кондензатора, частиците преминават през процепа A и попадат в хомогенно магнитно поле с интензитет H, което е

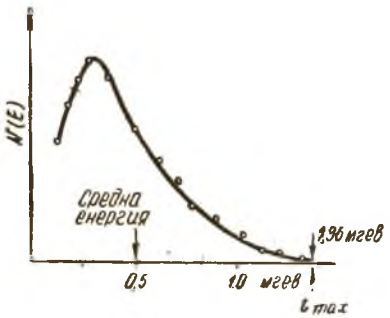
перпендикулярно на равнината на чертежа. Тук те описват полуокръжности с радиус R, след което попадат върху фотографска емулсия F в точка B. Радиусът на описаните окръжности се определя от равенството

$$\frac{mv^2}{R} = evH.$$

От последните две равенства се получава

$$v = \frac{rE}{RH},$$

$$m = \frac{eR^2H^2}{rE}$$



Фиг. 658. Спектър на β-частиците, излъчени от K^{40}

На фиг. 658 е представено типичното разпределение на енергията на електроните, което се нарича още *спектър на бета-частиците*.

Всеки бета-радиоактивен източник се характеризира с максималната енергия, която имат някои от излъчените от него електрони. Средната енергия на излъчените електрони обикновено е 0,25—0,45 от максималната енергия за съответния радиоактивен изотоп.

За редица елементи на фона на непрекъснатия първичен бета-спектър се наблюдават и групи от електрони, които имат строго определена енергия. Това са *вторични моноенергетични електрони*. Те се получават в резултат на своеобразен фотоефект — излъчените от ядрото γ-лъчи откъсват електрони от вътрешните електронни слоеве на атома. Тези електрони имат една и съща енергия, тъй като и енергията на γ-лъчите е еднаква.

Тук възниква въпросът, защо спектърът на първичното β-излъчване е непрекъснат, когато ядрото, както и атомът, може да притежава само определени енергетични стойности. Първоначално са допускали, че всички електрони се излъчват с максимална енергия E_{max} и след това вследствие на тяхното взаимодействие с електроните от електронните слоеве на атома те отдават част от своята енергия на веществото като вътрешна енергия и затова излизат от атома с различни скорости. Ако това действително е така, като се постави β-радиоактивен елемент в калориметър, трябва да се измери цялата енергия, отделена от атома при разпадането му. След това, като се раздели така определената енергия с броя на излъчените електрони, трябва да се намери енергията, която се пада на един излъчен електрон. Опитите показали, че енергията, която се пада на един излъчен електрон, е точно равна на средната, а не на максималната енергия от бета-спектъра.

Теорията на бета-разпадането, която засега най-добре съвпада с опитните резултати, без обаче да може да ги обясни напълно, е разработена от италианския физик Е. Ферми. Той се възползувал от хипотезата на В. Паули за съществуването на нова елементарна частица —

неутрино. Масата на частицата неутрино не е по-голяма от 0,05 от масата на електрона.

Според Ферми *при всеки акт на бета-разпадане се освобождава енергия, равна на максималната енергия в бета-спектъра, и се отделят едновременно две частици. електрон и антинеутрино.* Една част от енергията се отнася от отделилия се електрон ($_{-1}e^0$), а друга част — от отделилата се едновременно с него втора частица антинеутрино (ν). Електронът и антинеутриното се получават вследствие на превръщането в ядрото на неутрон в протон по следната реакция:

$$_0n^1 \rightarrow {}_1p^1 + {}_{-1}e^0 + {}_0\tilde{\nu}^0,$$

където $_0n^1$ е неутрон, $_1p^1$ — протон, $_{-1}e^0$ — бета-частица, чиято маса може да се пренебрегне спрямо масата на протона, и $_0\tilde{\nu}^0$ — антинеутрино — също с маса нула.

По същия начин, като се преобразува протон в неутрон, може да се излъчи и една бета-частица с положителен товар, наречена *позитрон* ($_{+1}e^0$). Освен това се предполага, че от ядрото се излъчва едновременно с позитрона и електрично неутрална лека частица, която се нарича *неутрино* (ν^0):

$$_1p^1 \rightarrow {}_0n^1 + {}_{+1}e^0 + {}_0\nu^0.$$

Никой естествено радиоактивен изотоп не излъчва позитрони. Най-напред позитронът беше открит в състава на космичното лъчение, а след това се получиха и изкуствено радиоактивни изотопи, които отделят позитрони. Съществуването на позитроните беше предсказано теоретично от П. А. М. Дирак, много преди те да бъдат открито опитно.

При горните две ядрени реакции се отделя енергия, която е равна на максималната енергия в бета-спектъра. Тази енергия се разпределя между бета-частицата и неутриното. Ядрата, които притежават голям излишък на неутрони по отношение на протоните, обикновено излъчват електрони, докато тези с недостатъчен брой неутрони са способни да излъчват предимно позитрони.

Както бета-частиците, така и неутриното не се намират в свободно състояние вътре в ядрото. *Те се образуват в момента на излъчването* поради преобразуването на един протон или неутрон, така както и светлинният квант — фотонът — не се съдържа в атома, а се образува в момента на неговото излъчване поради преминаването на атома от едно енергетично състояние в друго.

Постоянната на радиоактивното разпадане според Ферми е свързана с максималната енергия на бета-спектъра чрез зависимостта

$$\lambda = a\,(E_{max})^5,$$

където a е константа.

§ 356. *K*-улавяне

По горе бе приведена ядрената реакция, по която протонът се превръща в неутрон. Втори начин да се превърне протон в неутрон, при който товарът на ядрото се намалява с единица, е, когато се изтегли в него един електрон от някой електронен слой на атома. Най-често електронът се изтегля от най-близкия *K*-слой, затова и този процес се нарича *K*-улавяне. При този процес един протон в ядрото се свързва с уловения електрон и се превръща в неутрон, при което се излъчва неутрино. Това неутрино отнася някакво количество енергия в посоката на излитането му. Вследствие закона за запазване на количеството на движението ядрото се отблъсква в противоположна посока. Това отблъскване на ядрото при *K*-улавянето е наблюдавано и опитно и е важно косвено доказателство за съществуването на частицата неутрино.

На мястото, освободено от уловения електрон в *K*-слоя, прескача електрон от някой по-горен слой, при което се отделя един квант характеристично рентгеново лъчение *K-улавянето винаги е свързано с отделяне на характеристично рентгеново лъчение на елемент, чийто пореден номер е с единица по-малък, отколкото номерът на елемент, в чийто атом е станало K-улавянето.* Това е очевидно, тъй като, когато един протон се превърне в неутрон, поредният номер на елемента се намалява с единица.

§ 357. Поглъщане на бета-частиците

Подобно на α-лъчите също и β-лъчите, когато преминават през веществото, взаимодействуват с електроните и ядрата на неговите атоми. Вследствие на това, че масата на една β-частица е равна на масата на електрона, те много лесно се отклоняват от своята първоначална посока. Затова пътят на β-частиците във веществата представя зигзаговидна, начупена линия и затова е трудно да се определи техният пробег. При това бета-частиците отдават част от своята енергия за възбуждане или йонизиране атомите на веществото.

Специфичната йонизация, предизвикана от β-лъчите, е много по-малка, отколкото йонизацията от α-частиците. За електрони с енергия $10 \div 2000$ *кев* специфичната йонизация, предизвикана от β-частиците, е обратно пропорционална на квадрата на тяхната скорост.

Броят на двойките йони, които образува един електрон, когато изминава път 1 *см* във въздух, при нормални условия е приблизително равен на $45 : \left(\frac{v}{c}\right)^2$, където v е скоростта на електрона, а c – скоростта на светлината.

Енергията, която изразходват β-лъчите, за да се създаде една двойка йони във въздуха, зависи също от техния енергетичен запас. Тя е около 34,0 *ев* за електрони с енергия $10 \div 100$ *кев* и е 36,5 *ев* при енергия на електроните 3 *кев*.

В сравнение с α-лъчите електроните изразходват за йонизация около

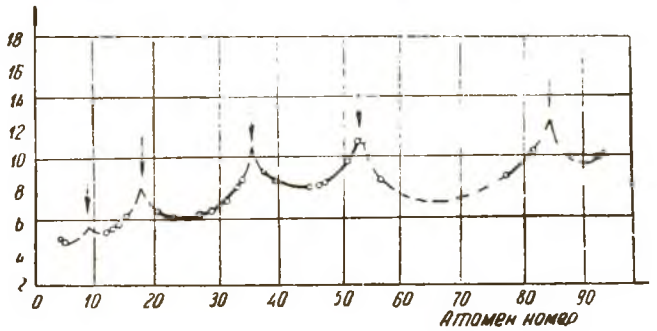
1000 пъти по-малко от своята енергия, затова и тяхната проникваща способност е много по-голяма. Докато пробегът на α-лъчите във въздух е няколко *см*, пробегът на електроните, които имат същата енергия, е десетки *м*.

Освен йонизацията, която се дължи на първичните електрони, наблюдава се още и *вторична йонизация*, предизвикана от електроните, отделени от бета-лъчите, преминали през веществото.

Поглъщането на електронен сноп, в който влизат β-частици с всички скорости от някоя максимална надолу, зависи подобно на поглъщането на рентгеновите лъчи експоненциално от дебелината на пласта поглъщащо вещество.

$$I = I_0 e^{-\mu l d} \text{ или } I = I_0 {}^{-\mu_m \varrho d}.$$

Тук μ_l е *линейният*, а μ_m — *масовият коефициент на поглъщането* на β-лъчите. Масовият коефициент $\mu_m = \frac{\mu l}{\rho}$, както се вижда от графиката



Фиг. 659. Зависимост от масовия коефициент на поглъщането на β-лъчите от атомния номер на поглъщащото вещество

на фиг. 659, зависи от поредния номер Z на елемента. Там са очертани ясно минимумите, които съответствуват на елементите с най-голям брой на електроните във външния слой

Количеството на поглъщането на β-лъчите може да се характеризира още и с дебелината Δ на слоя от вещество, което намалява интензитета на лъчите два пъти и се нарича *слой на полупоглъщането*. Неговата стойност зависи от енергията на β-частиците, както се вижда от табл. 43.

Таблица 43

Стойности на слоя на полупоглъщането Δ за β-лъчите

β-лъчи, ускорени от потенциална разлика в *кев*	150	200	300	400	500	600	700	800	900	1000	1200	1400
Δ в *мг см*$^{-2}$	2,7	3,8	7,0	11	17	24	30	37	45	53	70	87

Пробегът R на β-лъчите в кое да е вещество се определя практически по дълбочината на проникването им в него. За да се намери точно дълбочината, до която достигат β-лъчите във веществото, начертава се кривата, която изразява зависимостта на интензитета на преминалите лъчи от дебелината. Почти винаги дебелината се измерва косвено в $гсм^{-2}$ или $мг\,см^{-2}$, т. е. теглото на стълб от веществото с напречно сечение 1 $см^2$ (фиг. 660). Дълбочината на проникването или пробегът R на β-лъчите се определя от стойността на дебелината на веществото, при която кривата пресича абсцисната ос.



Фиг. 660. Зависимост на интензивността на β-лъчите от дебелината на поглъщащия пласт

Между пробега R на β-частиците и тяхната максимална енергия E_{max} съществува следната емпирично установена зависимост:

$$E_{max} = 1{,}85 \cdot R + 0{,}245 \quad \text{при} \quad R > 0{,}3 \ \ г\ см^{-2}.$$

В табл. 44 са указани пробезите на електроните, измерени в *см* във въздух, вода и олово за различни енергии.

Таблица 44

Пробег в *см* на β-лъчите с различна енергия във въздух, вода и олово

Вещество	Енергия в *мгев*				
	0,05	0,5	5	50	500
Въздух	4,1	160	2000	$17 \cdot 10^3$	$63 \cdot 10^3$
Вода	0,0047	0,19	2,6	19	78
Олово	$9 \cdot 10^{-4}$	0,037	0,30	1,25	2,5

Трябва да се отбележи, че позитронният разпад винаги се съпровожда с отделяне на γ-лъчи, които се получават при анихилацията на позитрона с електрона, т. е. *при превръщането на веществото в поле*. Това явление ще се разгледа по-късно.

§ 358. Гама-лъчи

Гама-лъчите не се отклоняват от магнитното или електрично поле и по своето естество се отличават от α- и β-лъчите. Те се разпространяват със скоростта на светлината и са подобни на светлинните и рентгеновите лъчи. Техните дължини на вълните са по-малки от 1 Å. Гама-лъчите се разпространяват праволинейно, което може да се покаже, когато преминават през пакет с фотографски филми. Черните точки, които отбелязва тънък сноп от γ-лъчи, минал през пакета, лежат върху прави линии.

Пълното сходство между рентгеновите и γ-лъчите е било доказано от Ръдърфорд, който е наблюдавал дифракция на γ-лъчи от кристали. Чрез дифракцията той успял да определи дължините на вълните на някои γ-лъчи, а следователно и тяхната енергия. Оказало се, че енергията на γ-лъчите е по-голяма от тази на рентгеновите лъчи. Гама-фотоните притежават и много по-голяма проникваща способност. Дължината на късите γ-лъчи не може да се измери с кристална решетка, понеже нейната константа е много по-голяма за тях.

Поглъщането на γ-лъчите във веществата се подчинява на същата зависимост, както и поглъщането на рентгеновите и β-лъчите:

$$I = I_0 e^{-\mu_l d}$$

Този закон се спазва с достатъчна точност, когато тънък сноп от γ-лъчи преминава през вещество с дебелина d.

Масовият коефициент на поглъщането на γ-лъчите μ_m в много случаи е постоянна величина.

Когато преминават през веществото, γ-лъчите взаимодействуват преди всичко с електронните слоеве на атома. Понеже γ-фотонът има много по-голяма енергия, отколкото енергията на свързване на електроните, дори и в най-близкия до ядрото електронен слой, при взаимодействие на γ-лъчите с електрони последните могат да се смятат за свободни.

Основните процеси, които се наблюдават, когато γ-лъчи преминават през веществото, са подобни на тези при преминаване на рентгеновите лъчи. Те са следните:

1) Падащият γ-квант с енергия $h\nu$ предава изцяло своята енергия на електрона, при което последният излита най-често в направление, което е перпендикулярно на посоката на разпространението на γ-лъчите. Неговата енергия E_β се определя от равенството

$$h\nu = A + E_\beta,$$

където A е работата, потребна, за да се откъсне електронът от съответния електронен слой.

Когато се поглъщат твърдите γ-лъчи, получените при това вторични β-лъчи (електрони) са насочени главно в същата посока, както падащите γ-лъчи. На местата на електроните, извадени от γ-лъчите, от по-горните електронни слоеве прескачат електрони, при което се излъчват рентгенови кванти.

Количествено изваждането на електрони от преминаващите γ-лъчи, при което електроните се разглеждат като напълно свободни, а γ фотонът отдава изцяло своята енергия на електрона, се представя с експоненциална зависимост, в която коефициентът μ_l характеризира фотоелектричното поглъщане.

2) При втория вид взаимодействие падащият γ-квант предава само част от своята енергия на електрона, разсейва се под ъгъл φ спрямо първоначалната си посока, в която се разпространява с намалена енергия $h\nu'$. Този процес се нарича *комптоново разсейване* на γ-кванта. При него

γ-лъчите с по-големи кванти се разсейват предимно в посоката на падналия квант.

3) Когато γ-лъчите преминават близко до ядрото на атома, те взаимодействуват с полето на ядрото, при което се наблюдава ново явление на поглъщане — *раждане на един електрон и един позитрон* (двойка електрон-позитрон) *за сметка на гама-кванта.* Но и при това явление се спазват законът за запазване на енергията, законът за запазване момента на количеството на движението и законът за запазване на товарите.

Най-малката енергия $h\nu_r$ на γ-кванта, която може да образува двойка електрон-позитрон, се определя от сбора на масите на електрона и позитрона, когато са в покой, измерен в енергетични единици:

$$h\nu_r = 2mc^2 = 1{,}02 \text{ } мгев.$$

Ако γ-квантът има по голяма енергия от 1,02 *мгев*, след като се създаде двойка електрон-позитрон, останалата енергия се предава като кинетична енергия на електрона, позитрона и на ядрото, в чието поле се образува двойката.

Образуваният позитрон съществува много малко време. Той се съединява отново с някой електрон от веществото, при което се получават два γ-кванта — всеки с енергия 0,51 *мгев.* Двата кванта излитат почти под 180° един спрямо друг. Това явление на образуване на два γ-кванта от един електрон и един позитрон, както вече се каза, се нарича анихилация. Въз основа на него някои физици-идеалисти направиха погрешния извод, че материята изчезва, като отъждествяваха понятието материя с една от нейните форми на съществуване — веществото. Известно е обаче, че *материята може да съществува както във форма на вещество, така и във форма на поле.* Затова *при анихилацията не изчезва никаква материя, а тя само преминава от една форма на съществуване* — електрон и позитрон, *в друга форма на съществуване* — γ-квант. Материята не може да изчезне, тя само може да преминава от една форма на съществуване в друга.

Колкото е по-голяма енергията на γ-кванта, толкова е по-голяма и вероятността, когато той преминава през веществото, да се образува двойка електрон-позитрон. Когато през веществото преминават γ-лъчи с малка енергия, основният процес на взаимодействието им с веществото е *фотоелектричното поглъщане.* Когато лъчи с голяма енергия минават през леки вещества, основният вид на взаимодействие с тях е *комптоновото разсейване.*

Ако се означи с τ коефициентът на фотоелектричното поглъщане, със σ — коефициентът на комптоновото разсейване, а с $\varkappa$ — коефициентът, който характеризира поглъщането с образуването на двойки, пълният коефициент на поглъщането μ_l е сбор от горните три коефициента:

$$\mu_l = \tau + \sigma + \varkappa.$$

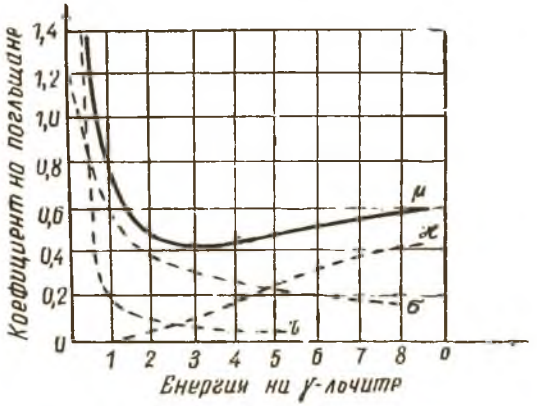
Както пълният, така и отделните коефициенти на поглъщането за-

висят от енергията на γ-квантите. На фиг. 661 е представена тази зависимост при поглъщащо вещество олово.

Експоненциалният закон за поглъщането на γ-лъчите се представя със закона

$$I = I_0 e^{-(\tau + \sigma + \varkappa) d}.$$

Когато енергията на γ-лъчите е по-малка от 0,5 *мгев*, най-голяма стойност има коефициентът на фотоелектронното поглъщане τ; при енергии 0,5 ÷ ÷ 4,7 *мгев* — коефициентът на комптоновото разсейване σ и при по-големи енергии — коефициентът на образуването на двойки ϰ.



Фиг. 661. Зависимост на коефициентите на поглъщането на γ-лъчите от тяхната енергия (за олово)

Гама-лъчите с енергия от няколко *мгев* могат да се поглъщат от ядрата, като ги привеждат във възбудени състояния, като връщането им в нормално състояние се съпровожда с излъчване на неутрон или протон. Този начин на поглъщането на γ-лъчите се нарича *ядрен фотоефект* или *фоторазцепване на ядрото*.

§ 359. Гама-спектри

Енергията на γ-лъчите може да се пресметне, като се измери тяхната дължина на вълната Този метод обаче не може да се приложи към γ-лъчите с къси дължини на вълните. Затова най-често за тази цел се използуват косвени методи.

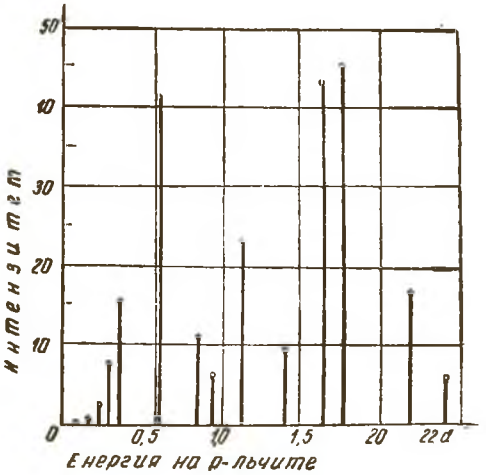
Най-разпространеният метод за определяне енергията на лъчите е, като се измерва енергията на извадения фотоелектрон, който е получил изцяло енергията на падналия върху него γ-квант. А енергията на фотоелектрона се измерва по радиуса на кривината на траекторията му в магнитно поле. Уредът, който се използува за тази цел, се нарича *магнитен спектрометър*.

Енергията на γ-квантите може да се определи и като се измерва енергията на комптоновите електрони, разсеяни под определен ъгъл φ.

Спектърът на γ-лъчите с голяма енергия, за които вероятността да образуват фотоелектрони или комптонови електрони е малка, се изследва по образуването на двойки електрон-позитрон, тъй като цялата енергия на γ-кванта в такъв случай се изразходва за образуването на двойката и придаване на кинетична енергия на образувалите се частици и ядрото.

Измерванията на енергията на γ-лъчите показват, че *те се състоят от отделни групи монохроматични лъчи*, т. е. техният спектър е ли-

неен. Радиоактивните елементи имат различни и характерни за всяко ядро γ-спектри. По γ-спектрите подобно на оптичния и рентгеновия спектрален анализ може да се определи видът на ядрото, което ги излъчва. На фиг. 662 е показан γ-спектърът на радий. Гама-линиите са подредени вместо в скала с дължини на вълните по енергията им, измерена в *мгев*. Височината на всяка линия е пропорционална на нейния относителен интензитет.



Фиг. 662. Гама-спектър на радия

Атомното ядро подобно на атома *може да притежава различни енергетични състояния — едно нормално и редица други възбудени състояния*. Когато ядрото преминава от едно възбудено състояние в друго, излъчват се α-, β- или γ-лъчи със съответна енергия.

Напоследък се развi цял клон от ядрената физика — *спектроскопия на атомното ядро* или *ядрена спектроскопия*, в която по излъчените α-, β- и γ-лъчи се изучават енергетичните състояния и преходи в атомните ядра.

§ 360. Закон за радиоактивното разпадане

Още наскоро след като бе открита радиоактивността Ръдърфорд и Соди (1902) установиха, че активността на радиоактивните елементи се намалява с течение на времето. Те намериха, че броят на разпадналите се атоми ΔN за определен интервал от време Δt е пропорционален на общия брой N на атомите на радиоактивното вещество и на времето t:

$$\Delta N = -\lambda N \Delta t.$$

Коефициентът на пропорционалност λ се нарича *константа на разпадането*. Тя е равна на вероятността едно ядро да претърпи радиоактивно разпадане в продължение на 1 *сек*, т. е. да премине от едно енергетично състояние в друго в продължение на 1 *сек*.

Като се интегрира горното уравнение, получава се *законът за радиоактивното разпадане*:

$$N = N_0 e^{-\lambda t},$$

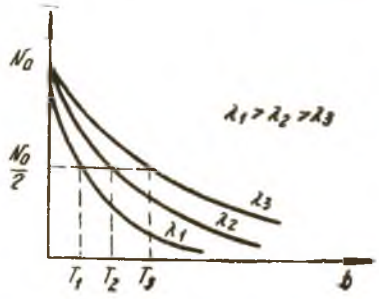
където N_0 е броят на радиоактивните атоми в началния момент. На фиг. 663 са показани типични криви за радиоактивното разпадане.

По сведения, получени от многобройни изследвания, *константата на радиоактивното разпадане не зависи от химичното състояние,*

в което се намира радиоактивният атом, нито от температурата и налягането, при които той е поставен. Тя не се влияе от електрични и магнитни полета, нито от концентрацията на радиоактивното вещество, т. е. остава постоянна през цялото време на съществуване на веществото. Както ще се види по-късно, това има голямо значение при определяне геологичната възраст на редица минерали.

В практиката вместо константата на разпадането λ по-често се използува *периодът на полуразпадането* T. Той е равен на времето, за което се разпадат половината от наличните радиоактивни атоми. Лесно може да се намери зависимостта между константата на разпадането λ и периода на полуразпадането T. По определение T е времето, за което N става равно на $\frac{N_0}{2}$. Тогава

$$N=\frac{N_0}{2}=N_0 e^{-\lambda T},$$



Фиг. 663. Криви на радиоактивното разпадане

където, след като се логаритмува и се постави числената стойност на $\ln 2 = 0{,}693$, се получава

$$T=\frac{0{,}693}{\lambda}\doteq\frac{0{,}7}{\lambda}.$$

За да бъде напълно верен горният експоненциален закон, броят на радиоактивните атоми трябва да бъде много голям.

Различните радиоактивни елементи имат нееднакъв период на полуразпадане — от части на секундата до милиони години. В табл. 45 са посочени периодите на полуразпадането и константите на разпадането на някои радиоактивни елементи.

Таблица 45

Стойности на T и λ за някои радиоизотопи

Елементи	T	λ
Th^{232}	$1{,}39 . 10^{10}$ *год*	$1{,}60 . 10^{-18}$ *сек*$^{-1}$
U^{238}	$4{,}51 . 10^{9}$ *год*	$4{,}9 . 10^{-18}$ *сек*$^{-1}$
Ra^{226}	1600 *год*	$1{,}38 . 10^{-11}$ *сек*$^{-1}$
Po^{218} (RaA)	3,05 *мин*	$3{,}8 . 10^{-3}$ *сек*$^{-1}$
Po^{212} (ThC')	$3 . 10^{-7}$ *сек*	$2 . 10^{6}$ *сек*$^{-1}$

При процесите на радиоактивно разпадане се въвежда още и величината *среден живот* τ *на радиоактивните атоми.* Това време е равно на сбора от действителните времена на съществуване на всички радиоактивни атоми, разделен на броя на атомите.

Нека dN атома да са преживели средно време t, докато са се разпаднали. Произведението tdN е тяхното сборно време на живот. Тогава средното време на живот на всичките разпаднали се атоми е

$$\tau = \frac{1}{N_0} \int_0^\infty t\, dN,$$

където N_0 е първоначалният брой на радиоактивните атоми. Като се замести dN с неговото равно ($\lambda N dt$), без да се взема пред вид знакът, и N с неговото равно от $N = N_0 e^{-\lambda t}$, се получава

$$\tau = \frac{1}{N_0} \int_0^\infty t\, \lambda N\, dt = \lambda \int_0^\infty t\, e^{-\lambda t} dt = -\lambda \int_0^\infty t\, d\left(\frac{1}{\lambda} e^{-\lambda t}\right).$$

Като се интегрира по части, се получава

$$\tau = \lambda \left\{ \left| + t \frac{1}{\lambda} e^{-\lambda t} \right|_0^\infty - \int \frac{1}{\lambda} e^{-\lambda t} dt \right\} = \frac{1}{\lambda} \text{ или } \tau = \frac{1}{\lambda}$$

Следователно *средното време на живот е равно на реципрочната стойност на константата на разпадането.*

§ 361. Единици за измерване на радиоактивността

Единицата за измерване активността на радиоактивните вещества се нарича к ю р и ($к$). Активност 1 $к$ има онова радиоактивно вещество, в което за една секунда се разпадат $3{,}700 . 10^{10}$ атома. Причината, поради която е избрано точно това число, е следната. Опитно е намерено, че периодът на полуразпадането на радия е около 1600 $г$. или

$$\lambda = \frac{0{,}693}{1{,}60 . 10^3\, г} = 13{,}8 . 10^{-12}\ сек^{-1}.$$

В един $г$ радий, който има атомно тегло 226, се съдържат

$$\frac{6{,}02 . 10^{23}}{226} = 2{,}6 . 10^{-21} \text{ атома.}$$

Произведението $\lambda\Lambda$ дава броя на разпадналите се атоми в 1 *сек*. В 1 $г$ радий за 1 *сек* ще се разпаднат $13{,}8 . 10^{-12} . 2{,}6 . 10^{21} = 3{,}7 . 10^{10}$ атома. Следователно активност 1 $к$ е активността на 1 $г$ радий. Според поточни данни 1 $г$ радий има активност 0,994 $к$.

Използуват се още подразделенията *миликюри* (*мк*), като 1 *мк* = $= 10^{-3}$, и *микрокюри* (*мкк*), като 1 *мкк* = 10^{-6} $к$.

В табл. 46 са указани количествата на някои естествени радиоактивни вещества, които имат активност 1 $к$.

Таблица 46

Тегло на някои естествени радиоелементи, при което имат активност 1 *k*

Радиоелемент	Тегло за 1 *к*	Радиоелемент	Тегло за 1 *к*
Торий	9 *т*	Полоний	0,22 *мг*
Уран^{238}	3 *т*	Калий^{40}	146 *кг*
Уран^{235}	465 *кг*	Рубидий^{87}	14,9 *т*
Радий	1 *г*	Самарий^{147}	273 *т*
Актиний	13,6 *мг*		

В някои страни се използува единицата за активност *ръдърфорд* (*рд*). Тя е равна на активността на онова радиоактивно вещество, в което се извършват 10^6 разпада в секунда.

Важна величина за практиката е *относителната активност*, която се определя от броя на разпаданията за 1 *сек* в 1 *г*, от съответното радиактивно вещество. Колкото е по-малък периодът на полуразпадането на радиоактивното вещество, толкова е по-голяма неговата относителна активност.

§ 362. Радиоактивни семейства

Почти всички естествени радиоактивни елементи имат пореден номер, по-голям от 81. В резултат на дълги и точни изследвания е намерено, че всички такива елементи могат да се групират в три реда или три семейства. При тези *радиоактивни редове* всеки елемент се получава от предидущия чрез α- или β-разпадане. Всеки ред се развива в посока от по-тежките към по-леките елементи.

При радиоактивното разпадане, когато ядрото излъчва α- или β-частица, се изменят както масата на атома, така и неговият товар, следователно и неговото химично естество. *При излъчване на една α-частица масата на ядрото се намалява с 4 аем, а товарът му с две единици.* Следователно полученото ново ядро вследствие на α-разпадане се придвижва към началото на периодичната система с две места. Алфа-разпадането се представя с ядрена реакция, която например при $_{88}Ra^{226}$ има следния вид:

$$_{88}Ra^{226} \rightarrow {}_{86}Rn^{222} + {}_{2}He^{4} + Q.$$

В резултат на разпадането на ядрото на $_{88}Ra^{226}$ се получава ядро на нов елемент — радон, една α-частица — $_2He^4$, и някакво количество енергия Q.

При β-разпадането един неутрон се превръща в протон, при което се излъчват един електрон и неутрино. *Полученото ново ядро има атомен номер, с единица по-голям от изходното*, тъй като при излъчването на един електрон товарът на ядрото се увеличава с една единица, докато *масата на ядрото остава практически непроменена.*

Тези правила, които важат при α- и β-разпадането, се наричат *закони за преместването.*

Много често при излъчването на α- или β-частица полученото ново ядро се намира във възбудено състояние. То преминава в нормално състояние, като излъчва γ фотони. Алфа- и бета-лъчите в такъв случай се съпровождат с излъчване и на γ-лъчи.

При естествено радиоактивните елементи се срещат само α- и β-разпадания, следователно *масовите числа на радиоактивните елементи в кой и да е радиоактивен ред се отличават едно от друго само с цели числа.* Следователно възможни са само такива радиоактивни редове, масовите числа на чиито членове могат да се представят с числата $4n+0$; $4n+1$; $4n+2$ и $4n+3$, където n е цяло положително число. Числата $4n+4$, $4n+5$ и т. н. вече са повторения на горните.

Радиоактивният *ред* (семейството), масовите числа на чиито елементи са равни на $4n+0$, носи името *ториев.* В реда (семейството) на *урана* масовите числа са равни на $4n+2$, а ако са кратни на $4n+3$, се нарича *актиниев.* Семейство, чиито масови числа са равни на $4n+1$, което носи името *нептуново*, в природата не съществува. То се получава по изкуствен начин и всички негови членове са краткоживеещи елементи. Въз основа на това може да се предположи, че то някога е съществувало, но всички негови членове са се разложили с течение на времето, след като се е прекратил синтезът на химични елементи в земната кора.

В табл. 47 са подредени членовете на семейството на урана. То започва с тежкия изотоп на урана — $_{92}U^{238}$, и след около 14 разпадания, при 8 от които се отделят α-частици, а при 6 — β-частици, той се превръща в стабилния изотоп на оловото $_{82}Pb^{206}$.

Таблица 47

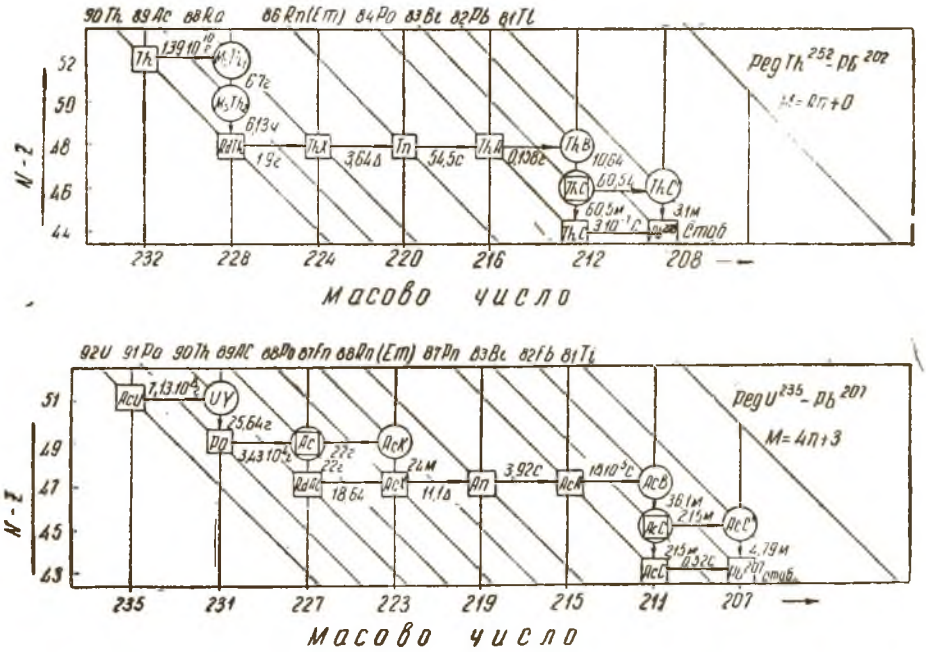
Радиоактивно семейство на урана

Елемент	Знак	Период на полуразпадане	Енергия на излъчването в *мгев*		
			α	β	γ
Уран	$_{92}U^{238}$ (UI)	$4{,}55 \cdot 10^9$ *год*	4,21		
Торий	$_{90}Th^{234}$ (UX_1)	24,1 *д*	—	0,13	0,09
Протактиний	$_{91}Pa^{234}$ (UX_2)	1,14 *мин*	—	2,32	0,80
Уран	$_{92}U^{234}$ (UII)	$2{,}69 \cdot 10^5$ *год*	4,75	—	—
Торий (йоний)	$_{90}Th^{230}$ (Io)	$8{,}22 \cdot 10^4$ *год*	4,66	—	—
Радий	$_{88}Ra^{226}$	1600 *год*	4,79	—	0,19
Радон	$_{86}Rn^{222}$	3,825 *дни*	5,49	—	—
Полоний	$_{84}Po^{218}$	3,05 *мин*	5,99	—	—
Олово	$_{82}Pb^{214}$	26,8 *мин*	—	0,65	
Бисмут	$_{83}Bi^{214}$	19,7 *мин*	5,50	3,15	1,8
Полоний	$_{84}Po^{214}$	$1{,}5 \cdot 10^{-4}$ *сек*	7,68	—	—
Талий	$_{81}Tl^{210}$	1,32 *мин*	—	1,80	—
Олово	$_{82}Pb^{210}$	22,2 *год*	—	0,025	0,047
Бисмут	$_{83}Bi^{210}$	4,97 *д*	—	1,17	—
Полоний	$_{84}Po^{210}$	139 *д*	5,30		—
Олово	$_{82}Pb^{206}$	Стабилен	—	—	—

Второто семейство започва с тория — $_{90}Th^{232}$. Негов краен продукт след 6 α-разпада и 4 β-разпада е стабилният изотоп на оловото с масово число 208 — $_{82}Pb^{208}$.

Актиниевото семейство започва с изотопа на уран $_{92}U^{235}$, наричан порано актиноуран — AcU. Той след 7 α- и 4 β-разпадания завършва също със стабилния изотоп на оловото — $_{82}Pb^{207}$.

Радиоактивните семейства се представят и чрез диаграми (фиг. 664), по абсцисната ос на които се нанася масовото число, а по ординатата — разликата $N - Z$ между броя на неутроните и протоните, т. е. с колко



Фиг. 664. Ториев и уранов радиоактивен ред

броят на неутроните е по-голям от броя на протоните. Линиите съединяват елементите с еднакъв брой протони, т. е. съединяват всички изотопи на един химичен елемент, който е написан отгоре на диаграмата. Квадратите с хоризонтални стрелки показват α-разпад, а кръгчетата с отвесни стрелки — β-разпад. Числото над и до стрелките дава периода на полуразпадането. (Съкращенията имат следните означения: *г* — години, *д* — дни, *ч* — часове, *м* — минути, *с* — секунди.) Вътре в кръгчетата и квадратчетата са дадени старите наименования на елементите от съответния ред.

Освен радиоактивните елементи, които са членове на радиоактивни семейства, съществуват и някои други естествени радиоактивни елементи (табл. 48).

Таблица 48

Естествени радиоактивни изотопи

Знак на елемента	Период на полуразпадане	Вид на лъченията	Енергия в *мгев*
$_{19}K^{40}$	$4{,}5 \cdot 10^8$ *год*	β, γ	(0,4 ; 0,7) (2)
$_{37}Rb^{87}$	$5 \cdot 10^{10}$ *год*	β, γ	(0,13) слабо
$_{62}Sm^{152}$	$1{,}4 \cdot 10^{11}$ *год*	α	2,0
$_{71}Lu^{176}$	$7{,}3 \cdot 10^{10}$ *год*	β, α	(0 215) (0,260)
$_{75}Re^{178}$	$4 \cdot 10^{13}$ *год*		0,043

Под действието на космичните лъчи в атмосферата се образуват малки количества на радиоактивни изотопи на въглерода ($_6C^{14}$, който е β-активен с $T = 5580$ *г*), водорода ($_1H^3$, β-активен с $T = 12{,}5$ *г*) и берилия ($_4B^7$, β-активен с $T = 53$ *д*).

Голяма част от радиоактивността на човешкото тяло се дължи на радиоактивния калий — $_{19}K^{40}$, вследствие на чието разпадане се отделят в цялото тяло около $5 \cdot 10^5$ електрона в минута. Броят на електроните, които се отделят в човешкото тяло, вследствие на разпадането на $_6C^{14}$ (който също се намира в човешкия организъм), е около 10^5 за минута.

Топлината, която се получава вследствие на разпадането на радиоактивните елементи, които се съдържат в земната кора (предимно уран, торий и калий), е толкова голяма, че дори да се предположи, че дебелината на земната кора, в която се съдържат радиоактивни изотопи, е около 20 *км*, тя е достатъчна да компенсира излъчената топлина от Земята в междупланетното пространство.

По радиоактивните изотопи се определя възрастта на Земята, на руди, както и годината, в която са станали различни събития. Това се извършва по следния начин.

Под действие на космичните лъчи в атмосферата се образува въпреки и в малки количества радиоактивен въглерод $_6C^{14}$. С течение на времето той се разпада, но за същото време се образува нов, така че в атмосферата между радиоактивния и нерадиоактивния изотоп на въглерода съществува равновесие. В живите организми, които непрекъснато обменят въглерода, който се съдържа в тях, с въглерод от околната атмосфера, процентното съдържание на радиоактивния изотоп на въглерода $_6C^{14}$ също е постоянно и има еднаква концентрация, както в околната атмосфера. Престане ли организмът да живее, той спира обмяната на въглерод с околната атмосфера и съдържанието на $_6C^{14}$ в него намалява с течение на времето, тъй като той непрекъснато се разпада.

Като се определи съотношението между стабилния изотоп на въглерода $_6C^{12}$ и радиоактивния $_6C^{14}$ в умрял организъм, може да се определя преди колко време той е загинал. Така е била установена възрастта на египетските мумии. По същия начин се установява извадени кораби от морето преди колко години са били построени и преди колко

години са потънали. Така определените данни съвпадат добре с възрастите, установени по други исторически събития.

Също по относителното съдържание на U^{38} и Pb^{206} в рудите може да се определи кога те са били образувани и тяхната възраст. Измерванията за възрастта на различните геологични пластове посредством радиоактивни изотопи показват, че земната кора е образувана преди около $3{,}5 \cdot 10^9$ години.

В резултат на непрекъснатото разпадане на урана, тория и актиния, които се намират в земната кора, в атмосферата постоянно навлизат радиоактивни газове, които възникват при тяхното разпадане, главно радон, вследствие на което и тя е слабо радиоактивна.

XLIV. РЕГИСТРИРАНЕ НА НАТОВАРЕНИ ЧАСТИЦИ

§ 363. Методи за регистриране на натоварени частици

Взаимодействието на радиоактивните лъчи с веществата води до образуването на йони. Свойството на радиоактивните лъчи да йонизират средата, през която преминават, е сигурен белег, по който те се откриват и регистрират. За да се образува една двойка йони във въздуха, се изразходва енергия около 34 *ев*. Затова при йонизацията радиоактивните лъчи губят постепенно своята енергия. По броя на образуваните двойки йони може да се определи енергията на преминалите или по право на погълнатите радиоактивни лъчи.

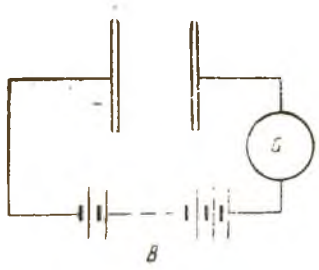
Когато през веществото преминават натоварени частици, те предизвикват йонизация по своя път, като взаимодействуват непосредствено със своето електрично поле на електроните на атомите. Например, когато някоя β-частица (електрон) се доближава към орбитален електрон на неутрален атом, между тях се проявяват кулонови сили на отблъскване. Ако енергията на β-частицата е достатъчна, тя се доближава все повече до орбиталния електрон, силата на отблъскването при което нараства и в някой момент надминава силата на свързването на електрона към ядрото на атома. В такъв случай орбиталният електрон се откъсва от атома, който поради това става положителен йон. При това падащият електрон (частицата) намалява своята енергия и променя посоката на движението си.

Неутроните и γ-лъчите не предизвикват непосредствено йонизация по своя път и затова те не могат да се наблюдават по този начин. По тази причина те се регистрират посредством вторичните натоварени частици, които отделят, когато преминават през веществото. Така γ-лъчите се регистрират чрез електроните и позитроните, които създават, а неутроните — чрез протоните, α-частиците и частите от ядрата при делението, което евентуално предизвикват.

Редица методи позволяват не само да се регистрират натоварените частици, но и да се измерват техните скорости, товари и маси. Тук ще бъдат описани някои методи за регистриране на натоварени частици.

§ 364. Йонизационни камери

Един от най-разпространените апарати, който се употребява при изследване на ядрените излъчвания, употребяван още от М. Кюри и Е. Ръдърфорд, е *йонизационната камера*, при която се използува свойството на радиоактивните лъчения да йонизират газовете, през които минават. При тези апарати за средната енергия и вида на натоварените частици се съди по йонизацията, която предизвикват, когато преминават през камерата, изпълнена с подходящ газ.



Фиг. 665. Йонизационна камера

По начало *всяка йонизационна камера J е електричен кондензатор с диелектрик подходящо подбран газ, поставен при атмосферно или друго налягане, с познат обем и при постоянно разстояние и положение на двата му електрода* (фиг. 665). Нека през този газ преминават радиоактивни лъчи, които създават по пътя си свободни електрони, положителни и отрицателни йони. Нека между електродите на кондензатора, т. е. на йонизационната камера *J*, бъде приложено напрежение от външен източник *B* (фиг. 665). Между тях следователно съществува електрично поле, под чието влияние електроните и йоните се насочват към противоположните по знак електроди и във веригата протича ток — *йонизационен ток*. Силата на йонизационния ток зависи от формата и големината на камерата и електродите, вида и налягането на газа, интензитета на приложеното електрическо поле и интензитета на радиоактивното лъчение.

Силата на протеклия йонизационен ток при еднакви други условия зависи от интензивността на полето между електродите и камерата. При слаби полета, т. е. при малки напрежения, скоростта на йоните е малка. За да достигнат до електродите, на тях им е потребно значително време, поради което вероятността да се срещнат положителните и отрицателните йони и да се съединят в неутрална молекула е голяма. Поради рекомбинацията винаги се отстранява някаква част от йоните, които не участвуват по-нататък в движението и не достигат до електродите. Затова винаги до електродите достигат по-малко йони, отколкото се създават за същото време от радиоактивното лъчение. Когато напрежението между електродите се увеличава, силата на йонизационния ток нараства, тъй като расте скоростта на йоните и следователно намалява вероятността да рекомбинират.

Ако напрежението се увеличава все повече, достига се до такава негова стойност, при която йоните вследствие на тяхната голяма скорост достигат до електродите за много късо време. Затова от някое напрежение нагоре йоните практически не рекомбинират и почти всички създадени йони достигат до електродите. Затова при по-нататъшното увеличаване на напрежението йонизационният ток повече не нараства, т. е. той достига своя максимум, който се нарича *наситен ток*. В йони-

зационните камери се работи винаги с наситен ток, чиято сила зависи само от интензитета на радиоактивното лъчение, което минава през камерата. Затова силата на наситения йонизационен ток е мярка за интензитета на радиоактивното лъчение.

Когато през йонизационната камера премине частица с енергия 1 *мгев* и тя отдаде изцяло своята енергия на газа в камерата, в него ще се образуват $\frac{1\,000\,000}{34} = 30\,000$ двойки йони, които пренасят електричен товар $5 . 10^{-15}$ *кул* (*асек*). Такъв товар е много малък и той може да се измерва твърде трудно. Затова с йонизационна камера е много трудно да се измерват отделни частици, въпреки че сега съществуват надеждни методи, които позволяват да се измерва ток със сила до 10^{-15} *а*. Затова най-често чрез наситения ток се измерва сборният интензитет на радиоактивното лъчение.

Йонизационните камери, предназначени за измерване на частици със слаба проникваща способност, имат много тънки стени, за да се намали до минимум загубата на енергия от частиците, които преминават през стените на камерата.

Обикновено стената на камерата в мястото, през което влизат α- или β-частици с малка енергия, се прави от тънка слюдена пластинка или от разтеглена найлонова ципа с дебелина няколко *мкм*. Когато α-частица мине през найлонова ципа с дебелина 0,2 *мкм*, тя губи около 3% от своята енергия.

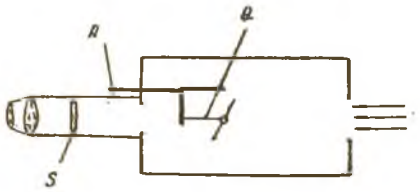
За да се измерва енергията на големи фотони, се използуват камери с дебели стени. Фотоните се поглъщат от стените, при което отделят от тях електрони, които йонизират газа в камерата. По протеклия йонизационен ток, предизвикан от отделните електрони, се съди за енергията на погълнатите в стените на камерата фотони.

Трудно е да се избере оптимална дебелина на стените на камерата, с която се измерва енергията на фотоните, понеже тя зависи от енергията на падащите фотони. Така малките фотони дават електрони с малка кинетична енергия, която те губят, още когато преминават през стената на камерата. Големите фотони отделят електрони с голяма скорост, а такива електрони отдават малка част от своята енергия за йонизация на газа. Затова токът през йонизационната камера е слаб ток както в случая, когато падат малки фотони, така и в случай, че падат фотони с голяма енергия.

Йонизационните камери биват с различни големини, форми и състав и налягане на газа, с който са изпълнени. Те се делят още на *импулсни* и *интегриращи*. Първите са предназначени да се измерва йонизацията, предизвикана от отделна частица, а интегриращите — да се измерва сборният йонизационен ефект, получен от всички частици, паднали за някое време. Йонизационният ток се измерва с различни уреди: електроскопи, електрометри, усилватели на постоянен ток и др.

Един от често употребяваните електроскопи — на Лауритсен, който има много просто устройство, е показан на фиг. 666. Той се състои от метален проводник с форма на буквата Т, съединен с един от електро-

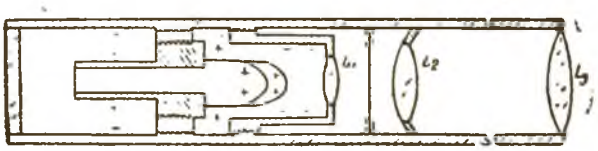
дите на йонизационната камера, наричан измерителен. Към проводника е залепена кварцова нишка Q с форма на буквата Т. Хоризонталната част на тази нишка служи да се наблюдава краят ѝ. За да провежда тази нишка тока, тя се покрива с тънък метален пласт. Когато се съедини металният проводник с външен източник на напрежение, кварцовата нишка подобно на листцата в обикновен електроскоп се отклонява на някакъв ъгъл. След като се изключи външното напрежение, кварцовата нишка постепенно се прибира, тъй като товарът ѝ се неутрализира от йоните, създавани от радиоактивните лъчи.



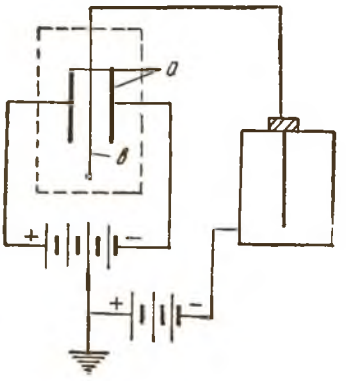
Фиг. 666. Схема на електроскопа на Лауритсен
A — извод за зареждане на електроскопа, *S* — скала, *Q* — кварцова нишка

Ако всеки път първоначалното отклонение на кварцовата нишка е едно и също, по времето на нейното връщане в изходното ѝ (нулевото) положение може да се съди за интензитета на радиоактивното лъчение. Този електроскоп се монтира обикновено в тънкостенни алуминиеви камери.

На фиг. 667 е показано малко видоизменение на този електроскоп. В този му вид той се употребява в *джобните дозиметри*, които имат големина колкото автоматична писалка. Устройството му се вижда от схемата. Той се зарежда предварително, ниш-



Фиг. 667. Схема на джобен дозиметър



Фиг. 668. Нишков електрометър на Вулф
а — ножове, на които се прилага помощното напрежение, *в* — нишка

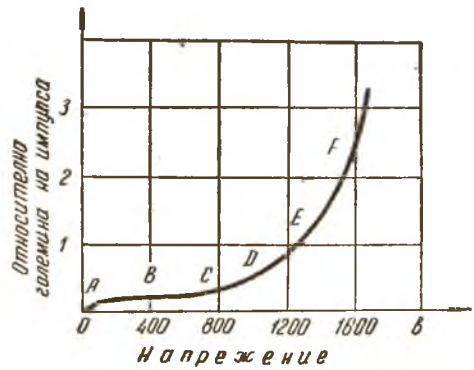
ката се отклонява и след това постепенно се прибира в зависимост от броя на йоните, които се удрят в него. Уредът се изработва достатъчно здрав и се носи в джоба на престилката от работещия с радиоактивни вещества. Той е предназначен да се измерва дозата на облъчването, която получава работникът.

Йонизационни токове могат да се измерват и с *нишковия електрометър на Вулф* (фиг. 668). Той се състои от тънка метална или метализирана кварцова нишка, опъната между ръбовете на две остри метални призми (ножове), на които се подава помощно напрежение. Нишката се

съединява със земята, за да заеме изходното си положение, а след това се свързва с измерителния електрод на йонизационната камера, после се натоварва постепенно, като отклонението ѝ в съответната посока, което се отчита с микроскоп, зависи от знака и големината на товара.

§ 365. Пропорционални броячи. Коефициент на газовото усилване

Пропорционалните броячи имат форма на цилиндрични кондензатори, чийто вътрешен електрод е тънка нишка с диаметър, по-малък от 1 *мм*, а външният им електрод — кух метален цилиндър. Когато между електродите на този кондензатор се приложи високо напрежение, близо около нишката се създава силно електрично поле, в което се извършва процесът, наречен *газово усилване*. Зависимостта на големината на получения импулс от приложеното напрежение е представена на фиг. 669. Когато напрежението е малко, броячът работи като йонизационна камера, тъй като липсва лавинна йонизация — областите *A* и *B*. В областта *B* броячът работи с наситен ток, при който броят на йоните е пропорционален на интензитета на падналите радиоактивни лъчи, но тук липсва процесът газово усилване. Когато напрежението се увеличава, започва лавинна йонизация в областта, която граничи непосредствено с нишката — областта *C*. Характерно за тази област е, че създадените под действието на преминалата частица n_0 двойки йони при своето движение към съответните електроди се ускоряват от електричното поле толкова, че започват и те да създават по пътя си вторични йони. Вследствие на това йонизационният ток се усилва k пъти, при което k се нарича *константа на газовото усилване*. Нейната стойност не зависи от броя на първоначално създадените йони, а расте заедно с напрежението. При по-нататъшното увеличаване на напрежението лавинната йонизация започва все по-далеч и по-далеч от нишката, като от всеки първоначален йон се получават все по-голям брой йони — областта *D*, наречена *област на ограничената пропорционалност*.



Фиг. 669. Зависимост на големината на импулса от приложеното напрежение (Мащабът по ординатната ос е силно намален.)

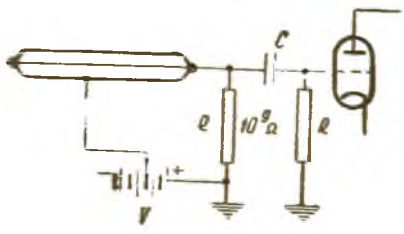
В нея коефициентът на газовото усилване има стойности $10^5 \div 10^7$. Следващата област *E* се нарича *гайгерова*. В нея коефициентът на газовото усилване може да достигне 10^8, без да съществува пропорционалност между първоначално получените йони и създадените след това вследствие на лавинната йонизация. Последната област *F* на кривата се характеризира с това, че там протичат непрекъснато един след друг

газови разряди, без да има външна причина за това. Тази област се нарича *област на непрекъснатия разряд*.

В пропорционалните броячи се използува областта *C* от кривата на фиг. 669, за която коефициентът на газовото усилване не зависи от N_0. В този случай колкото е по-голяма енергията на влязлата частица, толкова тя ще създаде повече двойки йони в газа, който изпълва брояча, и толкова по-голямо ще бъде произведението kN_0, а следователно и силата на протеклия йонизационен ток. Пропорционалните броячи регистрират не само преминаването на натоварените частици, но чрез тях може да се определи и енергията им. След като се съберат всички първични и вторични йони, образувани в резултат на преминалата частица, йонизационният ток, протекъл през брояча, спира, за да протече отново, когато в брояча влезе следваща частица.

§ 366. Гайгер-мюлеров брояч

Той има същото принципно устройство, както пропорционалният брояч. Когато напрежението между електродите му се увеличава, ако броячът е изпълнен с газ с намалено налягане, достига се до положение, при което електроните, създадени от преминалата частица по протежение на свободния пробег, ще получават достатъчно енергия, за да могат да йонизират неутрални молекули и атоми от газа. Получените нови електрони също се ускоряват достатъчно, за да могат да йонизират газа и да създадат други електрони. Те от своя страна също създават йони и т. н., в резултат на което се получава *лавинна йонизация*. Затова през брояча протича силен токов импулс, който не е пропорционален на първоначалния брой йони, създадени от преминалата частица. Тук дори и единичен електрон е достатъчен, за да предизвика протичане на токов импулс през брояча. Броячите, които работят в такъв режим, се наричат *гайгер-мюлерови* по името на изследователите, които първи са ги създали (1918 г.).



Фиг. 670. Свързване на гайгер-мюлеров брояч

Гайгер-мюлеровите броячи се изпълват със специална газова смес — най-често от аргон и спиртни пари, при налягане 10—15 *тор*. На нишката се подава положително напрежение през голямо съпротивление — от порядък 10^5—10^9 *ом* (фиг. 670).

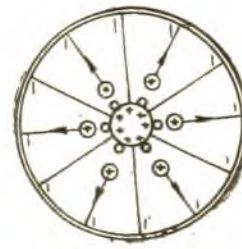
Интензивността E_r на електричното поле в цилиндричния кондензатор на разстояние r от оста на цилиндъра се определя по следната зависимост:

$$E_r = \frac{U}{r \ln \frac{r_2}{r_1}},$$

където U е приложеното напрежение, r_1 — радиусът на нишката (вътрешният електрод), r_2 — радиусът на цилиндъра. Тази зависимост по-

казва, че интензитетът на електричното поле около нишката е голям, понеже r е малко. Затова само в близката около нишката област електроните ще придобиват достатъчно голяма кинетична енергия, за да могат да предизвикват лавинна йонизация.

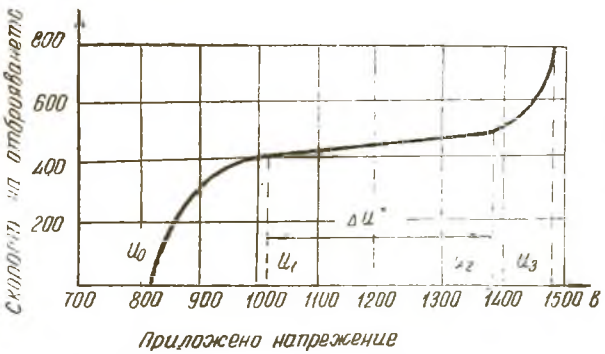
Електроните достигат до нишката за време, по-малко от 0,1 *мксек*. Положителните йони, повечето от които се получават около нишката, вследствие на ударната йонизация, създават около нея *пространствен положителен товар* (фиг. 671). Затова за време от порядък на 10^{-7} *сек*, след като някоя натоварена частица мине през брояча, вследствие на попадналите електрони върху нишката и създадения обемен положителен товар около нея полето значително отслабва. Поради това възможностите за създаване на ударна йонизация изчезват и лавината спира.



Фиг. 671. Пространствен положителен товар около нишката

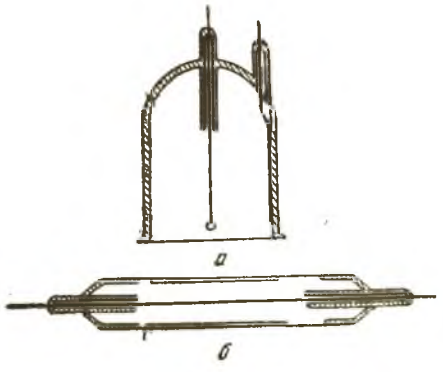
Понеже броячът е свързан постоянно с източник на напрежение, около 100—200 *мксек*, след като се прекрати лавината, полето отново се възстановява и броячът е готов да отброи нова частица. Така работят *самогасящите се броячи*.

Съществуват обаче и *несамогасящи се броячи*. В тях веднага, след като спре първата лавина, се образува втора, след нея трета и т. н. Тези последователни лавини се предизвикват от електроните, които се откъсват от катода (цилиндъра) на брояча, когато върху него паднат положителни йони или фотони, излъчени при протичането на електричен разряд. В такъв случай токът през брояча започва да тече непрекъснато. За да се премахнат тези вторични лавини и се прекрати непрекъснатият ток (горене) през брояча, към него се прибавят специални *гасящи устройства*. На фиг. 672 е представена работната характеристика на брояча, която изразява зависимостта на броя на импулсите за единица време от приложеното към брояча напрежение, при условие, че върху него пада лъчение с постоянен интензитет. Всеки брояч в зависимост от неговия вид и устройство започва да брои от строго определено напрежение U_0, което показва, че броячът отброява частици с енергия, по-голяма от някаква гранична стойност. Когато напрежението се увеличава, започват да се отброяват и частици с все по-малка енергия, докато се достигне до област на напрежението $\Delta U = U_2 - U_1$, в която броят на импулсите в единица време за постоянен източник почти не зависи от



Фиг. 672. Работна характеристика на гайгер-мюлеров брояч

напрежението. Тази *област* се нарича *гайгер-мюлерова* или *плато на брояча*. При работа на брояча се подава напрежение, което лежи в средата на платото. Наклонът на платото не трябва да бъде по-голям от 2—3 %, а ширината му, измерена в напрежение при добрите броячи, е най-малко 150—200 *в*.



Фиг. 673. Различни видове броячи

Следователно *йонизационните камери* са уреди за броене на частици, чието работно напрежение е по-ниско от насищащото (онова, от което нагоре се получава наситен ток). Уредите, които работят с напрежение, по-високо от насищащото, но в които количеството на протеклото електричество е пропорционално на големината на първоначалната йонизация, се наричат *пропорционални броячи*. Най-сетне уредите, в които количеството на протеклото електричество не зависи от големината на първоначалната йонизация, се наричат *гайгер-мюлерови броячи*.

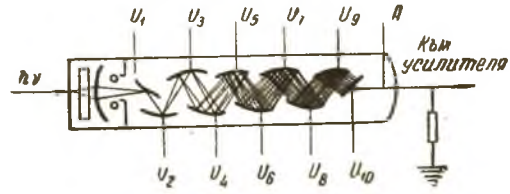
За регистриране на α-частици и неутрони се използуват йонизационни камери или пропорционални броячи, а за регистриране на β- и γ-лъчи — гайгер-мюлерови броячи. В зависимост от това съществуват и най-различни по форма и големина броячи (фиг. 673). От тях по-особен е предназначеният да измерва β-лъчи с малка енергия. Той има камбановидна форма (фиг. 673 *а*) и е закрит отдолу с тънка слюдена пластинка, дебела 2,5—5,0 $мг\,см^{-2}$.

§ 367. Луминесцентни броячи

Явлението сцинтилация се използува в едни от първите апарати на ядрената физика — *спинтарископът*, за наблюдаване на натоварени частици. При него се наблюдават с лупа светванията върху екран от цинков сулфид (ZnS), когато върху него падат α-частици. Този метод се е използувал широко от Ръдърфорд и неговите сътрудници, но скоро отстъпил място на редица по-съвършени електрични методи, за да се възприеме отново и заеме важно място, след като бяха открити *фотоелектронните умножители*. Когато натоварените частици преминат през различни *фосфори**, те отдават част от своята енергия за възбуждане на техните молекули и атоми. След това тази енергия се излъчва от тях като светлинни кванти, които могат да се трансформират в електричен ток и да се усилят.

* Вещества, които притежават свойството да фосфоресцират, когато бъдат облъчени с възбуждащо квантово или корпускуларно лъчение.

На фиг. 674 е показана схема на *сцинтилационен брояч*. Някои от светлинните кванти, получени поради действието на натоварените частици, паднали върху фосфора, достигат катода на фотоумножителя и вследствие на фотоефекта те откъсват от него електрони. Вътре във фотоумножителя има редица междинни електроди, наречени д у а н т и ($U_1 \div U_{10}$). Спрямо анода дуантите имат определено положително напрежение, което е степенувано помежду им, така че електронът, откъснат от фотокатода, се ускорява достатъчно и когато падне върху първия дуант, откъсва от него k електрона. Тези електрони се ускоряват от полето между първия и втория дуант и когато падат върху втория, всеки от тях откъсва k нови електрона. Този процес се повтаря и ако общият брой на дуантите е n, до анода достигат k^n електрона. В съвременните фотоелектронни умножители на един електрон, откъснат от фотокатода, отговарят милиарди електрони, които стигат до анода. Коефициентът на усилване на фотоумножителя е от порядък на 10^9. На изхода на фотоумножителя възниква електричен импулс, който, след като се усили, допълнително се регистрира от осцилограф или механичен броител.



Фиг. 674. Схема на сцинтилационен брояч

Целият сцинтилационен брояч, съставен от *фосфор*, *световод* (направен от плексиглас, който отвежда получената от фосфора светлина към фотокатода) и *фотоумножителя*, се поставя в непрозрачен кожух.

Във фотоумножителите се употребяват най-разнообразни фосфори: органични, като антрацен, стилбен, терфенил и др., или неорганични — например ZnS, NaJ (Tl), CsJ (Tl), $CaWO_4$ и др., а в някои случаи и течни сцинтилатори — например разтвор на терфенил в ксилол или толуол.

Времето на послесветене на кристалите, което определя възможността да се броят бързо следващи една подир друга частици, е от порядък на 10^{-5}—10^{-9} *сек*. Затова сцинтилационните броячи имат голямо *разделително време*.

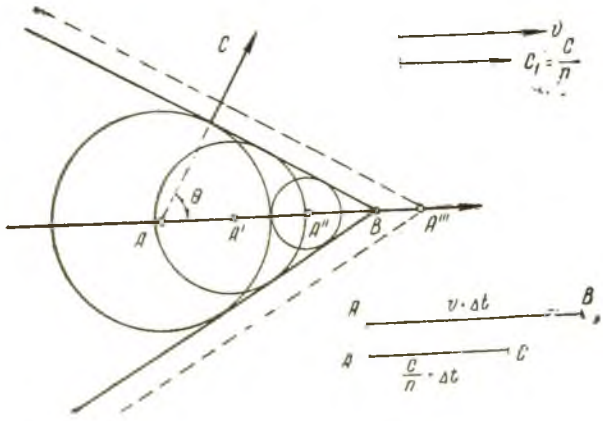
§ 368. Броячи на Черенков

Ч е р е н к о в откри (1934 г.), че когато натоварени частици се движат през каква да е течност със скорост v, по-голяма, отколкото е фазовата скорост $c_1 = \frac{c}{n}$ на светлината в тази среда (с показател на пречупване n), се излъчват светлинни лъчи под ъгъл Θ спрямо посоката на падащата частица.

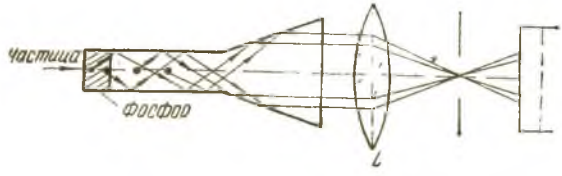
Действително, ако всяка точка от пътя на частицата се разглежда като център на вторични сферични електромагнитни вълни, които се разпространяват със скорост $c_1 = \frac{c}{n}$, която е по-малка от скоростта v на частицата, фронтът на излъчените електромагнитни вълни представлява

конус с връх движещата се частица (фиг. 675). От фигурата се вижда, че ъгълът между нормалата към фронта на разпространяващата се светлинна вълна и посоката на движението на частицата е

$$\cos\Theta = \frac{AC}{AB} = \frac{c_1}{v} = \frac{c}{nv}.$$



Фиг. 675. Фронт на черенково светене



Фиг. 676. Схема на черенков брояч

Вълните, които се излъчват от движещата се частица във всички останали посоки, се гасят взаимно поради интерференцията помежду им. Колкото частицата се движи по-бързо, толкова е по-голям и този ъгъл. Неговата максимална стойност, която се получава, когато скоростта на частицата клони към скоростта на светлината във вакуум, зависи от показателя на пречупването на средата.

На фиг. 676 е представена схема *на брояч на Черенков*. Частицата, която се движи с голяма скорост, пада по оста на цилиндъра, изготвен от пластмаса. Излъчените *лъчи на Черенков* под ъгъл Θ спрямо посоката на движещата се частица падат върху стените на пластмасовия цилиндър под ъгъл, по-голям от ъгъла на пълното вътрешно отражение, отразяват се неколкократно и събрани чрез лещата L, падат върху фотокатода F на фотоумножителя. При всяко преминаване на бърза частица на изхода на електронния фотоумножител се получава токов импулс.

Черенковите броячи се използуват предимно при изследване на ядрени процеси, които протичат при високи енергии. Благодарение на тях бе открит *антипротонът*.

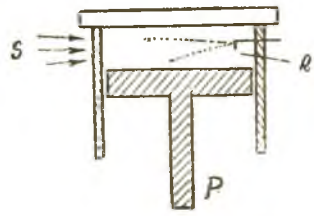
§ 369. Уйлсънова камера

Това е уред, с който се наблюдават или фотографират следите на движещи се заредени частици. В нея се използува свойството на йоните, които се намират в газ, преситен с парите на някоя течност, да служат за *кондензационни центрове*, около които се образуват капчици на мъгла от тези пари. Такива йони се образуват по следата на всяка преминала частица, а около тях се получават водни капчици, които се наблюдават.

По този начин следата на преминалата частица става видима дори с просто око. Когато такива капчици се осветят с интензивен светлинен поток вследствие на дифузно отразената светлина, те стават видими и могат да се наблюдават или фотографират.

Такава камера е била построена от Ч. Т. Р. Уйлсън в 1911 г. Тя се е оказала много ценен уред при ядрени изследвания. С нейна помощ са били открити за първи път две нови елементарни частици — *позитронът* и *мезонът*, и е било доказано опитно съществуването на частицата *неутрино*.

Схемата на уйлсъновата камера е показана на фиг. 677. Тя се състои от цилиндър, затворен отгоре със стъклен капак, за да може през него да се наблюдават и фотографират следите на преминалите частици. Отдолу свободно може да се движи буталото *P*. Цилиндърът се изпълва обикновено с аргон, с примес на пари, съставени от 70% етилов спирт и 30% вода. Когато буталото се издърпа рязко, газът в цилиндъра се разширява адиабатно и вследствие на това се охлажда. Поради това газът в цилиндъра се пресища с пари и ако в камерата се намират йони, около тях се образуват капки, които се наблюдават лесно в светлината, отразена от тях дифузно. Капките постепенно се уголемяват и падат върху дъното на камерата. Йоните и наелектризираните капки, които не са успели да паднат, се събират на дъното, като в камерата се създаде краткотрайно електрично поле от външен източник. По този начин вътрешността на цилиндъра се освобождава от наличните йони. Ако след това отново се предизвика адиабатно разширение и в момента на пресищането на парите премине натоварена частица, по нейния път пак се образуват йони, около които конденсират парите, нейната следа става видима и т. н.



Фиг. 677. Схема на уйлсънова камера

Времето, през което могат да се наблюдават следите в камерата, не е по-голямо от 0,1—0,2 *сек*. След това камерата се изчиства, отново се наблюдава и т. н. От това се вижда, че циклите на работа с уйлсъновата камера могат да се редуват един след друг през интервал от 1 *сек* до няколко десетки секунди.

Йонизиращите частици се излъчват от източник *R*, поставен вътре в камерата, или се пропускат успоредно на покривното стъкло през специално прозорче. Следите на частиците се фотографират едновременно от две страни, което дава възможност за стереоскопично наблюдаване на получените снимки. Понеже образуваните капчици са малки — от порядък на 10^{-3} *см*, за да могат да се наблюдават и фотографират добре в дифузно отразена светлина, е потребно да се осветляват интензивно.

В лабораториите се използуват и много по-сложни камери с различна форма, размери, материали, от които са направени стените, вид и налягане на парите и газа и т. н. Понякога те се автоматизират и работят непрекъснато продължително време. За да не се получават много излишни [illegible] редки процеси, към камерата се поставят

гайгер-мюлерови броячи, които я привеждат в действие само когато е настъпило желаното явление — например преминаване на търсената частица. За да се изследват превръщанията на сложните ядра, уйлсъновата камера се прегражда с пластинки от изследваните елементи, разположени перпендикулярно на посоката на падащите частици.



Фиг. 678. Схема на α-частици, една от които се е сблъскала с кислороден атом

Ако камерата се постави в магнитно поле, чието направление е успоредно на оста на камерата, следите на преминалите частици се закривяват. По изкривяването на тези следи при съответни условия може да се определят големината и знакът на товара на частицата, нейната енергия и маса, т. е. да се открие естеството на преминаващата частица. Енергията и видът на частицата може да се определят, като се изброят йоните, които тя създава по своя път.

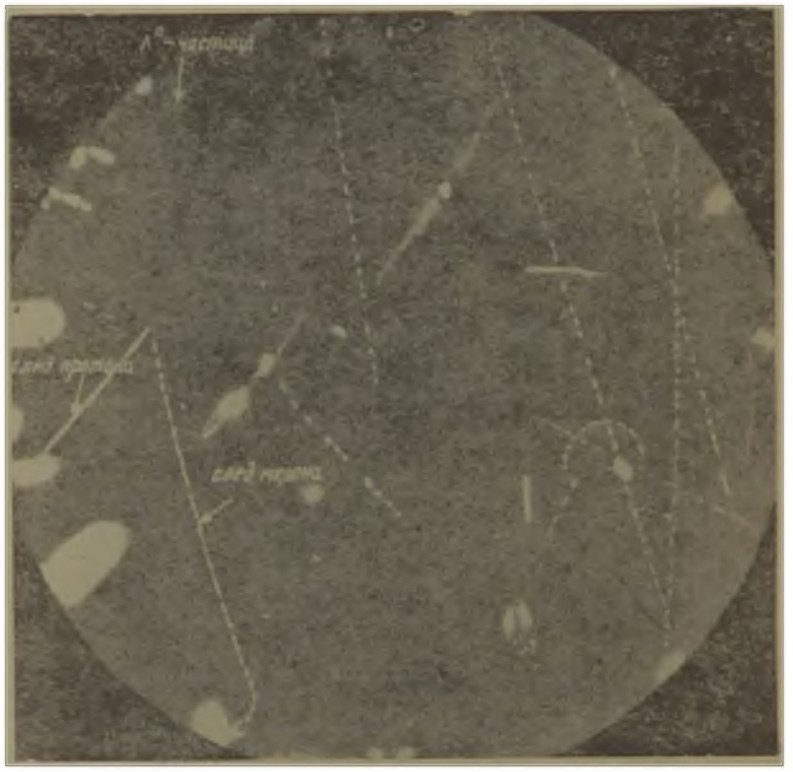
Чрез уйлсъновата камера се измерва не само плътността на йонизацията, предизвикана от различни частици, но се изследват и проверяват редица ядрени реакции. На фиг. 678 са представени следите на α-частици, една от които се е сблъскала с ядро на кислороден атом — образува се вилка. Тук по-късата следа принадлежи на по-тежкото кислородно ядро, а по-дългата — на по-леката α-частица. На фиг. 679 е поместена снимка, получена от уйлсънова камера, поставена в магнитно поле. На нея се вижда раждането на двойка електрон-позитрон. На след-





Фиг. 679. **Раждане на двойка** електрон-позитрон

ващата фиг. 680 е показано разпадането на една от неотдавна открити частици с маса, която е по-голяма от тази на протона — Λ^0-частица (ламбда нулево частица). Тя няма товар и следата ѝ в камерата не се вижда.



Фиг. 680. Разпадане на Λ^0-(ламбда нулево) частица

Нейното присъствие се установява в момента, когато се разпада на протон и отрицателен π-мезон, при което се образува характерна вилкообразна следа.

§ 370. Дифузионна камера

Тя е усъвършенстване на уйлсъновата камера, в която съществува възможност частиците да се регистрират непрекъснато. Тук парите се пресищат за сметка на температурния градиент, който се получава в камерата. Горният капак на камерата, под който е залепена вата, напоена със спирт, се нагрява до 45—55° С, вследствие на което спиртът непрекъснато се изпарява. Дъното на камерата се охлажда до —30° с твърд въглеводуокис. Като падат надолу, спиртните пари постепенно се охлаж-

дат, като в определена зона, която се намира около средата на камерата, те се пресищат. Когато слязат още по-надолу, те се кондензират и падат върху дъното на камерата като дъждовни капки. Този процес продължава непрекъснато и в средата на камерата постоянно съществува област с преситени пари, в която частиците могат да се регистрират произволно дълго време. Затова дифузионната камера намира все по-широко разпространение, особено при изучаване на тежки частици.

§ 371. Мехурчеста камера

Тя е създадена през 1952 г., като при нея се използува обратното явление — йоните, получени от преминалата частица през прегрятата течност, стават центрове, около които се образуват мехурчета от пара. Като прегрята течност се използува течен водород.

С мехурчеста камера Алварец откри през 1956 г. интересно явление — катализа на ядрени реакции с помощта на μ-мезони. Това явление е предсказано теоретично през 1954 г. от Зелдович.

Накрая трябва да се спомене и за *луминесцентната камера*, създадена също в 1952 г. от Завойски. В нея пътят на заредените частици се наблюдава във фосфор, например в кристал от CsJ(Tl) (цезиев йодид, активиран с талий). По пътя на частицата, която преминава през фосфора, се получават възбудени атоми, които поради това светят. Излъчената светлина се проектира чрез обектив върху фотокатода на електронно-оптичен преобразувател, на чийто екран се появява следата на преминалата през фосфора частица. Тази следа може и да се фотографира. Тук се осъществява един вид телевизионно предаване на светещия път на частицата през фосфора.

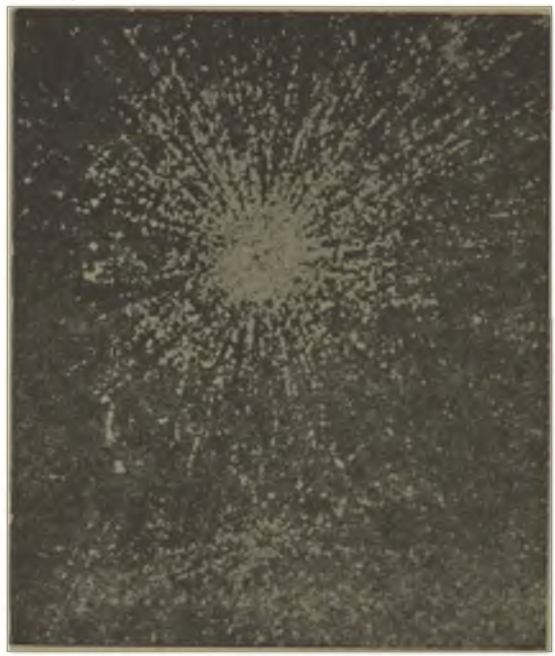
Луминесцентната камера е особено удобна за регистриране на краткотрайни процеси. Разделителната ѝ способност може да бъде доведена до 10^{-14} *сек*, с което се разкриват големи възможности при изследване на ядрени реакции, които протичат много бързо. Течните и твърдите луминесцентни камери са особено потребни при изследване на тежки частици с голяма енергия.

§ 372. Метод на ядрените фотоемулсии

Фотографската емулсия бе първият уред на ядрената физика, с който Бекерел е открил радиоактивното излъчване. Под действие на радиоактивните лъчи AgBr се разлага и когато се проявява, получават се малки черни зърна така, както и при действието на видима светлина. По вида, големината и плътността на черните точки, които преминаващите частици оставят във фотоемулсията, може да се съди за тяхната енергия, естество, взаимодействие и т. н.

В ядрената физика се използуват специални фотоемулсии с много по-голяма концентрация на зърната, отколкото в обикновените фотоемул-

сии, и с по-голяма дебелина — до 1 *мм*. Гъстотата на зърната се подбира съобразно вида и енергията на частиците, които ще се регистрират.



Фиг. 681. Радиева частица, поставена във фотоемулсия. Виждат се следите на излъчените α-частици

Следата, която се получава във фотоемулсията, не трябва да бъде нито много плътна, което би пречило да се различават отделните зърна, нито много тънка. Като се преброят зърната, които частицата оставя по своя път, могат да се определят нейната относителна йонизация и енергията ѝ. На фиг. 681 е представена снимка на α-частици, излъчени от радиева частица, която се намира в емулсията.

Ако в емулсията предварително се включи радиоактивен елемент, вследствие на последователните α-разпадания, които той претърпява, около ядрото се образува звезда от отделилите се α-частици. На фиг. 682 са показани две такива звезди.

С ядрените фотоемулсии са получени много интересни сведения за ядрените взаимодействия. На фиг. 683 е показано разцепването на ядро под действие на космична частица — получава се *многолъчева звезда* от пътищата на парчетата, на които то се е разпръснало.

За да се изследват частици с висока енергия, се използват *емулсионни камери*. Те се получават от фотоемулсионни слоеве, отлепени от подложката им и наредени един върху друг. Чрез тях и сноп рентгенови

лъчи тези камери се пронизват под формата на мрежа. След като се експонира емулсионната камера, тя се разделя отново на отделните слоеве, всеки от които се проявява и проучва. Поставените белези от рентгено-



Фиг. 682. „Звезда" във фотоемулсия

вите лъчи върху всички слоеве позволяват да се сравняват получените резултати върху всеки от тях.

Построени са емулсионни камери с обем от 3 $см^3$ до 15 *л*. Знае се, че дебелина на фотослоя 1 *см* е еквивалентна по поглъщане на ядрени частици от пласт чист въздух 20 *м*. Емулсионна камера с обем 1 *л* следователно се равнява (в известен смисъл) на уйлсънова камера

Фотоемулсиите се използуват широко да се контролира облъчването, което получават лицата, които работят с радиоактивни вещества. Всеки работник носи парче фотофилм, обвит в непрозрачна хартия. След работа



Фиг. 683. Разцепване на ядрото

то се проявява и по степента на почерняването се съди за дозата на облъчването, получена през време на работата на лицето.

Фотографският метод намира широко приложение при изследване на отливките и други метални предмети, като се просветляват с γ-лъчи — *гама-дефектоскопия*. В научните изследвания голямо приложение намира методът на *контактната радиография* (*радиоавтографията*), при които разпределението на атомите, които излъчват α-частици или β-частици с малка енергия, се открива, като изследваният обект се прилепва до фотографската емулсия. Фотографските емулсии тогава почерняват в местата

където се намират радиоактивни атоми. Методът на радиоавтографията се използува широко в биологията при изследване разпределението на естествените радиоактивни елементи в скалите, при металографски изследвания и др.

XLV. УСКОРЯВАНЕ НА НАТОВАРЕНИ ЧАСТИЦИ

§ 373. Методи за ускоряване на натоварени частици

От изследванията на Ръдърфорд върху разсейването на α-частиците е известно, че между две натоварени частици действуват кулонови сили и ако частиците са едноименно натоварени, тези сили им пречат да се доближат една до друга. Около частицата съществува *потенциална бариера* (преграда) и за да я преодолее падащата частица, тя трябва да има голяма кинетична енергия.

За да се получи представа за енергията, която трябва да има някоя частица, за да преодолее потенциалната бариера, нека се разгледа следният случай. Каква енергия трябва да има някой протон, за да може да се доближи до ядрото на оловото ($Z = 82$) на разстояние $r = 10^{-12}$ *см*. Потенциалът на ядрото на оловото на това разстояние е

$$U = \frac{Ze}{r} = \frac{82 \cdot 4{,}8 \cdot 10^{-10}}{10^{-12}} \text{ абс. ел. ст. единици,}$$

а работата (енергията), която трябва да се извърши, за да се пренесе протонът с товар e от безкрайност до точка, на разстояние $r = 10^{-12}$ *см* от ядрото, е

$$E = Ue = \frac{82\,(4{,}8 \cdot 10^{-10})^2}{10^{-12}} = 1{,}9 \cdot 10^{-5} \text{ } erg = 12 \text{ } мгев.$$

Такава енергия не притежава никоя частица, излъчена от естествено радиоактивен елемент. Максимална енергия имат α-частиците, излъчени от естествено радиоактивния елемент ThC — 10,5 *мгев*. Затова при обикновени условия ядрените реакции са така редки.

Много по-голяма е вероятността да настъпи взаимодействие между падащата частица и ядрото, ако първата е предварително ускорена, т. е. ако ѝ е придадено някакво количество енергия. Обикновено при взаимодействие на две частици по-тежката се нарича *мишена*, а по-леката — *снаряд*. Като снаряди могат да се използуват всички елементарни частици, на които може да се придаде достатъчно голяма енергия.

Съвременната физика разполага с редица методи, някои от които позволяват да се ускоряват натоварени частици до енергия от порядък на няколко хиляди *мгев*. При това тези методи непрекъснато се усъвършенствуват и разкриват възможности да се придават на натоварените частици още по-големи енергии. Тук ще бъдат разгледани някои от методите за ускоряване на натоварени частици.

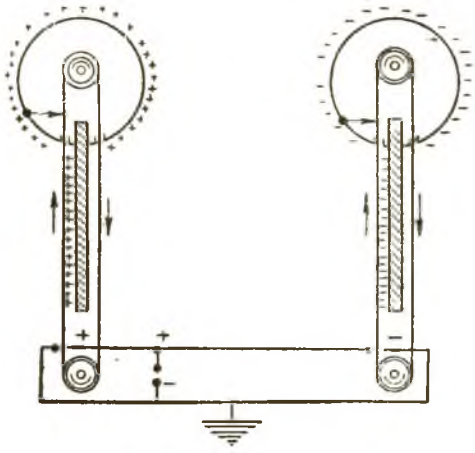
§ 374. Ускорители с високо напрежение

Когато частица с товар e премине през потенциална разлика U, тя получава кинетична енергия, определена от равенството

$$E = eU = \frac{1}{2} mv^2.$$

Следователно, за да се придаде на натоварена частица висока енергия, тя трябва да премине през голяма потенциална разлика (високо напрежение).

Най-простият и същевременно най-сполучливият ускорител с високо напрежение е *електростатичният генератор на Ван дер Грааф* (1931 г.). Той е построен на същия принцип, както електростатичните машини. В него се натоварва до висок потенциал куха сфера, като ѝ се придават от вътрешната страна все нови и нови електрични товари. Нейният общ товар се разпределя веднага по външната ѝ страна така, че отвътре могат постоянно да се придават нови товари.



Фиг. 684. Схема на електростатичен генератор

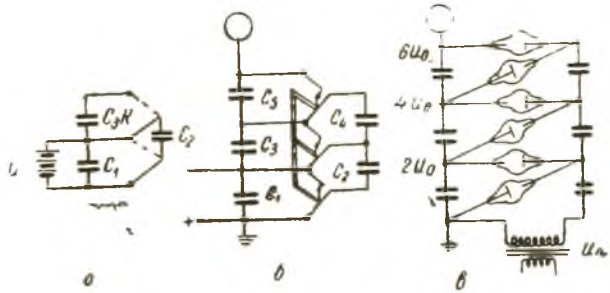
На фиг. 684 е показана схемата на такъв генератор. За да се получи по-високо напрежение, обикновено се комбинират по два електростатични генератора. Сферата на единия от тях се електризира отрицателно спрямо Земята, а на другия — положително. По такъв начин потенциалната разлика между тях е равна на сбора от двата потенциала. Двете кухи метални сфери са поставени на високи изолационни тръби. Вътре в тръбите се движат непрекъснато безкрайни копринени или гумирани ленти. Те служат да пренасят електричество от източника до сферите. В долната част на тръбите чрез метални гребени се подават електрични товари за лентите. За тази цел гребените се свързват с източник на изправено напрежение от порядък на десетки *кв*. Пренесените от лентите товари до сферата се снемат от тях чрез втори гребен, поставен вътре в сферата и свързан с нея. Понеже лентата се движи непрекъснато, тя носи постоянно все нови и нови товари, поради което потенциалът на сферата нараства все повече. Това продължава дотогава, докато загубите на електричество през изолаторите и през въздуха се изравнят с притока, който носи лентата. За да се намалят загубите, сферите се правят с голям радиус и повърхностите им се полират.

За да се намалят размерите на електростатичните ускорители, без да се понижава напрежението, което те създават, при някои от тях це-

лият електростатичен генератор се поставя в здрава стоманена обвивка, изпълнена с високоизолиращ газ под налягане до 10 *атм* (най-често смес от азот и тетрахлорметан). По този начин могат да се получат напрежения до 8 *мгв* и сила на тока до 10 *мка*.

§ 375. Стъпален ускорител с високо напрежение (1932 г.)

При него високото напрежение се получава чрез многократно удвояване на едно и също напрежение (фиг. 685). Нека се разгледат три кондензатора, два от които (C_1 и C_3) са свързани последователно (фиг. 685 *а*). На кондензатора C_1 нека е приложено напрежението U, а третият кондензатор C_2 нека е разположен срещу C_1 и C_3 и чрез ключа K



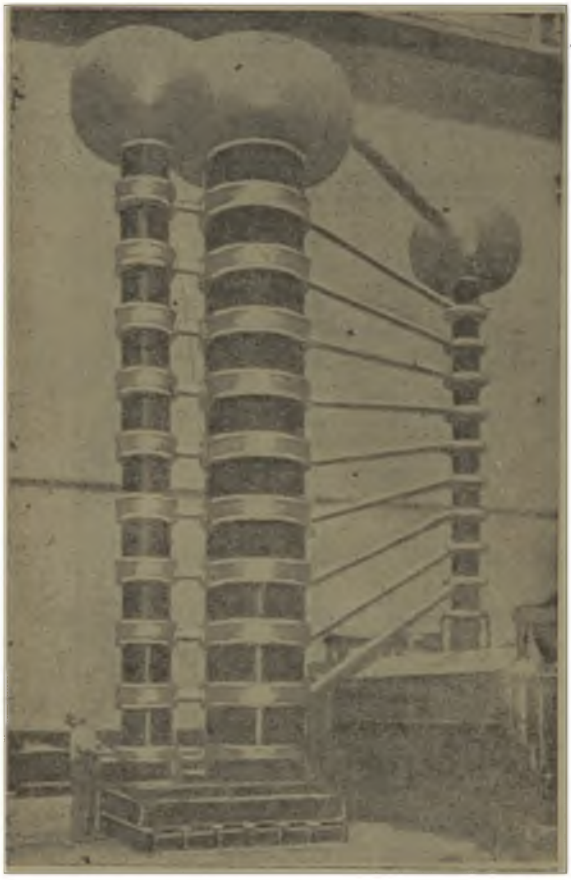
Фиг. 685. Принцип на каскаден ускорител с високо напрежение

да може да се свързва последователно или с кондензатора C_1, или с кондензатора C_3. Нека се приеме, че е съединен с кондензатора C_1. Тогава кондензаторите C_1 и C_2 се натоварват до напрежение U. След това C_2 се изключва от C_1 и се свързва с C_3, с който разделя товара си. Нека трите кондензатора имат еднакви капацитети. Напрежението на C_3 е равно на $\frac{U}{2}$, а между A и B е $\frac{3}{2}U$. Нека C_2 се свърже след това отново с C_1. Напрежението на C_2 става пак U, след което отново се свързва с C_3. Потенциалът на кондензаторите C_2 и C_3 сега също ще се изравни и става $\frac{3}{4}U$, а между A и B се покачва на $\frac{7}{4}U$. След неколкократно превключване на кондензатора C_2 потенциалът между A и B става практически $2U$, т. е. се удвоява. Ако се използуват няколко такива удвоителя, може да се получи напрежение до 800 *кв*.

§ 376. Каскаден ускорител на Кокрофт и Уилтън

В него вместо ключове кондензаторите се превключват с двуелектродни лампи, а вместо батерия се използува трансформатор за високо напрежение. Те се превключват през всеки полупериод на променливото напрежение, при което работят ту едните, ту другите двуелектродни лампи (през една).

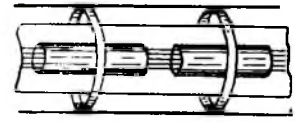
Високото напрежение, получено чрез електростатичен или чрез стъпален генератор, се прилага към единия край на порцеланова или стъклена тръба, в която е създаден висок вакуум, а другият й край се заземява. Вътре в нея се поставят на разстояние един от друг метални цилиндри, свързани с метални пръстени, които обхващат тръбата отвън.



Фиг. 686. Външен вид на каскаден ускорител

Йоните, които ще се ускоряват, се получават в единия край на тръбата, а в другия й край са поставя обектът, който ще се бомбардира. Ролята на цилиндрите, между които се разпределя високото напрежение, е да фокусират йоните по пътя на тяхното ускоряване и да ги събират върху обекта. На фиг. 686 е показан външният вид на каскаден ускорител, а на фиг. 687 — на ускорителна тръба.

Ускорителите с високо напрежение могат да ускоряват частиците до около 8—10 *мгев*. Сега те се използуват предимно да се създават интензивни потоци от ускорени частици с малка енергия или като помощни ускорители в други по-мощни ускорителни установки.



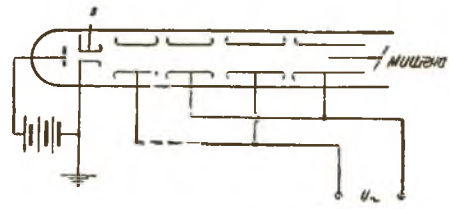
Фиг. 687. Част от ускорителна тръба

§ 377. Резонансни ускорители

Трудностите, свързани с получаването и поддържането на високото напрежение при ускорителите с високо напрежение, се избягват при резонансните ускорители. За първи път принципът на резонансното ускорение е приложен в *линейните ускорители*. Те се състоят от тръба, вътре в която въздухът е разреден до висок вакуум и в която са разположени цилиндри, чиято дължина постепенно се увеличава (фиг. 688). Цилиндрите през един са свързани успоредно и между двата извода се

прилага променливо напрежение, което по посока и големина се променя синхронно с ускоряваните частици. Оттук идва и наименованието *резонансен ускорител.* Понеже ускоряваните частици се движат по права линия, те се наричат още *линейни.*

Нека в някой момент първият цилиндър A да има отрицателно напрежение. Тогава образувалите се йони в началото на тръбата се привличат от него и съответно ускоряват. Понеже вътре в цилиндъра полето има интензитет нула, там частиците се движат равномерно. За времето, за което те преминават през цилиндъра, напрежението му си сменя знака, като отрицателното става положително, а отрицателен става вторият цилиндър. Излезлите от първия цилиндър йони отново се ускоряват в пространството между първия и втория цилиндър. Докато преминат през него с постоянна скорост, знакът на напрежението отново се променя. Затова, като излязат от него, те отново се ускоряват между втория и третия цилиндър и т. н. Понеже скоростта на йоните нараства все повече, затова и дължината на всеки следващ цилиндър е по-голяма, докато времето, за което йоните минават през отделните цилиндри, е едно и също. Когато напрежението на първия цилиндър е отрицателно, той привлича нови порции йони. Следователно ускоряването има *импулсен характер,* като импулсите следват през интервали време, равни на един период. Оттук се вижда, че *линейният резонансен ускорител е импулсен ускорител.* С развитието на техниката за получаване на ултрависокочестотни токове стана възможно да се получават частици с голяма енергия от сравнително къси линейни ускорители.



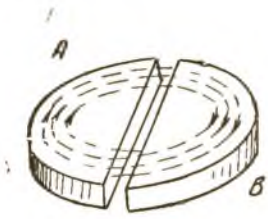
Фиг. 688. Схема на резонансен ускорител

§ 378. Циклотрон

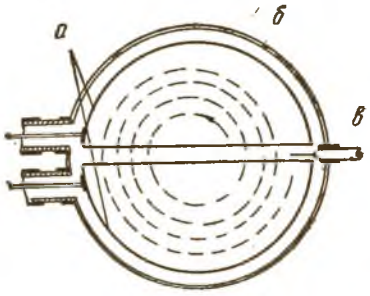
Този уред е открит от Лауренс през 1930 г. и е също *резонансен ускорител.* В него частиците се движат вместо по права линия по спирала. Сега той е един от най-разпространените ускорители и има следното устройство. В камера, евакуирана до 10^{-5} *тор*, са поставени два дуанта, които са двете половини на срязана по един от диаметрите й плоска цилиндрична кутия (фиг. 689). Между двата дуанта се създава променливо електрично поле от мощен генератор за висока честота. Камерата с дуантите се поставя във въздушното пространство между полюсите на мощен електромагнит, който създава хомогенно и постоянно магнитно поле с направление по оста на камерата. Интензивността на магнитното поле е от порядък на 20 000 *ое*, диаметърът на камерата — 1,0—1,5 *м*, а напрежението между дуантите е стотици *кв.*

Циклотронът действува по следния начин. Йонният източник, който е малка електрична дъга, заградена с метален кожух с тесен отвор за

йоните, е разположен в центъра на камерата (фиг. 690). Положителните йони се насочват към онзи дуант, който в момента е отрицателен, и се ускоряват от електричното поле. Като попаднат вътре в дуанта, където интензитетът на електричното поле е нула, йоните под действие на хомогенното магнитно поле започват да се движат по окръжност и след като изминат една полуокръжност, отново попадат между дуантите. За това време електричното поле сменя своята посока и йоните отново се усковат. След това те попадат във втория дуант, отново се закривяват от магнитното поле, само че по окръжност с по-голям радиус, понеже скоростта им е нараснала, излизат и попадат в междината в момента, ко-



Фиг. 689. Общ вид на дуантите



Фиг. 690. Принцип на действие на циклотрона
а — дуанти, *б* — камера, *в* — мишена

гато електричното поле пак си сменя знака, отново се ускоряват от него и т. н. Електричното поле се променя в резонанс с движението на йоните през междините на двата дуанта и затова йоните могат да се ускоряват многократно от сравнително слабо електрично поле. Най-сетне пакетът от йони попада върху бомбардирания обект с достатъчно голяма скорост.

Между променливото електрично поле и движението на ускоряваните йони е възможно да се установи резонанс, тъй като времето, за което йоните изминават всяка полуокръжност, не зависи от тяхната скорост, ако товарът и масата на частиците са постоянни.

Нека напрежението на магнитното поле е H. Радиусът r, по който се движи частица със специфичен товар $\frac{q}{m}$ и скорост v, която е постоянна за всяка полуокръжност, като се вземе пред вид, че

$$\frac{mv^2}{r} = qvH,$$

е

$$r = \frac{v}{\frac{q}{m}H}. \qquad (1)$$

Времето, за което частицата описва полуокръжността вътре в дуанта, е

$$\frac{T}{2}=\frac{1}{2}\frac{2\pi r}{v}$$

или

$$\frac{T}{2}=\frac{\pi}{\frac{q}{m}H}. \qquad (2)$$

От последното равенство се вижда, че действително периодът на завъртането на йоните не зависи от скоростта на частиците. Когато интензитетът на магнитното поле и специфичният товар на йоните са постоянни, също и периодът на завъртането е константен. Вследствие на това резонанс се постига, ако към дуантите се приложи променливо електрично поле с честота $\nu=\frac{1}{T}$.

Циклотронът е много удобен ускорител особено за протони, деутрони и α-частици за енергии до няколко десетки *мгев*. Той може да служи и като източник на неутрони, като се бомбардират ядрата на съответните елементи с йони. Например, когато се бомбардира берилий с деутрони:

$$_4Be^9+{}_1D^2\rightarrow {}_5B^{10}+{}_0n^1.$$

Когато скоростта на частиците нарасне до стойности, близки до скоростта на светлината, тяхната маса също нараства съгласно равенството

$$m=\frac{m_0}{\sqrt{1-\beta^2}}.$$

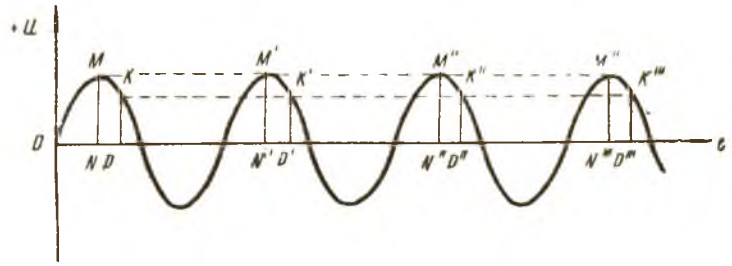
Вследствие нарастването масата на частицата увеличава се и нейният период на завъртане в хомогенното магнитно поле съгласно равенството (2). Това значи, че когато енергията на частицата се увеличава, нейната маса нараства, удължава се и периодът T, вследствие на което се нарушава условието на резонанс между периода на завъртането на йоните и честотата на променливото електрично поле. Това ограничава максималната енергия, която йоните могат да получат при циклотрона. Така максималната енергия, до която могат да се ускорят протоните в циклотрон с напрежение между дуантите от 410 *кв*, е 22 *мгев*.

§ 379. Автофазировка

Скоростите, над които масата на ускоряващата частица започва да расте забележимо, се наричат *релативистични*, а частиците, които се движат с такива скорости, се наричат аналогично *релативистични частици*.

Въпросът, как да се получават частици с по-голяма енергия, бе разрешен от В. Й. Векслер (СССР, 1944 г.) и малко по-късно от Мак-Милан (САЩ) с откриването на *принципа на автофазировката*. Същността на този принцип е следната.

Нека се разгледа преминаването и ускоряването на частицата между дуантите, когато тя се движи само в една посока — от A към B. Нека



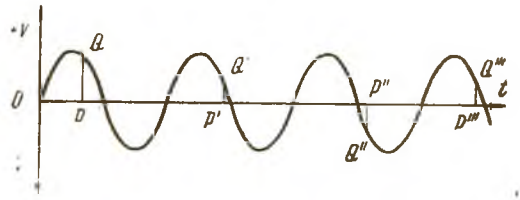
Фиг. 691. Принцип на автофазировка — частица в резонанс с електричното поле

се избере такава частица, която преминава и се ускорява между дуантите в момента, когато напрежението между тях е максимално и е равно на MN (фиг. 691). За време T тази частица прави една обиколка и попада отново между дуантите, когато напрежението между тях е пак максимално и равно на $M'N'$. Тя се ускорява отново, като получава още толкова енергия, колкото и първия път. При всяко завъртане тя попада между дуантите винаги когато напрежението между тях е максимално $M''N''$, $M'''N'''$ и т. н., при което винаги увеличава енергията си с една и съща стойност, понеже $MN=M'N'=M''N''=M'''N'''$. Той е вярно при условие, че се спазва резонансът, т. е. масата на частицата не се променя с увеличаване на скоростта.

По същия начин, само че по-слабо се ускоряват частиците, които са в резонанс със стойности на полето KP. При всяко следващо завъртане те съвпадат със стойностите на полето $K'P'$, $K''P''$, ... и т. н., които са равни помежду си. За ускоряване на частиците се използува само втората четвърт от периода (от 90 до 180°), тъй като през нея електрическото поле с намаляваща интензивност действува не само като ускорява йоните, но ги и фокусира — не им позволява да се разпръснат и да попаднат върху стените на дуанта. Частта от периода, през която напрежението е отрицателно, забавя частиците, когато те преминават от единия дуант към другия в посока от A към B (фиг. 690).

Нека сега се разгледа същата частица, когато тя вече е станала релативистична. Нейната маса вече расте забележимо заедно с увеличаване на енергията ѝ, а оттам се удължава и периодът ѝ на завъртане съгласно (2,377). Ако при първото попадане между дуантите тя се е ускорявала от електрично поле с амплитуда PQ, след всяко завъртане тя увеличава периода си и затова се ускорява от електрично поле с все по-малка и по-малка амплитуда $P'Q'$ (фиг. 692), докато частицата не по-

падне между дуантите в момент, когато напрежението вече е отрицателно — $P''Q''$, и вместо да я ускори, то ще я забави. (Това в същност пречи при циклотрона да се увеличава енергията на релативистични частици.) Когато частицата се забавя, нейната маса намалява и поради това се скъсява периодът ѝ и тя отново попада в ускоряващата част на електричното напрежение — между 90 и 180 $P'''Q'''$, и отново ще се ускорява. Следователно през време на ускоряването ѝ частицата сама поддържа периода си около така нареченото *равновесно положение*, т. е. остава във фаза с променливото електрично поле. Оттук произхожда и името *принцип на автофазировка.*



Фиг. 692. Принцип на автофазировка — релативистична частица

Когато честотата на електричното поле и интензитетът на магнитното поле са постоянни, енергията на частицата не може да се увеличава по-нататък и тя започва да се движи по окръжност с постоянен радиус — *стабилна орбита на движението.*

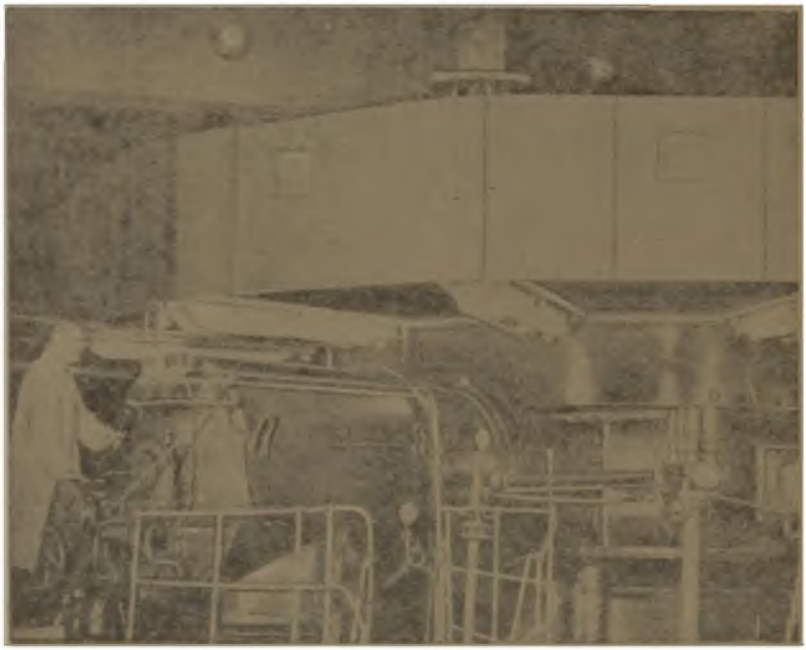
Векслер и Мак-Милан показаха, че за да се излезе от това положение, за да се увеличи по-нататък енергията на частицата, когато нейната маса е променена значително, трябва бавно или да се намалява честотата на електричното поле, или да се увеличава интензитетът на магнитното поле, или да се изменят и двете заедно. В зависимост от това съществуват няколко вида ускорители на релативистични частици.

§ 380. Синхроциклотрон или фазотрон

Това е ускорител на тежки частици — протони, деутрони, α-частици, чиято маса се изменя значително, когато скоростта им се увеличава. При този вид ускорители скоростта на релативистичните частици се увеличава, като при нарастване на тяхната маса, а следователно и на периода им T се изменя честотата — увеличава се периодът на променливото електрично поле. От фиг. 692 се вижда, че ако периодът на електричното поле се увеличава така, че да отговаря на нарастването на периода на завъртане на частицата, последната непрекъснато ще увеличава своята енергия. При това, когато тя се върти в постоянно магнитно поле, радиусът на нейната орбита расте. Затова полюсите на електромагнита трябва да бъдат големи. Когато честотата на електричното поле се изменя бавно, частиците някое време се движат около стабилните си орбити, чиито радиуси растат заедно с намаляване на честотата на електричното поле.

При синхроциклотрона частиците се ускоряват на импулси, които следват през определени интервали. При всеки цикъл отначало частиците се ускоряват, както при циклотрона, а после започва да се нама-

лява честотата на електричното поле, за да може енергията на частиците да се увеличава до нейната максимална стойност, след което те се извеждат навън. По същия начин се получава втори цикъл, трети цикъл и т. н. Циклите се осъществяват с честота от порядък на 100 *хц*. Мак-



Фиг. 693. Външен вид на фазотрона за 680 *мгев* на ОИЯИ, Дубна

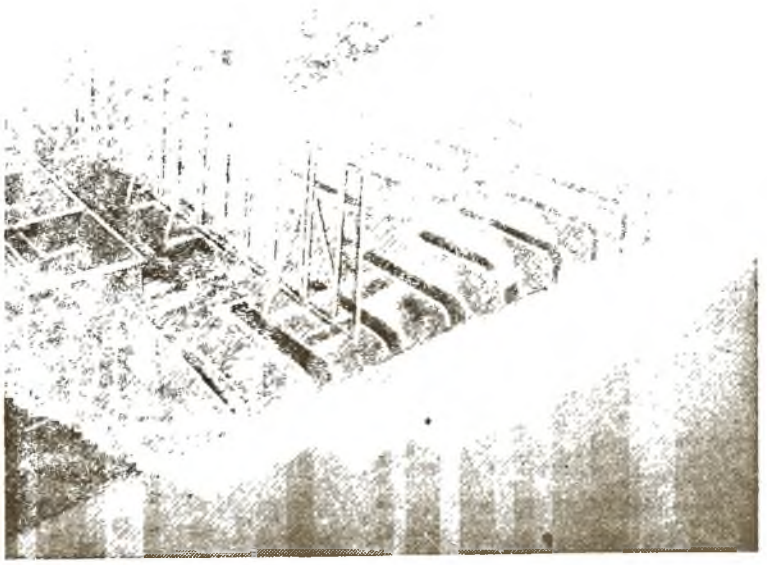
сималната енергия, която могат да получат ускоряваните частици, се определя от диаметъра на магнитните полюси, т. е. от диаметъра на максималната стабилна орбита.

В Обединения институт за ядрени изследвания в гр. Дубна, СССР, работи фазотрон с енергия 680 *мгев*. Теглото на неговия електромагнит е около 7000 *т*. На фиг. 693 е показан външният вид на този фазотрон.

§ 381. Синхрофазотрон

Това е също ускорител на релативистични частици, при който в процеса на ускоряването се намалява честотата на електричното поле и едновременно с това се повишава интензитетът на магнитното поле. От (1, 377) следва, че когато интензивността на магнитното поле нараства, радиусът на окръжността, по която се движи частицата, се намалява.

Както вече се видя, когато честотата на електричното поле намалява, енергията на ускоряваната частица нараства и радиусът на орби-



Фиг. 694. Част от електромагнита на синхрофазотрона за 10 *гев* в ОИЯИ, Дубна

тата се увеличава. За да се избегне това увеличение при синхрофазотрона, се увеличава съответно интензивността на магнитното поле, така че радиусът на орбитата, по която се движат ускоряваните йони, да остава постоянен. Това е голямо преимущество, понеже вместо магнити

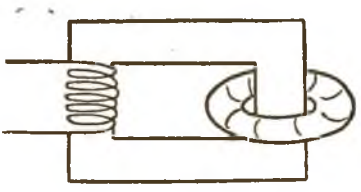
с голям радиус на полюсите могат да се вземат пръстеновидни електромагнити, чийто радиус е равен на радиуса на стабилната орбита. Естествено, че пръстенът трябва да бъде разрязан на две половини, между които се прилага променливото електрично поле, което ще ускорява йоните. Пръстеновият електромагнит се образува от отделни електромагнити (фиг. 694). Синхрофазотроните работят също в импулсен режим с интервал между импулсите от няколко секунди.

Понеже тук йоните се ускоряват, като се движат по орбита с постоянен радиус, те трябва предварително да се ускоряват до потребната скорост, след което да се пуснат в пръстеновидния електромагнит. Предварително ускоряване се постига чрез линейни ускорители.

Чрез синхрофазотрона енергията на протоните може да се увеличи до няколко *гев* (1 *гев* е равен на 10^9 *ев*). В Англия работи синхрофазотрон, който ускорява протоните до 1 *гев*, в САЩ един до 3 и друг до 6,3 *гев*. Най-големият синхрофазотрон засега се намира в Обединения институт за ядрени изследвания в Дубна, който ускорява протоните до 10 *гев*. На фиг. 694 е показана снимка на част от електромагнита на този ускорител. Енергията на протоните при една обиколка се увеличава с 2,2 *гев*. Времето, за което се ускорява един цикъл, е 3,3 *сек*. За това време протоните правят 4,5 милиона обиколки, като изминават път около 800 000 *км*. Диаметърът на електромагнита е около 56 *м* и тежи 36 000 тона.

§ 382. Бетатрон и синхротрон

Накрая ще бъде разгледан и един специален ускорител на електрони — *бетатрон*. По устройство той е подобен на трансформатор (фиг. 695). В действителност той е трансформатор, чиято вторична намотка е куха тороидна тръба, въздухът в която е разреден до висок вакуум — 10^{-8} *тор*, и в която се движат свободно електрони. Пусне ли се в първата намотка променлив ток, той създава през желязната сърцевина на магнита променливо магнитно поле, което от своя страна привежда в движение електроните в тороидната тръба точно така, както биха се задвижили свободните електрони във вторичната намотка на трансформатора.



Фиг. 695. Принцип на бетатрон

Електроните се движат ускорително само през първата четвърт на периода (фиг. 696), когато магнитното поле нараства в положителна посока. След това те се забавят, спират и започват да се ускоряват в обратна посока. В бетатрона се използува ускоряващото действие само на първата четвърт от периода, когато скоростта на електроните постепенно нараства.

Камерата при бетатрона се поставя между полюсите на електромагнит. Под действие на магнитното поле електроните започват да се движат по окръжност с радиус r_0. За да бъде това движение устойчиво,

т. е. за да не се отклоняват електроните от съответната окръжност и да попадат върху стените на камерата, интензитетът на магнитното поле трябва да намалява, когато радиусът се увеличава по закона $H \sim \frac{1}{r^n}$, където $n<1$. Това отслабване на магнитното поле се получава, като на полюсите на магнита се придава особена форма. Така се постига, че когато нараства радиусът, центробежната сила F_y нараства по-малко, отколкото центростремителната сила F_e (лоренцовата сила) и под нейното действие електроните се прибират в орбита с радиус r_0. Ако те се отклонят и започнат да се движат по орбита с радиус, по-малък от r_0, попадат в пространството, в което лоренцовата сила е по-малка от центробежната, и затова те отново се връщат към стабилната орбита с радиус r_0. При бетатрона обикновено $n=0{,}6—0{,}7$



Времето, през което се ускоряват електроните, тук е 0,001 *сек*. За това време електроните, които се движат със скорост, почти равна на скоростта на светлината, изминават път около 300 *км*. Максималната енергия, която се получава при бетатроните, е към 300 *мгев*.

По-нататъшното ускоряване на електроните с релативистични скорости се извършва с така наречените *синхротрони*. Това са бетатрони, чиято камера е разрязана на две равни части, които се поставят във високочестотно електрично поле. Предварително електроните се ускоряват в бетатронен режим или се внасят направо ускорени от друга уредба, след което се включва променливото електрично поле. По-нататък уредът работи с променливо магнитно поле и постоянна честота на електричното поле, като по този начин дава възможност електроните да се ускоряват до 1 *гев*. С тези уредби енергията на електроните е невъзможно да се увеличава повече, понеже загубите вследствие на излъчването стават големи. В медицината и техниката се използуват широко бетатрони за по-малка енергия — 15 — 20 *мгев*. Ускорените електрони се използуват за получаване на непрекъснато рентгеново лъчение с голяма проникателна способност, което се използува за облъчване на тумори или за проверяване качеството на метални отливки и други метални изделия (рентгенова дефектоскопия).



Фиг. 696. Схема на бетатрон

XLVI. АТОМНО ЯДРО

§ 383. Основни положения

Атомите се състоят от централно ядро, в което е съсредоточена почти цялата им маса, и от планетарни електрони. Размерът на атома е от порядък на 10^{-8} *см*. Изследванията върху разсейването на протоните и електроните от атомните ядра водят до предположението, че ядрата имат сферична форма, чийто радиус r зависи от масовото число A на елемента по следния начин:

$$r = 1{,}5 \cdot 10^{-13} A^{\frac{1}{3}}.$$

От тази зависимост следва, че различните ядра имат приблизително една и съща плътност: $\rho = \frac{m_я}{V_я} = \frac{1{,}662 \cdot 10^{-24}}{\frac{4}{3}\pi (0{,}93 \cdot 10^{-13})^3} = 1{,}6 \cdot 10^{14}$ *г см*$^{-3}$, т. е. един *см*^{3} вещество с такава плътност би тежал 100 милиона тона. При такава плътност сфера с радиус около 100 *м* ще има маса колкото Земята. Най-малък е радиусът на водородния атом ($A=1$), равен на $1{,}5 \cdot 10^{-13}$ *см*.

Всяко ядро се характеризира с товара си Z (за единица товар се приема товарът на електрона) и със своята маса M. Масата на атомите се измерва в *аем*. Масата на водородния атом, измерена отначало с неголяма точност, се оказала, че е равна на 1 *аем*, а масите на останалите атоми, също измерени с неголяма точност — че са цели числа. Затова е била изказана хипотезата, че сложните атоми са съставени от различен брой водородни атоми. По-точните измервания показаха, че масите на отделните атоми не са кратни на масата на водородния атом. Те не са кратни и на $\frac{1}{16}$ от масата на лекия изотоп на кислорода O^{16}, но отклоненията от целите числа са незначителни. Цялото число, което е най близко до масата на съответния атом, се нарича негово *масово число* и се отбелязва с A.

Масата на ядрото $M_я$ на кой и да е атом е равна на масата на атома M_A без масата на електроните, чийто броя е равен на Z:

$$M_я = M_A - Zm_e.$$

Масата на електрона, измерена в *аем*, е $5{,}48 \cdot 10^{-4} = (0{,}000548)$, или $9{,}1085 \cdot 10^{-8}$ *г*. Масите на отделните атоми, измерени в *г*, могат да се получат по следния начин. Един грам атом от изотопа на кислорода с маса 16,00 000 съдържа $N = 6{,}023 \cdot 10^{-3}$ броя атоми и тежи 16 *г*. Масата на един кислороден атом (O^{16}) е $M = \frac{16}{N}$. Масата на една атомна единица която е $\frac{1}{16}M$, е

$$1\ аем = \frac{1}{N} = 1{,}662 \cdot 10^{-24}\ г.$$

Понеже масите на атомите се измерват в *аем*, тяхната маса в *г* се получава, като се умножи A с $1{,}66 \cdot 10^{-24}$.

След като се откри неутронът, съветският физик Д. Д. Иваненко създаде плодотворната хипотеза, че ядрата на елементите се състоят от протони и неутрони. Броят на протоните, както показаха изследванията върху разсейването на α-частиците, е равен на поредния номер Z на елемента в периодичната система, а броят на неутроните е равен на масовото число A минус броя на протоните. Масовото число A е равно на броя на протоните плюс броя на неутроните.

Протонът е ядрото на най-лекия изотоп на водорода и има маса $m_p = 1{,}0075998$ *аем*, а неутронът е елементарна частица без товар с маса $m_n = 1{,}008985$ *аем*. Протонът и неутронът, понеже влизат в състава на ядрото, се наричат с общото име *нуклеони*.

§ 384. Масов дефект

Според хипотезата на Иваненко масата на ядрото трябва да бъде равна на сбора от масите на влизащите в него нуклеони. В действителност се оказа, че *масата на ядрото е винаги по-малка с* ΔM *от сбора на масите на нуклеоните, като разликата* ΔM *се нарича масов дефект*.

Промяната на масата с ΔM на една система съответствува на промяната на нейната енергия с

$$\Delta Mc^2.$$

Ако масата е променена с 1 *аем*, на това съответствува изменение на енергията с

$$\Delta E = 1 \text{ аем} = 1{,}662 \cdot 10^{-24} \cdot 9 \cdot 10^{20} = 1{,}496 \cdot 10^{-3} \text{ ерг}$$

или превърната в *ев*:

$$\Delta E = \frac{1{,}496 \cdot 10^{-3}}{1{,}601 \cdot 10^{-12}} \text{ ев} = 931{,}8 \text{ мгев}.$$

Образуването на ядрата може да се представи по следния опростен начин. Нека се разгледа система от познат брой независими един от друг нуклеони: Z протона и $N = A - Z$ неутрона с обща маса $Zm_p + (A - Z) \cdot m_n$. Под действие на външни сили нека нуклеоните се приближават един към друг. При това отначало действуват само електростатични сили на отблъскване между протоните, но след като нуклеоните се приближат на разстояние, по-малко от някое критично разстояние r_k, между тях започват да действуват и *ядрени сили на привличане*, наричани още *ядрени сили на свързване*, които са значително по-големи от кулоновите сили на отблъскване между протоните. Под действието на ядрените сили на свързване нуклеоните се приближават един към друг, при което се отделя много по-голяма енергия, отколкото енергията, употребена да се доближат един към друг. Отделянето на енергията при свързването на нуклеоните в ядра може да се онагледи, като се смята, че един от ну-

клеоните е неподвижен, а към него падат другите под действието на ядрените сили на свързване подобно на енергията, която се отделя при падане на тяло към Земята.

Енергията, която се отделя при свързването на свободните нуклеони в устойчиво ядро с маса M, се нарича *енергия на свързването* E. На тази отделена енергия съответствува намаление на масата с

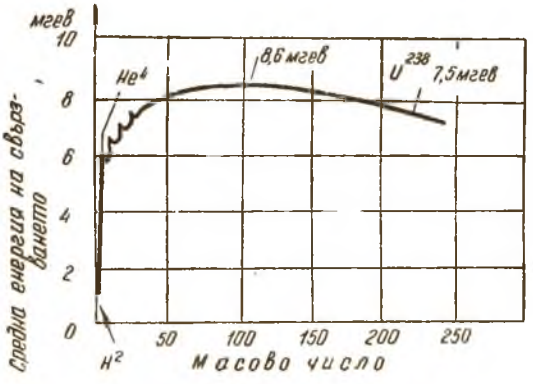
$$\Delta M = Z m_p + (A - Z) m_n - M,$$

където M е масата на полученото ядро.

За да може да се сравнява устойчивостта на отделните ядра, въвежда се величината *средна енергия на свързването на нуклеона в ядрото*. Тя е равна на пълната енергия на свързване, разделена с броя A на нуклеоните:

$$\varepsilon = \frac{E}{A}.$$

Колкото е по-голяма средната енергия на свързване на нуклеоните в ядрото, толкова то е по-стабилно, толкова по-голяма енергия трябва да се употреби, за да се откъсне от него един нуклеон. Естествено е, че когато се образуват по-стабилни ядра, се отделя и по-голяма енергия, която е равна на енергията на свързването.



Фиг. 697. Средна енергия на свързване на нуклеон (крива на енергията на свързване)

Като се знае броят на протоните и неутроните, които се съдържат в някое ядро, и като се измери неговата маса чрез масов спектрограф, може да се определи масовият дефект ΔM, а след това и средната енергия на свързване на нуклеона в това ядро.

На фиг. 697 е представена кривата, която дава средната енергия на свързване ε (в *мгев*) в зависимост от масовото число A. Най-малка е енергията на свързването в леките ядра — за H^2 (D^2) тя е 1,1 *мгев*, за тритий (H^3 или T^3) е 2,78 *мгев*, за He^4 — 7,07 *мгев*, като достига плавно максимум при ядра с масови числа, близки до тези на желязото (около 50), за които ε има стойност, близка до 9 *мгев*. Тази крива показва, че ядрата със средна маса се оказват най-устойчиви.

След максимума средната енергия на свързване бавно намалява и за тежките ядра достига стойности около 7,5 *мгев*. Това спадане към тежките ядра на ε може да се обясни с нарастването на електростатичните сили на отблъскване, като минималното (равновесното) разстояние между нуклеоните се увеличава.

За голяма част от ядрата може да се приеме, че средната енергия

на свързване е 8 *мгев*. Затова, за да се откъсне един нуклеон от ядрото, трябва да се изразходва енергия около 8 *мгев* или обратното — когато се залови нуклеон от ядрото, освобождава се енергия от около 8 *мгев*.

Освен чрез енергията на свързването за устойчивостта на ядрата може да се съди и по стойността на *коефициента на опаковката P*, който е равен на стойността на отношението на масовия дефект ΔM към масовото число A:

$$p = \frac{\Delta M}{A}.$$

Понеже $\Delta M = M - A$, където M е масата на ядрото, следва, че

$$p = \frac{M - A}{A} = \frac{M}{A} - 1.$$

Енергията на свързването на два атома в една молекула е само няколко *ев*, а енергията на електрона, най-здраво свързан с ядрото, е 0,16 *мгев*. Оттук се вижда колко устойчива система е ядрото, в което енергията на свързването на нуклеона е средно 8 *мгев*.

За да се илюстрира гореказаното, нека се разгледа ядрото на He, което има масово число $A = 4$ и се състои от два протона и два неутрона. Тяхната обща маса M, когато са в свободно състояние, е $M = 2 \cdot 1{,}0075998 + 2 \cdot 1{,}008985 = 4{,}003877$, а само ядрото ще се получи, като от тази маса се извади масата на двата електрона — $2 \cdot 0{,}000548$. Масовият дефект на хелиевото ядро е

$$\Delta M = 2 \cdot 1{,}0075998 + 2 \cdot 1{,}008985 - (4{,}003877 - 2 \cdot 0{,}000548) = 0{,}03039,$$

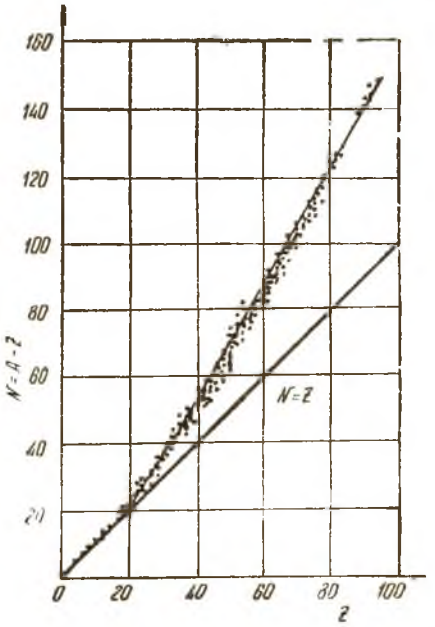
откъдето за енергията на свързването се получава

$$E = 0{,}03039 \cdot 931 \approx 28{,}3 \text{ мгев}.$$

Средната енергия на свързване на един нуклеон е

$$\varepsilon = \frac{28{,}3}{4} = 7{,}07 \text{ мгев}.$$

Масовият дефект е $\Delta M = M - A = 0{,}003877$, а коефициентът на опаковката — $P = 9{,}7 \cdot 10^{-4}$.



Фиг. 698. Брой на неутроните и протоните в стабилните ядра, означени с точки

Важно е да се види и отношението между броя на протоните и броя на неутроните. За леките стабилни ядра то е единица, като постепенно нараства до 1,6 за тежките стабилни ядра. На фиг. 698 е показан броят на неутроните и протоните при стабилните ядра. Атомните ядра, в които това съотношение е по-голямо или по-малко спрямо съответното устойчиво ядро, са радиоактивни.

Интересно е да се отбележи още, че между устойчивите изотопи на брой 273 най-разпространени са тези, при които броят на протоните и броят на неутроните са четни числа (*четно-четен тип*) — 166 броя, по-малко разпространени са тези с четно Z и нечетно N (*четно-нечетен тип*) — 47 броя, а по-слабо разпространени са тези с нечетни Z и N (*нечетно-нечетен тип*) — само 5 броя.

При изучаването на повече от 1200 радиоактивни и стабилни изотопа се установи, че изключително устойчиви са ядрата, които имат 2, 8, 14, 20, 28, 50 или 82 протона, или 2, 8, 14, 20, 28, 50, 82 или 129 неутрона. Тъй като тези числа отразяват някакво странно, още непознато свойство на ядрата, те бяха наречени *магични числа*. За тях може да се даде сега следното обяснение. За строежа на ядрото вече са създадени няколко модела, според един от които нуклеоните в ядрото са подредени в отделни слоеве подобно електроните в атома. Магичните числа свидетелстват за запълването на някои слоеве от нуклеоните, за завършване на тяхното изграждане подобно на запълнените електронни слоеве при устойчивите благородни газове. В ядрото много устойчива е комбинацията от два протона и два неутрона — алфа-частицата, без да се смята, че то е изградено от такива частици.

Интересен е и фактът, че продуктите от делението на ядрата на урана се разпределят около стабилни изотопи също с магични числа $N=50$ и $N=82$ (напр. Kr^{86} и Xe^{136}).

Нуклеоните в ядрото притежават подобно на електроните в атома свой орбитален момент на количеството на движение и свой спин. Пълният, механичният момент на всеки нуклеон е равен на сбора или разликата от орбиталния момент на количеството на движение и спина му в зависимост от това, дали те съвпадат или са с противоположни посоки. Механичният момент на ядрото е равен на сбора от пълните моменти на отделните нуклеони и обикновено се нарича *спин на ядрото*.

§ 385. Ядрени реакции

Първата ядрена реакция е била получена от Ръдърфорд през 1919 г., когато е обстрелвал ядра на азот с α-частици, излъчени от естествени радиоактивни вещества. С построяването на различните видове ускорители на натоварени частици броят на познатите ядрени взаимодействия нарасна неимоверно много. Досега са известни около 10 000 ядрени реакции.

Когато по-тежките частици — ядрата на мишената A, се обстрелват с ускорени по-леки частици — снарядите a, наблюдават се следните взаимодействия:

1) *Еластично разсейване* (еластичен удар), при което кинетичната енергия на взаимодействуващите частици само се преразпределя, без да се измени техният състав, вътрешна енергия и вид. Символично еластичното разсейване се означава, както при обикновените химични реакции, като вляво се пишат встъпващите в реакция ядра и елементарни частици:

$$A+a \longrightarrow a+A \text{ или } A(a, a)A,$$

където главните букви означават бомбардираното и получаващото след ядреното взаимодействие тежко ядро, а малките букви — снаряда и получената след това елементарна частица.

2) *Нееластично разсейване* (нееластичен удар), при което съставът и видът на частицата и ядрото също не се изменят, но в резултат на взаимодействието ядрото поглъща част от енергията на падащата частица и минава във възбудено състояние, което се означава със звездичка. Бомбардиращата частица губи част от енергията си и се означава с чертичка:

$$a + A \longrightarrow a' + A^*, \text{ или } A(a, a')\, A^*.$$

3) *Истински ядрени реакции*, при които се изменят съставът и вътрешните свойства на ядрата и елементарни частици, се превръщат от един вид в друг.

Пълното записване на ядрената реакция съдържа в лявата страна знаците, масовите числа и поредните номера на встъпващите в реакцията частици, а в дясната страна знаците, масовите числа и поредните номера на получените след реакцията частици.

Първата ядрена реакция, получена от Ръдърфорд, може да се напише така:

$$_7N^{14} + {}_2He^4 \longrightarrow {}_1H^1 + {}_8O^{17},$$

или в съкратен вид

$$N^{14}(\alpha, p)\, O^{17}.$$

Ефективно напречно сечение или само *сечение на някоя ядрена реакция* е много важна нейна характеристична величина. Сечението дава вероятността, с която протича съответната ядрена реакция.

Изследванията на Ръдърфорд показват, че от 100 000 α-частици, паднали върху метална пластинка, приблизително само една предизвиква ядрено превръщане по горната реакция.

Скоростта на радиоактивното разпадане на ядрата се характеризира с константата на разпадането λ.

Нека се обстрелва ядро на стабилен изотоп с поток от ускорени частици, така че в 1 *сек* да падат π броя частици върху 1 *см*^{2} обстрелвана повърхност. Тук π характеризира дебита на бомбардиращите частици. Скоростта λ на ядрената реакция, която представлява вероятността да бъде „ударено“ някое ядро от мишената в течение на 1 *сек* и да претърпи ядрено превръщане, естествено е пропорционална на дебита π на бомбардиращите частици:

$$\lambda = \sigma\pi.$$

Коефициентът на пропорционалност σ е сечението на ядрената реакция При $\pi = 1$ частица върху 1 *см*^{2} за 1 *сек* $\sigma = \lambda$, т. е. *сечението е числено равно на вероятността да се превърне някое ядро, когато върху 1 см*^{2} *от мишената пада една бомбардираща частица за 1 сек.* Коефициентът σ има измерение на *площ* и затова се нарича *сечение.* Ако се разглежда ядрото като мишена, σ е равно на напречното му сечение.

За сечението може да се получи следната нагледна представа. Нека се вземе екран с повърхност 1 *см*^{2}, на който е направен отвор, колкото е диаметърът на обстрелваното ядро. С тънък светлинен сноп, насочен към екрана от светлинен източник, който светва един път в 1 *сек*, се

търси този отвор. Вероятността да премине светлинният сноп през отвора при всяко светване е равна на отношението от лицето на отвора към лицето на цялата обследвана повърхност. Понеже обследваната повърхност е равна на единица, вероятността е равна на лицето на отвора, а той е равен на сечението на ядрото.

Радиусът на ядрата на различните атоми е от порядък на 10^{-12} *см*, а напречното им сечение е от порядък на 10^{-24} *см*^{2}. Сечение, равно на 10^{-24} *см*^{2}, се нарича 1 *барн* и се приема за единица при измерването на напречните сечения на различните ядрени реакции.

Геометричното сечение на ядрото не съвпада със сечението на ядрената реакция, в която участвува, понеже последното изразява вероятността да настъпи взаимодействие. Затова различните ядрени реакции, в които участвува едно и също ядро, могат да имат нееднакви *сечения*, които понякога се наричат *ефективни*.

Ефективните напречни сечения на различните ядрени реакции се менят в широки граници. Така например реакциите при залавяне на топлинни неутрони от различни ядра имат ефективни напречни сечения $10^{-14} \div 10^{-18}$ *см*^{2}; при разсейването на π-мезони от ядрата — $10^{-27} \div 10^{-25}$ *см*^{2}; при взаимодействието на неутрони с протони или неутрони — 10^{-44} *см*^{2} и т. н. Следователно последното явление е много малко вероятно.

С ефективното напречно сечение е тясно свързана и величината *добив на ядрената реакция*. Тя е числено равна на отношението на броя на протеклите ядрени превръщания в мишената към броя на падналите върху мишената снаряди-частици за същото време.

Сечението и добивът на ядрените реакции зависят от енергията и вида на частиците.

§ 386. Теория на ядрените реакции

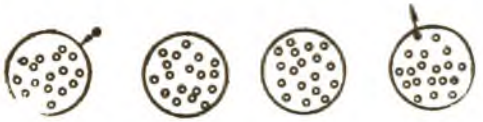
Съгласно теорията на Бор (1936 г.) *ядрените реакции протичат в два съвършено независими етапа. Първият етап* се състои от поглъщането на бомбардиращата частица на ядрото. След време около 10^{-14} *сек* енергията, която е предала на ядрото погълнатата частица, се разпределя чрез взаимни удари между всички нуклеони. Вследствие на това нито един нуклеон не притежава достатъчно енергия, за да напусне ядрото.

Енергията на образуваното *възбудено междинно ядро* е по-голяма, отколкото енергията на първоначалното ядро с кинетичната енергия и енергията на свързване (около 8 *мгев*) на погълнатата частица.

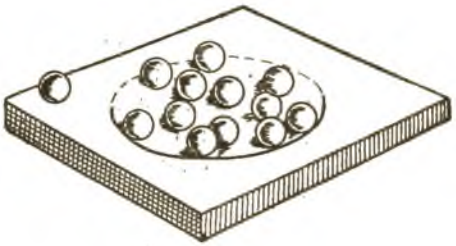
Вторият етап на ядрената реакция е разпадането на междинното ядро и образуването на продуктите от ядрената реакция. Междинното ядро се разпада по такава ядрена реакция, за която е потребна най-малко енергия и тя не зависи от начина на неговото образуване.

Съгласно законите на статистиката разпадането на междинното възбудено ядро е възможно, тъй като след някое време от поглъщането на частицата и разпределянето на нейната енергия между всичките

нуклеони е възможно отново тази енергия да се концентрира върху нуклеон и той се оказва в състояние, чрез тунелен преход или като преодолее потенциалната бариера, да излезе извън ядрото. Преразпределението на енергията на падналата частица между нуклеоните на ядрото е показано схематично на фиг. 699, където нуклеоните, които притежават излишна енергия в зависимост от големината ѝ, са частично или изцяло почернени.



Фиг. 699. Разпределение на енергията на падната частица между нуклеоните на съставното ядро



Фиг. 700. Механичен модел, който илюстрира протичането на ядрена реакция

Поведението на *междинното ядро* е подобно на *течна капка* в процеса на изпарението ѝ. Съсредоточаването на някакво количество енергия върху отделна молекула от течността може да доведе до изпаряване на тази молекула, а капката се охлажда, намалява своята енергия. Така се понижава и енергията на междинното ядро, след като от него се излъчи един нуклеон или друга частица, които отнасят някакво количество енергия (фиг. 700).

Когато енергията на възбуденото ядро е достатъчно голяма, то може, да се разпадне по различен начин — като изпусне протон, неутроно γ-квант, α-частица или даже по-тежки ядра, при което образуваното новo ядро може да бъде също във възбудено състояние.

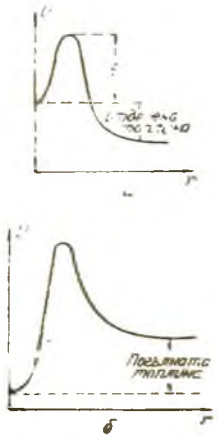
В подкрепа на схващането за образуване на *междинно ядро* при ядрените реакции могат да се приведат следните прости разсъждения. Радиусът на ядрото е от порядък на $10^{-13} - 10^{-12}$ *см*. Времето, за което една частица с енергия 10 *мгев* изминава такъв път, е около 10^{-23} *сек*. Ако взаимодействието между частицата и ядрото става веднага, продуктите от разпадането би трябвало да се отделят също след време около 10^{-23} *сек* от момента на попадането на частиците в него. Опитите показват, че те се отделят след време около 10^{-12} *сек*. Това дава основание да се предполага, че падналата частица се слива с ядрото — образува се междинно ядро, което съществува около 10^{-12} *сек*, след което се разпада. Въз основа на това първата ядрена реакция протича по следния начин:

$$_7N^{14} + {}_2He^4 \longrightarrow (_9F^{18}) \longrightarrow {}_8O^{17} + {}_1H^1.$$

Ако потенциалната яма на междинното ядро е по-дълбока, отколкото потенциалната енергия на частиците, от които се образува (фиг. 701), при разпадането то поглъща енергия. Обратно, ако потенциалната яма е

по-висока от енергията на отделните частици, при реакцията се отделя енергия; или аналогично, когато дъното на кратера на вулкан а е по-високо от околното поле — отделя се енергия а когато е по-ни ско, потребна е външна енергия.

Големината и знакът на енергията (топлинният ефект) при ядрените реакции се определят въз основа на законите за запазване на масата и енергията и се използува съотношението между маса и енергия.



Фиг. 761. Различни потенциални ями

Когато се бомбардира ядро с маса M_1 от частица с маса m_1, ако се образува ново ядро с маса M_2 и частица с маса m_2, законът за запазване на масите изисква

$$M_1 + m_1 = M_2 - m_2 + \Delta m.$$

Ако $\Delta m > 0$, при реакцията се отделя енергия и обратно, ако $\Delta m < 0$, за да протече реакцията, е потребно някакво количество външна енергия. Освободеното или погълнатото количество енергия се определя по равенството

$$E = \Delta m c^2.$$

Резултатите от направените пресмятания и опитни измервания съвпадат едни с други, и то с голяма точност. Например обстрелването на литий с протони протича по следната реакция:

$${}_3Li^7 + {}_1H^1 \longrightarrow {}_4Be^8 \longrightarrow {}_2He^4 + {}_2He^4.$$

Когато междинното ядро с пореден номер 4 и маса 8 *аем*, получено от сливането на протона с литиевото ядро, се разпадне, образуват се две α-частици, които притежават енергетичен запас по 8,6 *мгев* във форма на кинетична енергия. Енергията на бомбардиращия протон е равна само на 0,125 *мгев*. Това са опитните данни. Нека сега се направят някои пресмятания. Понеже броят на електроните в електронните обвивки преди и след реакцията е един и същ, затова поправка на масите на атомите за масата на електроните в този случай не трябва да се прави:

$$\begin{aligned} {}_3Li^7 + {}_1H^1 &= 7{,}01822 + 1{,}00812 = 8{,}02634 \text{ } аем \\ 2\,{}_2He^4 &= 2.4{,}00400 \qquad\quad = 8{,}00800 \text{ } аем \\ \hline \Delta m &= 0{,}01834 \text{ } аем \end{aligned}$$

Масата на образувалите се частици е по-малка с 0,01834 *аем* от масата на изходните частици. Като се знае, че на промяна на масата с 1 *аем* отговаря промяна в енергията 931,8 *мгев*, може да се пресметне енергията, която се освобождава при горната реакция:

$$931{,}8 \cdot 0{,}01834 = 17{,}1 \text{ } мгев.$$

Тази енергия се отделя под формата на кинетична енергия на двете

отделни α-частици. От по-горе приведените опитни данни се вижда, че действително енергията на α-частиците е точно толкова:

$$2 \cdot 8{,}6 - 0{,}125 = 17{,}1 \text{ } мгев.$$

Това съвпадение представлява непосредствена проверка и на съотношението между маса и енергия ($E = \Delta m c^2$). То потвърждава също така, че *законите за запазване на енергията и на количеството на движението са в сила и при ядрените взаимодействия.*

§ 387. Видове ядрени реакции

Ядрените реакции могат да се групират по вида на бомбардиращите частици в следните групи — протонни, деутеронни, с α-частици, неутронни и с γ-лъчи.

Обикновено при означаване на ядрените реакции най-напред се пише символът на изходното ядро, след това в скоби най-напред частицата, с която се обстрелва, след това частицата, която се отделя, а зад скобите — символът на образуваното ядро. При означаване вида на реакцията символите на изходното и новообразуваното ядро се изпускат. Така (n, p) означава, че мишената се облъчва с неутрон, като от облъчваното ядро се отделя протон.

Едни и същи изотопи могат да се получат чрез различни ядрени реакции. Например радиоактивният изотоп на алуминия ${}_{13}Al^{28}$ с период на полуразпадането 2,3 *мин* може да се получи чрез следните пет ядрени реакции:

$${}_{13}Al^{27}\ (n, \gamma)\ {}_{13}Al^{28}$$
$${}_{15}P^{31}\ (n, \alpha)\ {}_{13}Al^{28}$$
$${}_{13}Al^{27}\ (d, p)\ {}_{13}Al^{28}$$
$${}_{14}Si^{28}\ (n, p)\ {}_{13}Al^{28}$$
$${}_{12}Mg^{25}(\alpha, p)\ {}_{13}Al^{28}$$

Реакциите от типа (p, γ), (n, γ), при които се излъчват само γ-лъчи, се наричат още *ядрени реакции с радиационно улавяне.* При тях придадената енергия от погълнатата частица в междинното ядро се излъчва под формата на γ-квант, а частицата се задържа в ядрото. Реакциите от типа (γ, n), (γ, p), (γ, 2n) и т. н. са известни под наименованията *фотопревръщане, фоторазпад* или *ядрен фотоефект.*

Типът на ядрените реакции зависи от енергията на падащата частица, както е показано в табл. 49. Така например, когато се бомбардира един от изотопите на медта ${}_{29}Cu^{63}$ с деутерони, в зависимост от тяхната енергия са възможни следните няколко реакции:

	Тип реакция
$\nearrow\ {}_{30}Zn^{64} + {}_{0}n^{1}$	(d, n)
$\nearrow\ {}_{30}Zu^{63} + 2{}_{0}n^{1}$	(d, 2n)
${}_{29}Cu^{63} + {}_{1}D^{2} \rightarrow\ {}_{29}Cu^{64} + {}_{1}H^{1}$	(d, p)
$\rightarrow\ {}_{29}Cu^{63} + {}_{1}D^{2}$	(d, d)
$\searrow\ {}_{29}Cu^{62} + {}_{1}H^{3}$	(d, t)
$\searrow\ {}_{28}Ni^{61} + {}_{2}He^{4}$	(d, α)

Таблица 49

Различни типове ядрени реакции в зависимост от вида и енергията на падащата частица

Енергия на падащата частица	Падаща частица	Ядрени реакции	
		за ядра със средно тегло ($25 \leqq A \leqq 80$)	за тежки ядра ($80 \leqq A \leqq 240$)
0—1 *кев*	n	(n, n), (n, γ)	(n, γ), (n, n)
1—500 *кев*	n	(n, n), (p, γ)	(n, n), (n, γ)
	p	(p, n), (p, γ), (p, α)	
	d	(d, p), (d, n)	
	α	(α, n), (α, γ), (α, p)	
0,5—10 *мгев*	n	(n, n), (n, n′), (n, p), (n, α)	(n, n), (n, n′), (n, p), (n, γ)
	p	(p, n), (p, p′), (p, α)	(p, n), (p, p′), (p, γ)
	d	(d, p), (d, n), (d, pn), (d, 2n)	(d, p), (d, n), (d, pn), (d, 2n)
	α	(α, n), (α, p), (α, α′)	(α, n), (α, p), (α, γ)
10—50 *мгев*	n	(n, 2n), (n, n′), (n, n), (n, p) (n, np), (n, 2p), (n, α)	Същите, както и за ядрата със средно тегло
	p	(p, 2n), (p, n), (p, p′) (p, np), (p, 2n), (p, α)	
	d	(d, p), (d, 2n), (d, pn) (d, 3n), (d, d′), (d, t)	
	α	(α, 2n), (α, n), (α, p), (α, np) (α, 2p), (α, α′)	

Една от първите ядрени реакции, при изучаването на която съпрузите Ирен и Жолио Кюри откриха изкуствената радиоактивност (1934 г.), бе

$$_{13}Al^{27}(\alpha, n)_{15}P^{30} \beta + {}_{14}Si^{30}.$$

Реакциите, които протичат под действието на частици с енергия над 50 *мгев*, се наричат *реакции под действие на свръхбързи частици* или *реакции с образуване на звезди*, понеже при тези реакции от ядрата на обстрелваното вещество се отцепват много частици.

Когато в ядрото попадне нуклеон с енергия около 400 *мгев*, от него могат да излетят до осем частици. Ако такава ядрена реакция протече в ядрена фотоемулсия, след като последната се прояви, получава се *многолъчева звезда*, откъдето и наименованието ѝ. На фиг. 702 е показана звезда, образувана във фотоемулсията под действието на протони с енергия 450 *мгев*. При бомбардировка ядро на арсен с деутерони с енергия 190 *мгев* е наблюдавано образуването до 28 различни изотопа. Предполага се, че частиците с доста голяма енергия, след като се погълнат от ядрото, го нагряват дотолкова, че от него се изпаряват голям брой частици.



Фиг. 702. Образуване на звезда под действие на протони с енергия 450 *мегаволта*

§ 388. Неутрони

При бомбардировки на берилий или литий с α-частици се откри, че се получават лъчи с голяма проникваща способност. В 1932 г. Дж. Чадвик предположи, че тези лъчи се състоят от неутрални частици с маса, приблизително равна на масата на протона. Тези частици той нарече *неутрони*. Те се получават съгласно реакцията

$$_4Be^9 + {}_2He^4 \longrightarrow {}_6C^{12} + {}_0n^1.$$

Алфа-частиците, използувани за тази реакция, се получават от радий или полоний. Така са възникнали и първите радиево-берилиеви (3—10 *г* Be на 1 *г* радий) или полониево-берилиеви източници на неутрони, които и днес се използуват широко като лабораторни източници. При 1 *г* радий за 1 *сек* се получават 10^7 неутрона. Излъчените неутрони имат непрекъснат енергетичен спектър с максимална енергия до около 11 *мгев*, като най-интензивен е неутронният поток с енергия от 3 до 7 *мгев*.

Неутрони могат да се получават, като се обстрелват и други ядра с α-частици, но с много по-малък добив. Неутрони с еднаква енергия (монохроматични) могат да се получат при поглъщане на γ-лъчи по ядрената реакция (γ, n). За да може да протече тази реакция, енергията на γ-кванта трябва да бъде най-малко равна на енергията на свързване на неутрона в ядрото, т. е. не по-малка от около 8 *мгев*.

Неутрони могат да се получат и когато се облъчват различни вещества с ускорени частици. Например при бомбардировка с деутерони в ядрото се залавя протон, който влиза в състава на деутерона, и от ядрото се освобождава неутронът, който продължава да лети с голяма скорост. Ядрените реакции от вида

$$D^2\,(d, n)\,He^3 \text{ и } T\,(d, n)\,He^4$$

са с най-голям добив.

В ядрените реактори се получават в много голямо количество неутрони с малка енергия.

Понеже неутронът е частица без товар и непосредствено не предизвиква йонизация, неговото присъствие се установява, като се използуват някои ядрени реакции, които той предизвиква. Бавните неутрони се регистрират с камера или брояч, които съдържат някое съединение на бора, обикновено BF_3.

Реакцията $B^{10}\,(n, \alpha)\,Li^7$ има голям добив и всеки заловен от ядрото на бора неутрон може да се установи по силно йонизиращото действие на отделената α-частица.

Масата на неутрона, както вече се знае, е 1,008985 *аем*. Тя е по-голяма от масата на водородния атом — 1,008146 *аем*, така че енергетично е възможно неутронът да се разпадне на един протон, един електрон и едно антинеутрино:

$$_0n^1 \longrightarrow p + e^- + \tilde{\nu}.$$

Действително неутронът е неустойчив и се разпада по горната схема с $T = 12{,}8$ *мин.* Разпадането на свободния неутрон е аналогично на β-разпада, при което той се превръща в протон в самото ядро на атома, като навън се отделят електрон и антинеутрино.

Взаимодействието на неутрона с веществото води до един от следните видове взаимодействие: *еластично* (n, n) или *нееластично* (n, n'), *радиационно улавяне* (n, γ), *улавяне с отделяне на протон или α-частица, разцепване на ядрото.* Вероятността да протече всеки от тези процеси зависи от енергията на неутрона, от вида и гъстотата на атомните ядра.

Когато неутронът се удари в ядрото на атома, той му отдава някаква част от своята енергия. След неколкократни еластични взаимодействия енергията на неутрона може да се намали дотолкова, че да стане равна на кинетичната енергия на молекулите на средата, в която се движи. При следващите си удари неутронът е еднакво вероятно да получи или да отдаде енергия от и на молекулите на средата. По този начин неутронът като че става съставна част на газа и има същата средна енергия, както и молекулите му при съответната температура. Затова забавените до такива скорости неутрони се наричат *топлинни.* Както енергията на газовите молекули, така и енергията на неутроните зависят от температурата. Затова, вместо да се говори за енергия на топлинните неутрони, се говори за тяхна температура. При стайна температура скоростта на топлинните неутрони в тежка вода е около 2200 *м сек*$^{-1}$, която съответствува на енергия 0,025 *ев.*

Най-добри забавители на неутроните са леките ядра. За да се превърнат бързите неутрони с енергия 1 *мгев* в топлинни, са потребни около 18 удара, ако забавянето става във вода ($m = 1$), 4 удара в хелий ($m = 4$) или 110 във въглерод ($m = 12$).

В природата свободни неутрони съществуват за много кратко време, понеже те или се разпадат, или попаднали във веществото, постепенно се забавят, дифундират в него и накрая се поглъщат, като предизвикват определени ядрени реакции.

§ 389. Деление на ядрата

Италианският физик Е. Ферми, като бомбардирал ядра на уран с бавни неутрони (по него време най-тежкият елемент от периодичната система), установил, че се образуват нови неизвестни по-рано изотопи.

През 1938 г. Ж. Кюри и Савич установили, че един от тези изотопи прилича много на лантана и не може да бъде отделен от него чрез никакви химични методи. Те обаче не се решили да отъждествят този изотоп с лантана, тъй като последният се намира в средата на периодичната система, а по това време се е мислило, че новите изотопи, които се образуват от урана при улавяне на един неутрон, трябва да имат маса, по-голяма от урана — да бъдат трансуранови. През есента на 1938 г. немските радиохимици О. Хан и Щрасман открили в про-

дуктите, получени от облъчването на урана с топлинни неутрони, изотоп на бария.

В началото на 1939 г. Л. Майтнер и Фриш изказали предположението, че под действието на бавни неутрони ядрото на урана се разцепва на две части с различни маси. По-късните работи показали, че от двата основни изотопа на урана U^{238} и U^{235} *първият се дели само под действието на бързи неутрони,* докато *вторият се дели както под действието на бързи, така и на бавни, топлинни неутрони.*

Сега вече е известно, че *по принцип е възможно да се раздели всяко тежко ядро,* стига да му се придаде някаква минимална *енергия,* наречена *критична* (фиг. 703). Стойността на критичната енергия намалява с увеличаване масата на елемента. Величината $\frac{Z^2}{A}$ се нарича *параметър на делението.* Колкото параметърът на делението е по-голям, толкова ядрото се дели по-лесно. При достатъчно голям параметър делението може да се извърши и спонтанно — без външно въздействие.



Фиг. 703. Критична енергия на делението

Освен от неутрони делението на ядрото може да се предизвика и от деутерони, протони, α-частици, γ-лъчи или други тежки частици. Най-голямо практическо приложение намира делението под действието на неутрони.

Делението на ядрото наподобява разкъсването на водна капка (фиг. 704). Отначало вследствие на внесената енергия от частицата ядрото се деформира, след което се образуват редица междинни състояния и накрая под действието на електростатичните сили на отблъскване се разделя на две части, които се разлитат в различни посоки с голяма скорост (голяма кинетична енергия).

Под действие на топлинни неутрони се дели освен ядрото на $_{92}U^{235}$ още и $_{92}U^{233}$ и $_{94}Pu^{239}$. В естествения уран изотопът $_{92}U^{235}$ се съдържа с концентрация 0,712 %, а $_{94}Pu^{239}$ се получава от $_{92}U^{238}$ в ядрен реактор по следната реакция:

$$_{92}U^{238} + {}_{0}n^{1} \longrightarrow {}_{92}U^{239} \xrightarrow[T = 13{,}5 \text{ мин}]{\beta} Np^{239} \xrightarrow[2{,}3 \text{ д}]{\beta} Pu^{239}.$$

Нептун и плутон бяха първите *трансуранови елементи,* получени по изкуствен път. Плутонът е радиоактивен — изпуска α-частици и има период на полуразпадането $T = 24\,000$ г.

Изотопът U^{233} се получава по аналогичен начин:

$$_{90}Th^{232}\,(n,\gamma)_{90}\,Th^{233} \xrightarrow[23{,}5 \text{ мин}]{\beta} {}_{91}Pa^{233} \xrightarrow[27{,}4 \text{ д}]{\beta} {}_{92}U^{233}.$$

За протичането на тези две реакции са потребни мощни източници на неутрони, които могат да се получат само в ядрен реактор. Чрез тях-

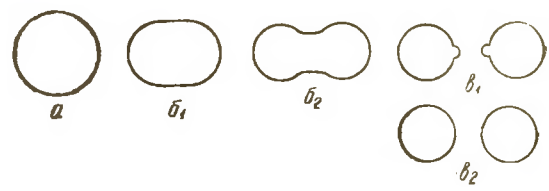
ното използуване е възможно, както ще се види по-късно, да се направят *реактори-размножители.*

Горните три изотопа могат да се делят и под действие на бавни неутрони. Под действие на бързи неутрони с енергия над 1 *мгев* се делят още и U^{238}, Th^{232}, Pa^{231} и Np^{237}.

Изотопът U^{238} се дели само под действието на бързи неутрони, защото неговата критична енергия на делението е 7 *мгев*, а енергията на възбуждане, която се получава при улавянето на бавен неутрон от U^{238}, е 6 *мгев*, т. е. не достига 1 *мгев*. Тази енергия трябва да се достави отвън от падащия неутрон под формата на негова кинетична енергия. Затова падащият неутрон трябва да бъде бърз, с енергия най-малко 1 *мгев*.

Критичната енергия на делението на U^{235} е 6,6 *мгев*, а енергията на възбуждането, която се получава при залавянето на бавен (топлинен) неутрон от U^{235}, е 6,8 *мгев*, т. е. тя е достатъчна да предизвика деление на ядрото на U^{235}.

Улавянето на неутроните в зависимост от тяхната енергия може да се раздели на три области. Първата обхваща неутрони с енергия, помалка от 0,3 *ев*, като обхваща и цялата топлинна област, в която сечението на поглъщането на неутроните за всички ядра е обратно пропорционално на тяхната скорост. Това е областта $\frac{1}{v}$. След нея, особено за тежките ядра, се наблюдават резки максимуми на неутронните сечения (резонанси). Тези области се наблюдават за неутрони с енергия от 0,1 до около 10 *ев*. За енергии, които са по-големи от резонансните, сечението на поглъщане е малко за всички ядра.



Фиг. 704. Схематично изобразяване делението на ядрото

а — нормално състояние на ядрото, *б*, и *б*, — възбудени състояния на ядрото, *в*, и *в*, — парчета от делението

Трябва да се отбележи, че около 16 % от погълнатите неутрони при U^{235} и 35 % при Pu^{239} не предизвикват деление, като излишната им енергия се излъчва под формата на γ-квант (радиационно улавяне).

В повечето случаи, когато се делят тежки ядра, се образуват парчета обикновено с нееднакви маси — например 95 и 140 — и нееднакъв електричен товар. На фиг. 705 са показани разпределението по маса на парчетата, получени при делението на U^{235}. При делението на Pu^{239} и U^{238} се получават почти същите криви. Получените от делението парчета са нестабилни. Те притежават повече неутрони, отколкото съответните им стабилни изотопи. Така например отношението на протоните към неутроните за междинното ядро (U^{236}) е 1,57. Когато това ядро се раздели, получават се парчета с приблизително същото съотношение на протоните към неутроните, докато това отношение за стабилните изотопи, които отговарят на тези парчета, е 1,3 до 1,4. Този излишък от

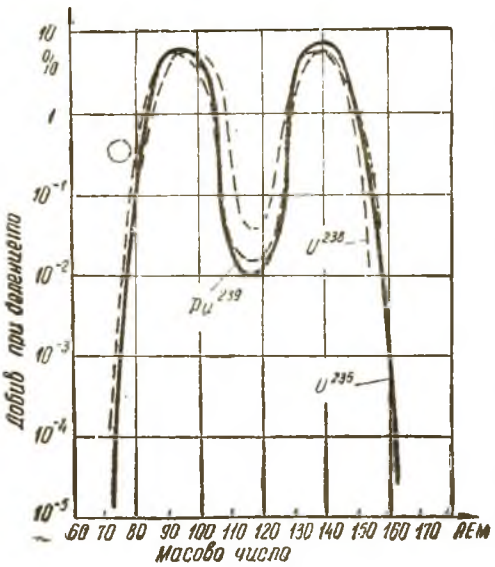
неутрони се премахва, от една страна, като се излъчват неутрони, а от друга, чрез β-радиоактивно разпадане, което е еквивалентно също на загубването на неутрони, тъй като всяка β-частица се излъчва при превръщане на неутрона в протон.

Най-вероятното разпадане на U^{235} е следното:

$$_{92}U^{235} + {}_{0}n^{1} \longrightarrow {}_{38}Sr^{94} + {}_{54}Xe^{140} + 2{}_{0}n^{1}.$$

Получените два продукта при тази реакция са радиоактивни. По-нататък Xe^{140} (с $\frac{N}{Z} = 1{,}6$) чрез четири β-разпада се превръща в устойчивия изотоп $_{58}Ce^{140}$ с $\frac{N}{Z} = 1{,}4$:

$$_{54}Xe^{140} \xrightarrow[16\,сек]{\beta} {}_{55}Cs^{140} \xrightarrow[66\,сек]{\beta} {}_{56}Ba^{140} \xrightarrow[12{,}8\,д]{\beta} {}_{57}La^{140} \xrightarrow[40\,ч]{\beta} {}_{58}Ce^{140}.$$



Фиг. 705. Разпределение по маса на парчетата, получени при делението на U^{235}, U^{238} и Pu^{239}.

Възможни са и други реакции за разпадане на продуктите от делението.

Енергията, която се отделя при разцепването на U^{235}, може да се определи, като се знае, че за U^{235} енергията на свързването на един нуклеон е 7,6 *мгев*, а енергията на свързване на един нуклеон в парчетата, получени при делението (Sr^{94} и Xe^{139}), е средно 8,45 *мгев*, т. е. с разлика 0,85 *мгев*. Броят на нуклеоните, които участвуват в ядрената реакция, е $235 + 1 = 236$, следователно разликата в енергията на свързването преди и след реакцията е $236 \cdot 0{,}85 = 200$ *мгев*. В парчетата нуклеоните са по-близко един до друг, в резултат на което се получава енергията, отделена при разцепването.

Отделената енергия при разцепването се разпределя между получените продукти приблизително по следния начин:

1. Леки парчета (под форма на кинетична енергия)	100 *мгев*
2. Тежки парчета	62 „
3. Неутрони	6 „
4. Гама-кванти	6 „
5. Неутрино	11 „
6. При β-разпадането на радиоактивните парчета	5 „
7. При γ-излъчването на радиоактивните парчета	5 „
	195 *мгев*

След като се разделят всички ядра в 1 *г* уран, се освобождава толкова енергия, колкото ако се изгорят 2,5 *т* въглища — около 22 000 *квтч* енергия.

Началната скорост на парчетата при делението е приблизително 10^9 *см сек*$^{-1}$.

Независимо от тази много голяма скорост вследствие на силната им йонизационна способност техният пробег е малък. Например те се задържат напълно от алуминиева пластинка с дебелина 0,0127 *мм*. Това има голямо значение при конструирането на ядрени реактори. Урановите пръчки се обвиват с алуминиева тръба, която задържа всички парчета, получени при делението. Не могат да се задържат само γ-лъчите, чиято максимална енергия е 2,9 *мгев*. Затова за защитата при работа с ядрен реактор важно значение имат енергията на γ-лъчите и на неутроните.

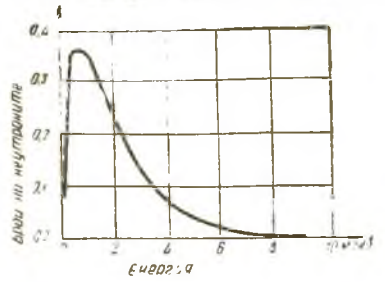
§ 390. Верижна реакция

Важна роля при осъществяването на верижната реакция имат освободените неутрони при делението. Средният брой ν на неутроните, които се изпускат при един акт на деление, за различните ядра е посочен в табл. 50.

Отделените неутрони имат различна енергия — от 0 до 9 *мгев* (фиг. 706). Най-голям е броят на неутроните с енергия 0,7 *мгев*. Оттук е ясно, че освободените неутрони при един акт на деление могат да се използуват по-нататък, за да предизвикват ново деление и по този начин да се осъществи самоподдържаща се верижна реакция.

Таблица 50

Брой	Ядро		
	U^{233}	U^{235}	U^{239}
ν	2,6	2,5	3,0



Фиг. 706. Енергетичен спектър на неутроните, получени при делението на урана

В естествения, в природния, уран такава реакция не може да настъпи, тъй като U^{238} поглъща силно неутроните и особено тези с енергия от 7 до 200 *ев* (резонансна област), без да се дели. Изотопът U^{238} се дели само под действието на бързи неутрони, а U^{235} се дели с по-голяма вероятност от топлинни неутрони.

За да може да протече верижна реакция в естествен (природен) уран, в който съдържанието на U^{238} е 140 пъти по-голямо от това на U^{235}, неутроните, освободени от разделянето на ядрата, трябва да се забавят до такива скорости, при които сечението на поглъщането им с деление от U^{235} да бъде най-малко 140 пъти по-голямо от сечението на залавянето им от U^{238} без деление. Това сечение може да се увеличи, като неутроните се забавят до топлинни скорости.

Неутроните могат да се забавят, като се удрят в ядрата на урана. Но в такъв случай те трябва да преминат през резонансната област, което не може да стане, тъй като те ще се погълнат и топлинни неутрони няма да се получат.

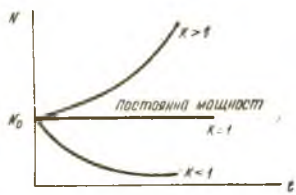
За да се намали вероятността за резонансно поглъщане на неутроните от ядрата на U^{238}, с което се създава възможност да се забавят до топлинни скорости, при които те могат да предизвикват верижни реакции, природният уран се смесва с подходящо вещество, което добре забавя неутроните, а ги поглъща съвсем слабо. Такива вещества се наричат *забавители.*

Нека се предпвложи, че пръчки от уран са поставени в забавител на някакво ризстояние една от друга. Тогава излъчените бързи неутрони попадат в забавителя, намаляват своята скорост до топлинна и отново попадат в урнновите пръчки, в които вероятността да се погълнат от U^{235} и да предизвикат ново деление е много голтма, а тази да се заловят от U^{238} без деление е много малка.

Друг начио да се избегне поглъщането на неутроните от U^{238} е да се намали неговото съдържанне а да се увеличи това на U^{235}. Такъв уран се нарича *обогатен* на U^{235}.

§ 391. Коефициент на размножението

Верижна реакция може да се осъществи, ако най-малко по един неутрон, освободен при разделянето на едно ядро, предизвиква по-нататък ново деление. Отношението на броя на неутроните в кое да е поколение към броя на неутроните от по-предното поколение се нарича *коефициент на размножението* (k). Ако $k<1$, верижна реакция не може да настъпи. Процесът на делението постепенно спира (фиг. 707). В случая, когато $k=1$, реакцията протича равномерно, с постоянна скорост, а верижната реакция настъпва при $k>1$. При нея плътността на неутроните, а оттам и броят на разделените ядра и освободената енергия непрекъснато растат. *Система* с $k<1$ се нарича *подкритична,* с $k=1$ — *критична и* с $k>1$ — *надкритична.*



Фиг. 707. Ход на верижната реакция в зависимост от k

Нека се разгледа от кои фактори зависи коефициентът на размножението при ядрен реактор с естествен уран и със забавител. Затова нека се предположи, че уранът със забавителя представляват безкрайно голяма система. При това условие всички освободени неутрони остават вътре в нея. Нека се предположи още, че в някой момент в тази система се намират и бързи неутрони, които са се получили в резултат на делението на U^{235} под действие на топлинни неутрони (всички неутрони, получени в момента на делението, са бързи). Нека се проследи по-нататъшната съдба на тези неутрони. Някаква част от тях, които притежават енергия над 1 *мгев*, са способни да предизвикат деление освен на U^{235}, но и на U^{238}, така че част от бързите неутрони ще предизвикат нови деления, преди още да са се забавили до топлинни.

Понеже при делението на едно ядро се отделят повече от един неутрон, общият брой на бързите неутрони ще нарасне ε пъти, т. е. в

системата има вече n-ε бързи неутрона. Тези бързи неутрони по-нататък се забавят до топлинни, като в процеса на забавянето част от тях се поглъщат било от урана, без да предизвикат ново деление, или от забавителя и само p-та част от тях достигат до топлинни скорости. Тук p е вероятността един бърз неутрон да се забави до топлинен, без да се погълне, без да предизвика деление. Поради това неутроните с топлинна скорост ще останат $n\varepsilon p$. От тях някаква част ще се погълнат от забавителя, без да предизвикат деление, друга от охладителя, трета от конструктивните елементи на реактора и т. н., а само f-та част ще се погълне от ядреното гориво.

Ако всички погълнати неутрони от атоми на U^{235} предизвикват тяхното разделяне, броят на новополучените бързи неутрони се намира, като броят на топлинните неутрони $n\varepsilon pf$ се умножи с броя на неутроните ν, които се отделят при разцепването на едно ядро. В действителност някаква част от топлинните неутрони претърпяват радиационно улавяне по реакцията U^{235} (n,γ) U^{236}, без да предизвикват ново деление. Затова броят на освободените бързи неутрони, които се получават средно на всяко поглъщане (със или без разделяне), е η, което е по-малко от ν (за U^{235} $\eta = 2{,}11$, за Pu^{239} $\eta = 1{,}94$). Следователно при поглъщането на $n\varepsilon pf$ топлинни неутрона ще се получат второ поколение бързи неутрони $n' = n\varepsilon pf\eta$.

Коефициентът на размножението в този случай е

$$k_\infty = \varepsilon pf\eta.$$

Индексът ∞ означава, че се отнася за система с безкрайни размери.

За система с крайни размери някаква част от неутроните излизат извън нея и действителният коефициент на размножението е

$$k = k_\infty \varkappa = \varepsilon pf\eta\varkappa.$$

Стойностите на величините ε, p, f и η зависят от физичните свойства на системата и сеченията на взаимодействието на неутроните с елементите, от които е изградена системата. Тук ε и η се определят от свойствата на горивото, а p и f се изменят в зависимост от геометричните размери на реактора, състава и отношението между забавителя и горивото.

Коефициентът $\varkappa$ расте заедно с увеличаване размерите на реактора. Съществува обаче минимална, *критична маса*, под която верижната реакция е невъзможно да протече. Критичните размери на реактора могат да се намалят, като активната зона се обгради със специално вещество, което отразява част от неутроните обратно.

При по-продължителна работа на реактора в него се натрупват твърде много остатъци от горенето, които поглъщат неутроните, без да се предизвиква деление, а и самото гориво намалява. За да се коригира това увеличение на безполезното поглъщане на неутроните, първоначално реакторът трябва да се направи с $k \gtrapprox 1$, т. е. да бъде в надкритичен режим.

Нека се разгледа какви процеси настъпват в надкритично състояние.

Когато $k > 1$, броят на топлинните неутрони от следващото поколение нараства с $\Delta n' = kn - n = (k-1)\,n = \beta\, n$. Нека τ е времето на живот на един неутрон — времето от неговото раждане до неговото поглъщане. Тогава за време Δt ще се раждат $\frac{\Delta t}{\tau}$ поколения неутрони. Първоначалните n топлинни неутрона за време Δt ще нараснат с

$$\Delta n = \beta n \frac{\Delta t}{\tau}.$$

Като се интегрира това равенство, получава се, че броят на топлинните неутрони нараства с времето съгласно равенството

$$n = n_0 e^{\beta \frac{t}{\tau}},$$

където n_0 са топлинните неутрони в началния момент, а n — след време t.

§ 392. Мигновени неутрони

Това са неутрони, които се раждат за време около 10^{-14} *сек* от момента на делението и след около 0,001 *сек* те се поглъщат отново. Тяхното време на живот е $\tau = 0{,}001$ *сек*. Ако $k = 1{,}005$ ($\beta = 0{,}005$), броят на мигновените неутрони нараства на $\frac{n}{n_0} = e^{0{,}005 \frac{1}{0{,}001}} \doteq 150$ пъти за една секунда. Следователно този процес протича много бързо.

Реакторът, за да работи с постоянна мощност, трябва, след като неутроните достигнат желаната концентрация, по-нататък техният брой да остава постоянен ($k = 1$). За тази цел вътре в реактора се поставя вещество под формата на пръчки, което поглъща силно топлинните неутрони (кадмий, бор). Колкото количеството на това вещество е по-голямо, толкова повече се поглъщат неутроните, а оттам се изменя и k. Когато кадмиевите пръчки се изваждат или вкарват вътре в реактора, изменя се k или все едно регулира се мощността на реактора.

За да се поставят или изваждат пръчките обаче, е потребно някакво време и ако размножението става само с мигновени неутрони по горепривedената експоненциална формула, реакторът може да се регулира много трудно. Обаче регулирането мощността на реактора се улеснява много от *закъсняващите неутрони*. Това са неутрони, които се отделят след около 0,6 до 80 *сек* от делението средно след време $\tau = 12{,}9$ *сек*. Процентът на тези закъсняващи неутрони спрямо общия брой на отделените неутрони е около 0,73 %. Коефициентът на размножението следователно може да се разложи на две компоненти, едната за мигновени неутрони — 99,27 %, а другата — за закъсняващи неутрони — 0,73 %:

$$k = 0{,}9927\, k + 0{,}0073 k = k_1 + k_2.$$

Ако $k_1 = 0{,}9927$ $k > 1$, мигновените неутрони се увеличават експоненциално, много бързо и се казва, че практически размножението става с мигновени неутрони. Този режим не е желателен, тъй като мъчно се регулира. Общият коефициент на размножението за реактора трябва да бъде по-голям от единица ($k \geqq 1$), но този за мигновените неутрони трябва да бъде по-малък от единица $0{,}9927\, k < 1$ или $k < \frac{1}{0{,}9927} = 1{,}0073$. Тогава k трябва да лежи в границите

$$1{,}0000 \leqq k \leqq 1{,}0073.$$

В този случай нарастването на неутроните се определя от закъсняващите неутрони, които имат голямо време на живот ($\tau = 12{,}9$ *сек*), и по този начин реакторът лесно може да се регулира, като се поставят и изваждат кадмиеви пръчки.

§ 393. Ядрен реактор

Ядреният реактор е устройство, чрез което се регулира скоростта на верижната реакция на делението. Неговите основни съставни части и показатели са: *гориво* (веществото, което се дели и дава енергия — чист U^{235} и Pu^{239}, обогатено гориво, естествен уран във вид на метал или химично съединение); *разположение на горивото* (обемна решетка, решетка с пръти, хомогенно разположение на горивото във вид на разтвор или суспензия); *забавител* (тежка или лека вода, графит, берилий); *охладител* (вещество, което пренася отделената енергия — тежка или обикновена вода, газ, течни метали, Na, K); *система за регулиране на мощността*; *защита*, която предпазва от радиоактивното излъчване, получено при делението. В зависимост от вида на горните елементи се различават и няколко типа реактори.

Освен по горните показатели реакторите могат да се разделят още на *реактори с топлинни неутрони, реактори с бързи неутрони* и *реактори с междинни неутрони.*

Управлението на реактора сега е напълно автоматизирано. Неутронният поток, а оттам и мощността се измерват чрез йонизационни камери, напълнени с газ BF_3 (или на чиито електроди е нанесен B^{10} или U^{235}), които силно поглъщат неутроните.

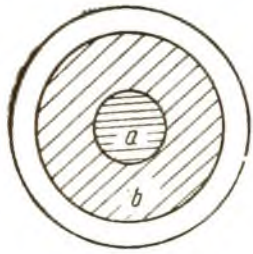
В течение на работата на реактора в него се натрупват остатъци от делението, които води до *отравяне на реактора*, тъй като те силно поглъщат неутроните. Чрез изваждане на регулиращите пръти плътността на неутронния поток се поддържа на потребното ниво. След някое време отравянето става толкова силно, че не може да се компенсира, като се изваждат регулиращите пръти. Затова по-нататък трябва да се извади горивото, да се очистят натрупалите се продукти на делението и то отново да се постави в реактора.

Към продуктите на делението, които силно поглъщат неутроните, се отнасят Rn^{103}, X^{131}, X^{133}, Nd^{143}, Sm^{149}, Sm^{151}, Eu^{151}, Eu^{152}, Eu^{153}, Gd^{155}.

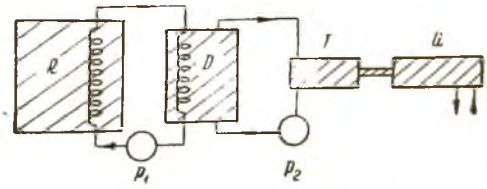
Особено перспективни са *реакторите-размножители* (*бридер-реактори*). При тях се използува радиационното улавяне на неутроните от ядрата на U^{238} или Th^{232}, в резултат на което се получава ново гориво — Pu^{239} и U^{233}.

В уран-графитовите реактори с топлинни неутрони при разделянето на 1 *кг* U^{235} се получава около 500 *г* плутон.

Ако се използува като гориво уран, обогатен на U^{235}, и се премахне забавителят, могат да се създадат условия верижната реакция да протече под действието на бързи неутрони. Около активната зона на такъв реактор (фиг. 708) се поставя U^{238} или Th^{232}. При един акт на деление се отделят средно 2,5 вторични неутрона. Един от тях се поглъща в активната зона и поддържа верижната реакция, а останалите излитат извън активната зона, поглъщат се от външния слой, вследствие на което се образува Pu^{235} и U^{233}. Теоретично при един акт на деление могат да се получат средно 1,5 нови ядра, т. е. повече, отколкото са изгорели. Следователно тук е възможно да се осъществи възпроизводство на ядреното гориво. Сега се извършват усилени изследвания за намиране на най-подходящ тип реактор-размножител. На фиг. 709 е показана принципна схема на ядрен реактор, използуван за получаване на електроенергия.



Фиг. 708. Схема на реактор-размножител
a — активна зона, *b* — възпроизвеждаща зона



Фиг. 709. Схема на атомна електростанция
R — реактор, P_1, P_2 — помпи, *D* — парогенератор, *T* — парна турбина, *G* — генератор за електроенергия

§ 394. Термоядрена реакция

При разделянето си всички тежки ядра отделят енергия. Колкото е по-тежко ядрото, толкова отделената енергия е по-голяма. Леките ядра също могат да бъдат източници на енергия, само че при тях енергията се получава, когато две леки ядра се сливат в едно. Колкото ядрата, които се сливат, са по-леки, толкова отделената енергия е по-голяма.

За да могат две леки ядра да се слеят, те трябва да се доближат на такова разстояние едно до друго (около 10^{-12} *см*,), при което за-

почват да действуват ядрените сили на привличане. За да се доближат до тези разстояния, трябва да се преодолеят отблъсквателните електростатични сили. Затова те трябва да притежават голяма кинетична енергия. Пресмятанията показват, че леките ядра трябва да се нагреят до десетки и стотици милиони градуси, за да получат потребната им кинетична енергия, за да могат да преодолеят електростатичните сили на отблъскване — *потенциалната бариера*. Дори най-лекото ядро на водорода при температури 10 до 100 милиона градуса има кинетична енергия, няколко пъти по-малка от тази, която е потребна, за да се преодолее потенциалната бариера, но независимо от това за сметка на тунелния ефект тя е достатъчна за ефективно протичане на ядрената реакция. Поради това, че реакциите, които водят до сливане на леки ядра, протичат при високи температури, те се наричат *термоядрени*. Получаването на такива високи температури, потребни за термоядрените реакции, стана възможно, след като бяха открити верижните реакции и бе конструирана атомната бомба, в която уранът се разцепва почти мигновено. При температурата на ядрения взрив в атомната бомба е възможно да протече само следната термоядрена реакция:

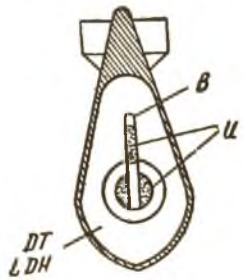
$$_1D^2 + {}_1T^3 \longrightarrow {}_2He^4 + {}_0n^1 + 17{,}6 \text{ } мгев.$$

Но тъй като тритият се получава много трудно, горната реакция се явява само промеждутъчно звено на термоядрения взрив (водородната бомба). След като протече горната реакция, температурата се повишава още повече и е възможно да протекат и други реакции на сливане, например

$$D\,(d, p)\,T \quad \text{или} \quad {}_3Li^6\,(n, \alpha)\,T,$$

които служат за получаване на ново количество тритий. Температурата се повишава още повече — до около $3 \cdot 10^8$ градуса, при която се оказва възможно да протече следната високоенергетична реакция:

$$_3Li^6 + {}_1D^2 \longrightarrow 2\,{}_2He^4 + 22{,}4 \text{ } мгев.$$



Фиг. 710. Схема на водородна бомба
B — взрив; *U* — уран; *DT* — деутерий—тритий; *LDH* — литий + деутерий + водород

В първата водородна бомба (1952 г.) е била използувана само реакцията $_1D^2 + {}_1T^3 \longrightarrow {}_2He^4 + {}_0n^1 + 17{,}6$ *мгев*, а в следващите термоядрени взривове се използува $_3Li^6D$, който под действие на неутроните, освободени при атомния взрив, дава тритий. От своя страна тритият взаимодействува с деутерия, а при още по-високи температури литият направо взаимодействува с деутерия. На фиг. 710 е показана схема на водородна бомба. За да се увеличи още повече мощността на водородната бомба, в нея се внася и допълнително количество U^{238}, който се дели под действието на бързите неутрони, получени при термоядрените реакции. При използуване и на U^{238} реакцията протича по следната схема:

деление — синтез — деление..

Засега термоядрената реакция се осъществява само под формата на взрив, като протича за време, по-малко от 1 *мксек*. Понастоящем се провежда усилена изследователска дейност от много учени в цял свят и с големи капиталовложения за осъществяването на *управляеми термоядрени реакции*. Трудността да се постигне такава реакция се състои в получаването и още повече в поддържането на такава висока температура. Засега най-перспективната насока е използуването на силни токове — до 2 *мга*, които протичат през разреден деутерий. При тези силни токове газът вътре в тръбата се йонизира напълно. Получават се голи ядра и електрони. Такъв напълно йонизиран газ се нарича *плазма*.

Токът, който протича през плазмата, може да се смята, че се състои от много успоредни един на друг токове, които имат еднаква посока. Между тези токове действуват сили на привличане и понеже токовете са много силни, също и тези сили на привличане са много големи. Под тяхното действие газовата плазма се свива в тънък шнур, който протича само в средата на тръбата и е отделен от нейните стени. По този начин плазмата се нагрява силно и същевременно се изолира топлинно от стените. Така засега са получени температури до около 8 милиона градуса, като има основание да се предполага, че при тях са наблюдавани и термоядрени реакции. Осъществяването на управляема термоядрена реакция ще даде на човечеството практически неограничени количества енергия.

— През последните две десетилетия бяха създадени теории за обясняване произхода на слънчевата и звездната енергия чрез термоядрени реакции, които протичат в тях. Според съвременните астрофизични възгледи звездите са се образували вследствие взаимното привличане под действието на силите на тежестта на частици на разреден студен газ, който е изпълвал космичното пространство. При това привличане обаче се е отделяла топлина, която нагорещявала централната част до висока температура, при която става възможно да протича термоядрена реакция и вътре в телата да се сливат леките ядра.

Съставът на Слънцето, както и на много други небесни тела, изследван чрез спектрален анализ, показва, че те се състоят от водород (80 %) и хелий (20 %). Въглерод, кислород и азот общо съставят по-малко от 1 %. Това дава право да се предполага, че водородът в звездите се превръща непрекъснато в хелий, при което се отделя достатъчно топлина, която поддържа високата им температура.

За превръщането на водорода в хелий са предложени два цикъла:

1. *Протонно-протонен*, предложен от Бете и Кригфилд в 1938 г.

$$2\,({}_1H^1 + {}_1H^1 \longrightarrow {}_1D^2 + e^+ + \nu)$$

$$2\,({}_1D^2 + {}_1H^1 \longrightarrow {}_2He^3 + \gamma)$$

$$2_2He^3 \longrightarrow 2_1H^1 + {}_2He^4.$$

В резултат на този цикъл 4 протона ($_1H^1$) се съединяват в едно ядро хелий ($_2He^4$), при което се освобождава енергия около 25 *мгев.* Този цикъл се осъществява на Слънцето и на някои не много „горещи" звезди.

2. В много горещите звезди се осъществява друг цикъл, наречен *въглеродно-азотен* (предложен от Бете в 1939 г.):

$$_6C^{12} + {}_1H^1 \longrightarrow \gamma + {}_7N^{13} \longrightarrow \beta^+ + \nu + {}_6C^{13}\,(p,\gamma)\,{}_7N^{14}\,(p,\gamma)\,{}_8O^{15}$$

$$_8O^{15} \longrightarrow {}_7N^{15} + \beta^+ + \nu;\quad {}_7N^{15} + {}_1H^1 \longrightarrow {}_6C^{12} + {}_2He^4.$$

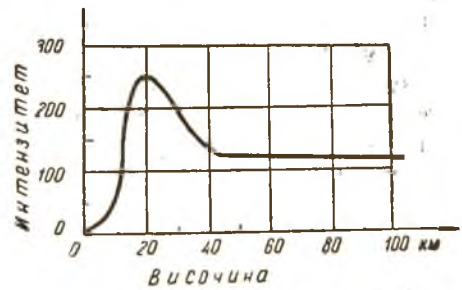
Различните междинни ядра в горните реакции играят ролята на катализатори ($_6C^{12}$) или междинни продукти, като тяхното количество вследствие процеса на превръщането не се изменя. На всеки 4 *г* получен хелий се освобождава около 700 хиляди *квтч* енергия.

XLVII. ЕЛЕМЕНТАРНИ ЧАСТИЦИ

§ 395. Космични лъчи

Отдавна е било забелязано, че натоварен електроскоп, когато се остави по-дълго време, той постепенно губи товара си. По-късно това явление било наблюдавано и при йонизационни камери — при липса на външна йонизираща причина през нея протича слаб йонизационен ток. Гайгер-мюлеровите броячи винаги имат някакъв фон — известен брой йони и без радиоактивен източник.

Първоначално това явление са обяснявали с наличието на радиоактивни вещества в почвата и атмосферата. Направените опити с камери, издигани на различни височини, показали, че вместо йонизационният ток да намалява, когато височината нараства, той се усилва, като на 9 *км* се оказва, че е 40 пъти по-голям, отколкото на морско ниво.



Фиг. 711. Зависимост на интензивността на космичното лъчене от височината

За да обяснят това явление, предположили, че в земната атмосфера навлизат от Космоса лъчи, които затова били наречени *космични лъчи*, които притежават свойството да йонизират. Техната интензивност намалява с доближаване до земната повърхност.

Проведените по-късно изследвания със самопишещи електрометри, издигнати с балони-сонди, показали, че йонизационният ток расте до височина около 20 *км*, а след това намалява до към 50 *км*. На фиг. 711 е показана кривата, която представя зависимостта на интензитета на космичните лъчи от височината. Кривата расте стръмно до 20 *км*, след това

слабо спада и от около 50 *км* остава постоянна. Йонизацията, предизвикана от космичните лъчи, се наблюдава и до 1000 *м* под водата, което говори за тяхната много голяма проникателна способност.

Космичните лъчи се разделят на *първични* и *вторични*. Първичните космични лъчи идват от космичното пространство и достигат до височина около 25—30 *км*. Те се състоят предимно от протони (91,5 %) и α-частици (7,8 %). Ядрата на останалите елементи съставят около 1 %, като те притежават голяма енергия. Средната енергия на отделната частица от първичните космични лъчи е 10^{10} *ев* (10^4 *мгев*). Срещат се и частици с фантастично голяма енергия — до 10^{19} *ев* (10^{13} *мгев*). Колкото е по-голяма енергията на частиците, толкова те се срещат по-рядко. Потокът на падащите частици от първичните космични лъчи е еквивалентен на ток от 0,1 *а*. Още не е обяснено задоволително получаването на частици с толкова голяма енергия.

Според една от предложените хипотези космичните частици се ускоряват от електромагнитното поле, което възниква около звездите вследствие на тяхното въртене и вследствие на несъвпадението на географските и магнитните им полюси. Всяка въртяща се звезда може да се разглежда като грамаден бетатрон, в който се ускоряват космичните частици.

Когато частиците от първичните космични лъчи падат в земната атмосфера, още в най-високите ѝ слоеве те се сблъскват с ядра на атомите, които влизат в състава на атмосферата и вследствие на това много малка част от тях стигат до повърхността на Земята. Под тяхно действие се образуват около една двойка йони в 1 $см^3$ за 1 *сек*.

Понеже енергията на първичните космични лъчи е много голяма, техните удари с атомите на въздуха довеждат до разцепване на атомните ядра, при което се отделят неутрони, протони, α-частици, електрони и други натоварени частици.

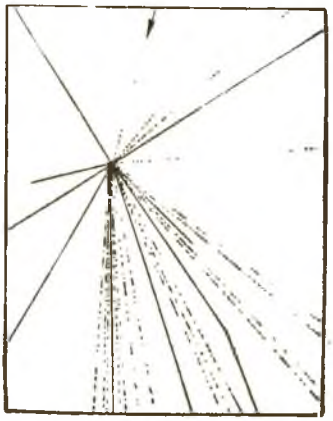
При по-новите изследвания на космичните лъчи с по-съвършени технически уреди се откри, че при удара на космичните лъчи в ядрата се образуват нови частици, които не се съдържат в атомното ядро. Тези частици били наречени *мезони* и *хиперони*. Мезоните (по гръцки μεσος значи среден) са частици, които имат маса, между масата електрона и протона. Тя е равна приблизително на 200—300 пъти масата на електрона. Товарът им е равен на товара на електрона (e).

Установено е, че съществуват няколко вида *мезони*: π-мезони, които се явяват първични и могат да бъдат *положителни* (π^+), *отрицателни* (π^-) или *неутрални* (π^0), всички с маса, около 280 пъти по-голяма от масата на електрона. Установено е, че π-мезоните не могат да живеят (съществуват) дълго. След около 10^{-8} *сек* от момента на тяхното раждане (образуване) натоварените π-мезони се разпадат на по-леки мезони, наречени *μ-мезони*, с маса, около 215 пъти по-голяма от масата на електрона, и с товар, еднакъв с тоя на разпадащия се π-мезон и неутрино; също и μ-мезоните са неустойчиви и се разпадат ($T = 2{,}2 \cdot 10^{-6}$ *сек*) на електрон и две частици неутрино. Разпадането на π-мезоните има следния ход:

$$\pi^{\pm} \longrightarrow \mu^{\pm} + \nu \longrightarrow {}_{+}e + \nu + \nu.$$

При удар с ядрото π-мезоните могат да предизвикат ядрени реакции, докато μ-мезоните не предизвикват ядрени реакции.

Хипероните (по гръцки хипер значи свръх) са частици, чиято маса е по-голяма от масата на протона. Те са също неустойчиви и се разпадат на мезони и нуклеони (протони или неутрони). Чрез метода на дебелите фотоемулсии било открито, че ядрото на среброто ($Z = 47$) под действие на отрицателните мезони може да претърпи взрив — разпада се на съставните си протони и неутрони. Във фотослоя се наблюдават техните 47 следи.



Фиг. 712. Електронно-ядрена лавина, предизвикана от космични лъчи

Под влияние на първичните космични лъчи в атмосферата се образуват значителен брой вторични частици с по-малка енергия (протони, неутрони, α-частици, електрони, позитрони, γ-кванти, различни видове мезони (π, μ, K) и хиперони (Λ, Σ, Ξ), които образуват *вторичното космично лъчение*. Често сблъскването на първичните космични лъчи става под формата на електронно-ядрена лавина (фиг. 712).

Вторичните космични лъчи се разделят на две *компоненти — мека* и *твърда*. Меката компонента се поглъща много лесно и се състои главно от електрони, позитрони и фотони. Твърдата компонента представлява μ-мезони, които се образуват главно при разпадането на π-мезоните. Голямата проникваща способност (до 1 *км* под Земята) на космичните лъчи се дължи главно на μ-мезоните.

Първичните космични лъчи, преди да попаднат на земната повърхност, трябва да преминат през обширното земно магнитно поле. Понеже те са поток от натоварени частици, върху тях действува магнитното поле на Земята. Магнитното поле не действува на натоварени частици, когато те се движат по направление на неговите силови линии. Земното магнитно поле прилича на поле, създадено от магнитен дипол, чиито полюси приблизително съвпадат с географските полюси на Земята. Следователно космичните частици (йони) се движат най-лесно, без да изпитват каквото и да е действие от страна на земното магнитно поле в полярните области (по направление на магнитните силови линии на земното магнитно поле). За да попаднат в екваториалната област на Земята, космичните частици трябва да имат достатъчно голяма енергия, понеже частиците с малка енергия се отклоняват към полюсите от земното магнитно поле.

Проведените измервания са потвърдили това геометрично явление, като показали, че интензивността на космичните лъчи на екватора е много по-малка, отколкото интензивността им в полярните области.

В интензивността на космичните лъчи се наблюдават *периодични* и *непериодични изменения*. Периодичните изменения са сезонни и дено-

нощни, а непериодичните зависят от изменението на магнитното поле на Земята, което от своя страна зависи от активността на Слънцето.

Космичните лъчи имат голямо значение за изучаване естеството на ядрата и свойствата на елементарните частици. При изучаването на космичните лъчи за пръв път бяха открити някои нови частици — позитрони, мезони, хиперони. Те са източници на частици с висока енергия, която е много по-голяма от енергията на ускорените частици дори в най-мощните лабораторни ускорители. По такъв начин те се явяват естествена лаборатория за изучаване взаимодействията между натоварени частици с голяма енергия и веществото и тяхното изследване допринася за изясняване естеството на ядрените сили — една от дълбоките тайни на природата.

§ 396. Елементарни частици

На редица места досега бяха споменавани и описани свойствата на някои от елементарните частици. Самото наименование елементарна частица показва, че това е частица, за която при съвременното състояние на познанията не може нищо да се каже за нейната вътрешна структура, не може да се раздели на по-прости съставни части. Това наименование е условно, тъй като много от частиците, които носят името елементарни, са също сложни образувания.

Цялото многообразие на веществения свят е изградено от три елементарни частици: *протони*, *неутрони* и *електрони*. Ядрото е изградено от протони и неутрони, а ядрата заедно с електроните образуват различните атоми. Атомите образуват молекули и т. н. Образуват се различни възли — *форми на съществуване на материята*.

Елементарните частици не са неизменни. При тях са възможни взаимни превръщания една в друга, без те да се съдържат едни в други.

Квантите на електромагнитното поле се разглеждат като своеобразни частици, които бяха наречени *фотони*. Те се явяват като агенти за пренасянето на енергия от една частица до друга или от едно тяло до друго. Фотоните нямат нито товар, нито маса в покой — *те не могат да съществуват в покой*.

Позитронът е друга елементарна частица, чието съществуване беше предсказано теоретично от Дирак (1928 г.) и след това тя бе открита в състава на космичното лъчение от Андерсон (1932 г.). *Позитронът е античастица на електрона*. Позитронът и електронът имат еднакви свойства с изключение на знака на товара им — електронът има отрицателен, а позитронът — положителен товар.

Взаимодействието между електрона и позитрона, между частицата и античастицата води до тяхната *анихилация* — до превръщането им в други частици — два γ-кванта:

$$_{+}e + _{-}e \longrightarrow 2\gamma.$$

Възможен е и обратният процес — раждането на двойка електрон-позитрон при взаимодействието на γ-кванта с веществото:

$$\gamma \rightleftarrows +e + -e.$$

Електронът и позитронът имат еднаква маса, която, изразена в енергетични единици ($E = mc^2$), е равна на 0,51 *мгев*, поради това раждането на двойка електрон-позитрон е възможно само от фотон, чиято енергия е равна или по-голяма от 1,02 *мгев*

Раждането на двойка електрон-позитрон не бива да се разглежда като разлагане, от което може да се заключи, че γ-квантът се състои от електрон и позитрон. *Това е превръщане*, тъй като електрон и позитрон не дават един, а два γ-кванта, всеки с енергия 0,51 *мгев*.

Неутриното е друга елементарна частица, чието съществуване беше допуснато при обяснение на β-разпада. Дълго време опитите да се открие тази частица и да се измери нейната маса не даваха положителни резултати Изследванията само показаха, че нейната маса не е по-голяма от 0,0005 от масата на електрона, което може да се изтълкува, че неутриното подобно на фотона не притежава маса в покой.

Понеже съществуват два вида β разпадания—при единия се отделя електрон, а при другия *антиелектрон* (позитрон), естествено беше да се допусне, че съществуват и два вида леки частици: *неутрино* (ν) и *антинеутрино* ($\tilde{\nu}$). Неутриното се получава при позитронния (β^+) разпад:

$$p \rightarrow n + e^+ + \nu,$$

а антинеутриното се излъчва при електронния (β^-) разпад:

$$n \rightarrow p + e^- + \tilde{\nu}.$$

Съществуването на неутриното бе потвърдено опитно през 1955 г., а антинеутриното засега е въведено само теоретично.

През 1955 г. беше открит от група американски физици начело със Сегре *антипротонът* ($\tilde{p}$), а в 1956 г. друга група американски физици откриха и *антинеутрона* ($\tilde{n}$), който се получава при взаимодействието на протона с антипротона:

$$p + \tilde{p} \rightarrow n + \tilde{n}.$$

Протонът се различава от антипротона по знака на товара си — протонът е натоварен положително, а антипротонът отрицателно, както и по знака на магнитните им моменти.

Неутронът се отличава от антинеутрона само по знака на магнитния си момент.

Античастиците не могат да съществуват дълго време, тъй като те се съединяват със съответните частици и анихилират. Протонът и антипротонът, както и неутронът и антинеутронът анихилират, в резултат на което се раждат някои видове мезони.

Други частици, за които бе споменато при космичните лъчи, са различните видове *мезони*. Така π-мезоните, наричани още *пиони*, са открити в 1947 г. в състава на космичните лъчи. Открити са π^+, π^- и π^0 мезони, първите два с маса 273 електронни маси и среден живот от порядъка на 10^{-8} *сек*, а последният с маса 265 електронни маси и средно време на живот $4\cdot10^{-16}$ *сек*. Пионите се разпадат на μ-мезони и неутрино.

След 1950 г. се появиха съобщения за откриването на все нови и нови частици. Откриха се някои разновидности на К-*мезоните* с маса около 965 електронни маси (K^+, K^-, K^0, $\widetilde{K}^0$) и някои разновидности на хиперони. Към тях се отнасят *неутралната ламбда-частица* (Δ^0), три вида *сигма-хиперони* (Σ^+, Σ^-, Σ^0) и *каскаден отрицателен кси-хиперон* (Ξ^-). Естествено трябва да се предположи, че съществуват и *антихиперони*.

Пред вид на такова голямо многообразие на елементарните частици възниква въпросът за тяхната класификация. Както и в периодичната система на елементите за класификацията на елементарните частици, може да се използуват техните маси.

По-долу е приведена една съвременна таблица за класификацията на елементарните частици.

§ 397. Вълнови свойства на частиците

При различните оптични явления светлината проявява своята двойнственост. От една страна, редица процеси могат да се обяснят, като се приеме, че светлината е вълнов процес с определена дължина на вълната λ. Други процеси могат да се обяснят задоволително само ако светлината се разглежда като поток от частици — фотони, които се схващат като порция, квант енергия, която е свързана с дължината на вълната. На фотона освен енергията $\varepsilon = h\nu$ се приписват още маса в движение $m = \frac{h\nu}{c^2}$ и импулс (количество на движението) $p = \frac{h}{c}$. Френският физик-теоретик Луи де Бройл в 1924 г. предложил тази двойнственост да се пренесе върху всички движещи се веществени частици, класификацията на които е дадена в табл. 51.

На всяка частица с маса m, която се движи със скорост v, се приписва дължина на вълната λ, *определена от равенството* $mv^2 = h\nu$ или $\left(\nu = \frac{v}{\lambda}\right)$:

$$\lambda = \frac{h}{mv}.$$

Тази зависимост е основна в новата *вълнова* или *квантова механика*.

Тази дължина на вълната е от порядък на дължината на вълната на рентгеновите лъчи, а както се видя, дължината на вълната на рентгеновите лъчи може да бъде измерена при тяхната дифракция от кристал. Следователно, ако тези представи за „вълни на частиците“ са верни, когато електронен сноп преминава или се отразява от кристал,

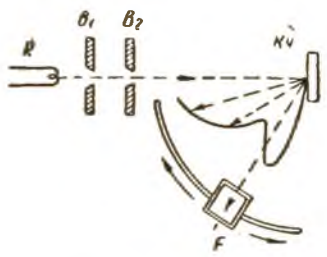
Таблица 51

Класификация на елементарните частици

Група		Наименование	Знак	Спин *s*	Маса в електронни маси	Време на живот в *сек*	Товар	Продукти на разпадането
		Фотон	γ	1	0	Стабилен	0	—
Лептони		Неутрино	ν	$^1/_2$	0	Стабилен	0	—
		Антинеутрино	$\tilde{\nu}$	$^1/_2$	0	"	0	—
		Позитрон	$e+$	$^1/_2$	1	"	0	
		Електрон	$e-$	$^1/_2$	1	"	0	—
		μ-мезони	$\mu+$	$^1/_2$	206,7	$2{,}22 \cdot 10^{-6}$	0	$e^+ + \nu + \tilde{\nu}$
			$\mu-$	$^1/_2$	206,7	$2{,}22 \cdot 10^{-6}$	0	$e^- + \nu + \tilde{\nu}$
Мезони		π-мезони	$\pi+$	0	273,2	$2{,}56 \cdot 10^{-8}$	0	$\mu^+ + \nu$
			$\pi-$	0	273,2	$2{,}56 \cdot 10^{-8}$	0	$\mu^- + \tilde{\nu}$
			π^0	0	264,2	$4 \cdot 10^{-16}$	0	$\gamma + \gamma$; $\gamma + e^+ + e$
		K-мезони	K+	0	966,5	$1{,}22 \cdot 10^{-8}$	0	$\mu + \nu$; $\mu + \nu + \pi^0$; $e + \nu + \pi^0$
			K−	0	966,5	$1{,}22 \cdot 10^{-8}$	0	$\pi \pm_1 + \pi^0$; $\pi \pm \pi+ + \pi-$; $\pi \pm + \pi^0 + \pi^0$
			K^0	0	965	$9{,}5 \cdot 10^{-11}$	0	$\pi \mp + e + \nu$; $\pi \mp + \mu + \nu$
			$\tilde{K}_0$	0	665	$3 \cdot 10^{-6}$	0	$\pi+ + \pi- + \pi^0$
Барioни и антибарioни	Нуклеони	Протон	p	$^1/_2$	1836,1	Стабилен	+1	
		Антипротон	$\tilde{p}$	$^1/_2$	1636,1	"	−1	
		Неутрон	n	$^1/_2$	1838,6	1040	0	$p + e^- + \tilde{\nu}$
		Антинеутрон	$\tilde{n}$	$^1/_2$	1838,6	1040	0	$\tilde{p} + e^+ + \gamma$
	Хиперони	Ламбда-частица	Λ	$^1/_2$	2182	$2{,}77 \cdot 10^{-10}$	+1	$p + \pi-$; $n + \pi^0$
		Сигма-частица	Σ^0	$^1/_2$	2325	$7{,}8 \cdot 10^{-11}$	+1	$p + \pi^0$; $n + \pi+$
			$\Sigma+$	$^1/_2$	2341	$1{,}58 \cdot 10^{-10}$	+1	$n + \pi-$
			$\Sigma-$	$^1/_2$	2324	10^{-11}	+1	$\Lambda^0 + \gamma$
		Каскадни кси-хиперони	Ξ	$^1/_2$	2585	$4{,}6 \cdot 10^{-10} : 2 \cdot 10^{-8}$	+1	$\Lambda^0 + \pi-$

също трябва да се наблюдава дифракция, от която може да се определи дължината на вълната, която съответствува на движещите се електрони. Това явление действително бе открито (1927 г.) от американските физици Девисон и Джермер.

Тяхната опитна постановка (фиг. 713) е подобна на опитната постановка за наблюдаване дифракция на рентгенови лъчи. От нагорещения катод K се отделят електрони, които, след като се ускорят от приложеното напрежение U и се пропуснат през две бленди B_1 и B_2 (за да се получи тънък сноп), падат върху повърхността на кристала $Кч$ под ъгъл φ. Интензитетът на отразените под различен ъгъл електрони се измерва с фарадеев цилиндър (F), свързан с галванометър. Измерванията показали, че действително съществува явлението дифракция и че дължината на вълната на електрона може да се пресметне от същото равенство на Вулф — Браг. Дифракцията на електрони може да се наблюдава и по метода на Лауе — като се пропусне тънък електронен сноп през кристална пластинка.



Фиг. 713. Опитна постановка на Девисон и Джемер за наблюдаване на дифракция на електрони

С изменение на скоростта на електрона се променя и неговата дължина на вълната. Скоростта на електрона зависи от ускоряващия потенциал U:

$$\frac{mv^2}{2}=eU,$$

откъдето

$$v=\sqrt{\frac{2eU}{m}}.$$

Като се замести тази стойност на v в основното равенство, се получава

$$\lambda=\frac{h}{\sqrt{2em}}\cdot\frac{1}{\sqrt{U}}$$

или като се заместят съответните числени стойности на величините, следва

$$\lambda=\frac{12.25}{\sqrt{U}} \qquad (\lambda, \text{ изразено в Å}, U - \text{във } в).$$

Проведените опити напълно потвърждават пресмятанията (табл. 52).

Таблица 52

Дължина на вълната (λ), която отговаря на електрони в зависимост от преминатата от тях потенциална разлика (U)

U във $в$	1	100	1000
λ в Å	12,25	1,225	0,39

Дифракционни картини са наблюдавани и от протони, неутрони, хелиеви атоми, водородни молекули, което е блестящо доказателство за справедливостта на идеите на де Бройл.

§ 398. Уравнение на Шрьодингер

Как могат да се съгласуват двете представи за частиците — от една страна, те са частици, които заемат определена част от пространството, а от друга — на тях се приписва определена дължина на вълната, която характеризира вълнов процес.

Ако вълновият процес, който се приписва на частицата, се характеризира с вълновата функция ψ, интензитетът на тази функция е равен на плътността на вероятността ψ^2 (вероятността да се намира в някой обем, разделена с този обем), частицата да се намира в това място на пространството.

Вълновата функция ψ се намира, като се реши *уравнението на Шрьодингер*. Уравнението на вълнов процес с дължина на вълната λ, който се разпространява по направление само на оста X, е

$$\psi = a \sin 2\pi\left(\frac{t}{T} - \frac{x}{\lambda}\right).$$

Втората производна на ψ по отношение на променливата x е

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} = -\frac{4\pi^2}{\lambda^2} a \sin 2\pi\left(\frac{t}{T} - \frac{x}{\lambda}\right),$$

или

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} = -\frac{4\pi^2}{\lambda^2}\psi.$$

Според де Бройл

$$\lambda = \frac{h}{mv},$$

в което, като се замести v, определено от равенството

$$K = \frac{mv^2}{2},$$

се получава

$$\lambda = \frac{h}{\sqrt{2mK}}.$$

Тази стойност на λ са замества в по-горното уравнение и то придобива вида

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} + \frac{8\pi^2 m}{h^2} K\psi = 0.$$

Получава се уравнение, подобно на уравнението на Шрьодингер, за материална точка, която се движи постъпателно по направление на оста X.

Ако движението се извършва във всички посоки и се замени кинетичната енергия чрез разликата между общата E и потенциалната енергия U, се получава уравнението на Шрьодингер

$$\frac{\partial^2\psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2\psi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2\psi}{\partial z^2} + \frac{8\pi^2 m}{h^2}(E-U)\psi = 0,$$

или

$$\Delta\psi + \frac{8\pi^2 m}{h^2}(E - U)\psi = 0.$$

§ 399. Принцип на неопределеността

Често се поставя въпросът да се определя положението на някоя частица в пространството или нейния път.

За да може да се наблюдава частицата в две нейни положения, които отстоят едно от друго на разстояние Δx, трябва да се притежава микроскоп, който да има най-малко такава разделителна способност, че да отделя частицата в тези две положения. Разделителната способност на микроскопа зависи от дължината на вълната на светлината, с която се наблюдава обектът. За да се определи пътят на частицата с точност Δx, трябва да се използува светлина с $\lambda \doteq \Delta x$. Фотонът на такава светлина има импулс

$$p_1 = \frac{h}{\lambda}.$$

За да се види частицата, върху нея трябва да падат светлинни лъчи, т. е. върху частицата да падат фотони с импулс p_1. Вследствие на това собственият импулс на частицата ще се промени с $\Delta p \doteq p_1$, което значи, че импулсът p на частицата може да се измери с точност $\Delta p = p_1 = \frac{h}{\lambda}$. Като се замести $\lambda \doteq \Delta x$, се получава

$$\Delta x\, \Delta p \doteq h.$$

Ако се търси пътят на частицата с точност Δx, нейният импулс може да бъде определен най-много с точност Δp съгласно равенството

$$\Delta x\, \Delta p > h.$$

Това съотношение изразява *принципа на неопределеността*.

Но $p = mv$ и $\Delta p = m\,\Delta v$. Тогава съотношението на неопределеността приема вида

$$\Delta x\, \Delta v > \frac{h}{m},$$

в която форма то се използува най-често.

За да се говори за движение на електрона вътре в атома, чийто размер е от порядък на 10^{-8} *см*, трябва пътят на електрона да бъде определен с точност най-малко $\Delta x = 10^{-8}$ *см*.

Каква е неопределеността в неговата скорост Δv? От горното равенство се получава, че

$$\Delta v = 10^8\ см\ сек^{-1},$$

т. е. грешката Δv е приблизително равна на самата скорост v, затова е безсмислено да се говори за траектория на електрона вътре в атома.

ИЗПОЛЗУВАНА ЛИТЕРАТУРА

[1] Фриш, С. Э. и А. В. Тиморева — Курс общей физики, том I, II, III, Москва, 1953 и 1958.

[2] Путилов, К. А. — Курс физики, том I, II, III, Москва, 1954 и 1960.

[3] Папалекси, Н. Д. — Курс физики, том I, II, Москва — Ленинград, 1947.

[4] Китайгородский, А. И. — Введение в физику, Москва, 1959.

[5] Ландсберг, Г. С. — Оптика, Москва, 1947.

[6] Кашин, Н. В. — Курс физики, т. II, 1951.

[7] Штрауф, Е. А. — Электричество и магнетизъм, 1950.

[8] Nachtikal, F. — Technická fysika Jednota čsl. matematiků a. fysiků, Praha, 1945.

[9] Grimsehl, E. — Lehrbuch der Physik, Band I, II, III, Leipzig, 1955.

[10] Pohl, R. W. — Mechanik, Akustik und Wärmelehre, 5. und 6. Aufl., Elektrizität, 1949.

[11] Westphal, W. H. — Physik, 1944.

[12] Müller — Pouillets — Lehrbuch der Physik, 11. Aufl., Braunschweig, 1929.

[13] Bergmann, L. und Cl. Schaefer — Lehrbuch der Experimentalphysik, Berlin, 1943.

[14] Bruhat, D. — Cours de physique général, Paris, 1947.

[15] Кроуфорд, А. Е. — Ультразвуковая техника, Моска, 1958.

[16] Англинцев, К. К. — Дозиметрия йонизирующих излучений, Москва, 1957.

[17] Баранов, В. И. — Радиометрия, Москва, 1960.

[18] Гольданский В. и Е. Лейкин — Превращения атомных ядер, Москва, 1958

[19] Корсунский, М. М. — Атомное ядро, Москва — Ленинград, 1951.

[20] Митрани, Л. — Атомна физика, София, 1957.

[21] Мурин, А. Н. — Введение в радиоактивности, Ленинград, 1955.

[22] Стевенсон, Р. — Введение в ядерную технику, Москва, 1956.

[23] Чечулин, А. А. — Вольновые процессы оптика, ядреная физика, Москва, 1954

[24] Oldenberg, O. — Introduction to atomic physics, NY, 1954.

[25] Лэп, Р. Е. и Г. Л. Эндрюс — Физика ядерного излучения, Москва, 1956.

[26] Большая советская энциклопедия, т. 3 и 14.

ПРЕДМЕТЕН УКАЗАТЕЛ

А

Аберация сферична 569
— хроматична 575
Абсолютен показател на пречупване 546
Абсолютна измерителна система 14
— нула 152
— температура 141
Абсолютно твърдо тяло 56
Абсорбционни ивици 593
— спектри 593
Автофазировка 755
Агрегатни състояния 243
Адиабата 155
Адсорбент 208
Адсорбтив 208
Адсорбция 208
Аеродинамична форма 135
Аерос атика 105
Акомодация 582
Актиниди 683
Акумулатори 404
Акцепторни примеси 383
Алфа-лъчи 709
Аморфни тела 215
Ампер 344
Ампермет ри 458
Амплитуда на вълна 278
— тр птене 256, 266
Анализ рент енов 698
— — спектрален 654
— рентгеноструктурен 698
Анализатор 610
Анастигмат 573
Ангстрьом 16
Анероид 113
Анизотропия на кристалите 216
Аниони 394
Анод 394
Анодни лъчи 423
Антена диполна 519
Антибарион и 791
Антиелектрон 791
Антинеутрино 791
Антинеутрон 791
Антипротон 791
Антихиперони 791
Апертура числена 581
Апохромати 584
Астигматизъм 572
Атмосфера 109
— техническа 110
— физична 110

Б

Барион и 791
Барограма 113
Барограф 113
Барометри 103, 112
Барометрична формула 110
Бета-лъчи 709, 714
Бета-спектрограф 715
Бета рон 760
Биения 300
Бипризма на Френел 589
Блясък 631
Болометър 348
Бридер реактори 784
Броячи луминесцентни 738
— на Гайгер — Мюлер 736
— — Черенков 694, 739
— несамогасящи се 737
— пропорционални 735
— самогасящи се 737
— сцинтилационни 739
Бушони 363

В

Вакуум 115
Вакуумни помпи 115
Валентни електрони 381
Ват 300
Електромагнитна индукция 441

Верига токова затворена 344
Вещества диамагнитни 440
— забавители 732
— оптично активни 624
— парамагнитни 440
— повърхностно активни 208
— феромагнитни 440
Взаимна индукция 467
Вискозитет 125
— динамичен 126
— кинематичен 126
Вихри 131
Вихрова улица 134
Вихрови токове 474
Волт 326
Волтамперна крива 650
Волтметри 345, 458
Волтова дъга 414
Възприемчивост магнитна 445
Вълни електромагнитни 508
— звукови 293
— когерентни 588
— плоски 287
— стоящи 284
Вълнова механика 795
Вълнообразно движение 274
Въртящ момент 65
Въртящо магнитно поле 498
Вътрешно триене 126

Г

Газ електронен 365
Газове идеални 1.1
— реални 184
Галванични елементи 400
Галванометри 456
Гама-лъчи 720
Гама-спектри 723
Гаус 441
Генератор на Ван дер Грааф 750
Главни инерционни моменти 71
Гравитационно поле 87
Гравитация 84
Градиент на концентрацията 225
— — скоростта 126
Грам 15
Граница червена на фотоефекта 607, 651

Д

Далекогледна тръба 586
Движение Брсун во 169
— вихрово 117
— вълнообразно 273
— криволинейно 57
— — равномерно 28
— периодично 254
— постъпателно 57
— праволинейно равномерно 27
— синусно 255
— турбулентно 717
Двойно пречупване 613
Дебайграма 693
Деление на ядрото 775
Деполяризатори 403
Десорбция 208
Деутерий 675
Дефекти на кристалната решетка 214
Дефектоскопия рентгенова 699
Джаул 361
Диелектрици 322
Диелектрична поляризация 323
Диелектрична проницаемост 313
Дина 35
Динамика 30
Диоди лампови 510
— полупроводникови 384
Диоптър 568
Дипол електричен 322
Дисперсия на светлината 634
— аномална 637
— нормална 637
Дисторсия 598
Дифракция 457, 460, 602
Дифузионни колони 706
Дифузия 222
— несвободна 222
— свободна 222
Добив на ядрена реакция 768
— светлинен 632
Доза на рентгеново лъчение 686
Дозиметър джобен 734
Донорен примес 383
Дупчеста проводимост 379
Дъга волтова 362
Дюаров съд 733

Е

Евтектична концентрация 241
— сплав 241
— температура 241
Евтектика 241
Единица абсолютна електростатична 313
— атомна 700
Единици за маса 36
— за работа 48
— — сила 35
— основни 15
— производни 17
— фотометрични 637
Еквипотенциална повърхнина 327
Електризиране по индукция 321
Електричен дипол 322
— товар 313
Електричество 309
Електрично съпротивление 345
Електрогенератори 490
Електролиза 393
Електрометър 311

Електромотори асинхронни 499
— синхронни 498
Електрон 365
Електрони валентни 381
— свободни 365
— топлинни 368
Електроннолъчева тръба 534
Електропроводност 353
Електроскоп 310
— на Лауритсен 733
Електростатичен кондензатор 332
Електрохимичен еквивалент 397
Елемент галваничен 400
— на Вестон 402
— — Лекланше 403
Елементарен електричен товар 400
Елементарни частици 787
Елонгация 253
Еманация 703
Емисия термоелектронна 510
Енергетични нива 377
Енергия 52
— вътрешна 146
— потенциална 53
— кинетична 52
— критична 776
— механична 54
— свързване 763
— на хармонично движение 257
— отделителна 387
Ентропия 161, 164
Ерг 48
Еталон международен 15
Етер 19, 536
Ефект на Джаул и Томсон 192
— — Доплер 290
— — Кер 623
— — Комптон 657
— — Пелтие 393
Ефективна стойност на напрежение 486
— сила на тока 487
Ечене 304

Ж

Жироскоп 73

З

Завъртане на равнината на поляризация 624
Закон втори на динамиката 32
— — — термодинамиката 158
— за действие на силите 31
— — запазване на енергията 54, 118
— — — — количеството на движението 33
— — — — момента на количеството на
— — движението 67
— — инерцията 30
— — радиоактивното разпадане 724
— на Амонтон — Кулон 80
— — Ампер 434
— — Архимед 103
— — Био — Савар 429
— — Бойл — Мариот 106, 183
— — Брюстер 613
— — Вебер — Фехнер 296
— — Видеман — Франц 384
— — Вин 643
— — Волта 385
— — Гей-Люсак 140
— — Далтон 175, 245
— — Джаул — Ленц 361
— — Дюлонг и Пти 218
— — Кирхоф за топлинното излъчване 642
— — Кулон 312
— — Максвел 178
— — Малюс 611
— — Мозли 696
— — Нютон за всеобщото привличане 84
— — Паскал 100
— — Планк 644
— — Раул 248
— — Стефан — Болцман 642
— — Стокс 131
— — Торичели 123
— — Фарадей за електромагнитната индукция 465
— — Фик за дифузията 225
— — Фурие 233
— — Хаген и Пауазьой 129
— — Шарл 140
— първи на динамиката 30
— трети на динамиката 37
Закони за отражението 545
— — пречупването 546
— на Кирхоф за постоянен ток 351
— — Фарадей за електролизата 397
Зона валентна 377
Зона забранена 377

И

Ивици, абсорбционни 637
— на еднаква дебелина 593
— — еднакъв наклон 595
Идеални газове 107
— кристали 214
— флуиди 116
Излъчване топлинно 640
Излъчвателна способност 641
Измерение 17
Измерителна система, абсолютна 14
— — МКСА 15
— — практическа 15
Изобарен процес 152
Изобарни атоми 704
Изолатори електрични 309
Изотерми 151

Изотерми на Ван дер Ваалс 191
Изотермични процеси 153
Изотонични атоми 705
Изотопи 700
Изотропия на кристалите 216
Изохорен процес 151
Изохроми 622
Изпарение във вакуум 242
Източник светлинен точков 544, 629
Източници Ламбертови 630
Иконоскоп 529
Импеданс 480
Импулс на сила 33
Индуктивно съпротивление 480
Индукция, взаимна 467
— електромагнитна 463
Инертност 31
Инерциална координатна система 42
Инерционен момент 63
Инерционна сила 45
Инерционни оси 70
Инерционно противодействие 31
Инжектор 121
Интерференция на вълнообразно движение 282
— — поляризирани лъчи 610
— — светлината 586
— при тънки пластинки 590
Интерферометър на Жамен 597
— — Линник 599
— — Майкелсон 598
Ирис 581

И

Йони 408
Йонизация вторична 719
— ударна 411

К

Камера дифузионна 744
— йонизационна 732
— луминесцентна 745
— мехурчеста 745
— на Уилсон 741
Канални лъчи 423
Капацитет на акумулатор 406
— — плосък кондензатор 333
Капацитивно съпротивление 483
Капиляри 203
Капилярни явления 203
Капилярно покачване 203
— понижение 203
Катиони 394
Катод 394
Катодни лъчи 418
Катодолъчева тръба 421
Квант светлинен 538, 644, 648
Килограм 15
— маса 15
Килограмометър 48
Километър 16
Кинематика 20
Кинематично триене при хлъзгане 80
Кинетична енергия 52
Кипене 249, 250
Коефициент на поглъщане, линеен 687
— — взаимна индукция 468
— — вътрешно триене 126
— — дифузия 224
— — линейно топлинно разширение 220
— — намагнитване 445
— — поглъщане 639
— — полезно действие 159
— — самоиндукция 469
— — статично триене 80
— — триене при търкаляне 82
— — — — хлъзгане 80
— — усилване на радиолампа 515
— температурен на електрично съпротивление 348
Количество на движението 32
Кома 571
Комутатор 491
Кондензатор 333
Консервативни сили 49
Конска сила 55
Константа газова специфична 141
— — универсална 141
— гравитационна 84
— диелектрична 313
— криоскопска 247
— на Болцман 173
— — дифракционна решетка 606
— — Кер 623
— — Ридберг 669
— решетъчна 690
— универсална на Планк 651
Контактна потенциална разлика 385
Координатна система ускорена 45
Координатни системи абсолютни 20
— — инерциални 43
Коронно изпразване 412
Криоскопски метод 248
Кристали двуосни 616
— едноосни 616
Кристална решетка 210, 581
— — атомна 212
— — йонна 212
— — метална 212
— — молекулна 212
Кристални тела 210
Критичен обем 191
Критична температура 191
Критично налягане 191
Кръгова честота 255
Куб на Лумер — Бродхун 638

Кулон 313
Кюри 708, 726

Л

Ламбда-нулево частица 792, 793
Лампи двуелектродни 510
— електрични, с нагрята нишка 645, 646
— живачни 646
— луминесцентни 645
— токоизправителни 513
— триелектродни 513
Лантаниди 683
Лека вода 676
Леща безкрайно тънка 565
— тънка 565
— сферична 564
— разсейвателна 567
— събирателна 567
— цилиндрична 567
Литър 16
Лукс 631
Лумен 631
Лупа 583
Лъч естествен 610
— кръгово поляризиран 618
— линейно поляризиран 609
— светлинен 544
Лъчи анодни 424, 709
— канални 423, 709
— катодни 418, 788
— космични 739
— кохерентни 588
— молекулни 447
— на Черенков 740
— рентгенови 684

М

Магнетон на Бор 677
— протонен 632, 677
— ядрен 632, 677
Магнитен поток 466
Магнити постоянни 450
Магнитна проницаемост 440
— сила 434
— стрелка 424
Магнитни силови линии 426
Магнитопровод 500
Манометри 105, 114
— затворени 105, 114
— метални 105, 115
— отворени 105, 114
— с течност 105, 114
Манометър на Мак-Леод 114
Маса 81
— критична 781
— магнитна 452
— на Земята 87
Масов дефект 763
— спектрограф 701
Масова спектроскопия 701
Материална точка 21
Махало на Фуко 42
— просто 266
— реверсионно 131, 271
— торзионно 134, 272
— физично 269
Мезони 788
Мениск вдлъбнат 203
— изпъкнал 203
Метастабилни състояния 77
Метацентър 104
Метод на Брат 711
— — Браг — Вулф 690
— — въртящ се монокристал 692
— — Дебай — Шерер 693
— — Лауе 689
— — параболите 701
— — термодифузия 706
— — Щерн 177
Методи за регистриране на натоварени частици 731
— — ускоряване на натоварени частици 749
— — измерване скоростта на светлината 539
Метрология 13
Метър 15
Механика 19
Микрограм 16
Микрометър 16
Микрон 16
Микросекунда 16
Микроскоп 584
— електронен 586
Микрофарад 331
Милиграм 16
Мililитър 16
Милиметър 16
Минута 16
Модул на Юнг 452, 463
Модулация 526
Молекулен строеж на твърди тела 210
— — — течности 194
Молекулно-кинетична теория 168
Моментна скорост 23
Монокристали 215
Мощност 55
— на променлив ток 483

Н

Налягане 95
— атмосферно 109
— електролитно на разтваряне 401
— парно на течността 243
— парциално 175
— [illegible]

— хидростатично 99
Напрежение 387
Натиск 95
— нормален 79
Недостатъци на оптични системи 569
Независимост на движенията 29
Незатихващо трептеливо движение 264
Необратими процеси 156
Несамостоятелен ток през газове 410
Неустойчиво равновесие 77
Неутрална ламбда-частица 792
Неутрино 791
Неутрон 763, 774
Нуклеони 763
Нютон 30
Нютонови пръстени 594

О

Обектив 585
Обем критичен 191
Обертон 296
Образ виртуален 545
— действителен 545
Образец на метъра 15
Обратен цикъл 146
Обратими процеси 156
Огледала на Френел 589
Огледало 549
Оерстед 424
Око човешко 581
Окуляр 581
Ом 345
Опит на Айнщайн и де Хаас 444
— — Франки Херц 665
— — Херц 509
— — Щерн 177
Оптична ос 555
Оптични апарати 581
Относителен показател на пречупване 546
— покой 19
Отражение дифузно 549
— на светлината 545
— огледално 541
— пълно вътрешно 547

П

Пари насищащи 250, 243
— ненасищащи 250, 243
— прегрети 252, 244
Период на полуразпадане 725
Пиезоелектрични плочки 305
Пикофарад 331
Плътност на газове 108
Повърхнина сферична 555
Повърхнини разделни 231
Повърхнини абсолютно черни 641
Повърхностно активни вещества 207, 208
Поглъщане на светлината 638
Поглъщателна способност на [illegible]
Позволени орбити 672
Позитрон 790
Показател на пречупване, абсолютен 546
— — — относителен 546
Покой абсолютен 19
— относителен 19, 20
Поле гравитационно 87
— електростатично 314
— магнитно 424
Поликристали 215
Полупроводници 377
Поляризатор 610
Поляризация диелектрична 323
— елиптична 618
— кръгова 618
— линейна 609
— на светлината 609
Поляриметри 626
Поляриметри с полусенки 627
Поляроиди 610
Помпа вакуумна 115
— водна 121
водоструйна 121
— дифузионна 116, 234
— на Герике 115
— ротационна маслена 115
Потенциал гравитационен 90
— на електростатично поле 324
Потенциална бариера 713, 749
— енергия 53
— разлика 327
Потенциометър 356
Поток магнитен 442
— светлинен 629
Правило на Ленц 464
Праг на чуване 294
— — болезнено възприятие 294
Пренасяне на топлина 232
Прецесия 72
Пречупване на светлината 545
— — — двойно 613
Приведена топлина 161
Привличане всеобщо 84
— земно 85
Призма ахроматична 554
— на Никол 627
Принудени трептения 264
Принцип за независимостта на движенията 29
— — относителността 44
— — Паули 680
— — суперпозицията 30
— — Хюйгенс 537
Проводимост 347
— дупчеста 379
— електронна 343, 365, 379
— йонна 342
— собствена 383
Променлив ток 477
Проницаемост диелектрична 313

— магнитна 440
Проникване на радиолампа 514
Просветлени оптични повърхности 592
Просветляване с рентгенови лъчи 699
Противодействие 37
— инерционно 31
Протон 671, 763
Процес адиабатен 144, 154
— изобарен 144, 152
— изотермичен 144, 153
— изохорен 144, 151
— кръгов 146
— необратим 156
— обратим 167, 156
— термодинамичен 156, 144
Пуаз 126
Пулверизатор 121
Път 22
— оптичен 589
— свободен 179
— среден 179

Р

Работа 46
— отделителна 242, 387
Равновесие 75
— безразлично 77
— метастабилно 77
— — течности 102
— неустойчиво 77
— термодинамично 166
— температурно 136
— устойчиво 76
Равновесни термодинамични състояния 142
Радиоавтография 748
Радиоактивно семейство актиниево 728
— — ториево 728
— — ураново 728
Радиоактивност 707
Радиовълни 525
Радиолокация 533
Радиоприемане 525
Радиус-вектор 21
— на действие на молекулите 186, 195
— — кривината 27
Разделителна способност 578, 608
Разсейване еластично 766
— на рентгенови лъчи 685
— нееластично 767
Разширение линейно 219, 220
— обемно 219, 221, 228
Ракета 41
Рамо на дипол 322
— — сила 62
Разстояние на най-ясно виждане 582
Реактивна струя 41
Реактори, ядрени 41, 766, 768
Реакция верижна 779
— вторична 895
— термоядрена 784
Реверберация 304
Редуцирана дължина на махало 131, 270
Резонанс звуков 298
Релаксация 194
Рентген 686
— за секунда 686
Рентгенови лъчи 684
— спектри 694
Рентгенограма 699
Решетка дифракционна 606
— кристална 210
— на триод 513
Роговица 581
Ръдърфорд 727

С

Самоиндукция 469
Самостоятелен ток през газове 411—415
Сантиграм 14
Сантиметър 14, 15
Сантипуаз 126
Сантистокс 126
Светлост 629
Свръхпроводимост 375
Свръхтежка вода 676
Свръхтежък водород 676
Свързване в звезда 494, 495
— — триъгълник 496
— на кондензатори последователно 340
— — — успоредно 340
Секунда 14
Серия на Балмер 668
— — Лайман 669
— — Пашен 670
Сила измерване 35
— инерционна 45
— — коерцитивна 448
— консервативна 46, 70, 85, 49
— магнитна 434
— междумолекулна 184
— Ван дер Ваалс 190
— — звука 294
— — осветление 630
— — светлината 629
— — тока 343
— подемна 103
— пречупвателна 568
— теглителна 83
— центробежна 69
— центростремителна 69
Силови линии електрически 315
— — магнитни 426
Синусово условие на Абе 571
Синхротрон 760
Синхрофазотрон 758

Синхроциклотрон 757
Система подкритична 780
Скала абсолютна Келвинова 141
— термодинамична 138
Скачени съдове 102
Скорост 21
— втора космична 94
— моментна 23
— на звука 297
— — светлината 539
— първа космична 94
— релативистична 755
— средна 22
— — квадратична 176
— — ъглова 59
Соленоид 428
Спектрален анализ качествен 667
— — — абсорбционен 667
— — — емисионен 667
— — — рентгенов 698
— ядрен 724
Спектър абсорбционен 637
— дифракционен 607, 608
— ивичен 667
— линеен 667
— на алфа-частици 710
— — бета-частици 716
— — водородния атом 667
— — масите 703
— — светлината 635
— непрекъснат 667
Специфично съпротивление 347
Спин 672
— на ядро 766
Спинтарископ 710
Способност излъчвателна 641
— поглъщателна 641
— разделителна 578, 581
Статика 19, 74
Стилб 631
Стокс 126
Структура поликристална 215
Суперпозиция 30
Сфера на действие на молекулите 196
Сцинтилация 661
Съпротивление активно 482
— вискозно 130
— вихрово 133
— електрично 345
— индуктивно 480
— капацитивно 483
— омово 433, 482
— видимо 480, 483
— специфично 346

Т

Телевизия 529
Тембър на звука 296
Температура 136
— абсолютна 141
— евтектична 241
— Келвинова 141
— критична 191, 244, 251
— — на свръхпроводимостта 576
— на втвърдяване 236
— — инверсия 193
— — кипене 249
— — топене 236
Температурно излъчване 640
Теорема на Бернули 119
— — Остроградски—Гаус 317
— — Щайнер 64
Теория на светлината вълнова 537
— — — електромагнитна 538
— — — корпускулярна 537
— за проводимостта електронна 365
— — — на полупроводниците — зонна 377
— на Бор за водородния атом 671
— — — ядрените реакции 768
Термодвойка 390
Термодинамика 142
Термоелектронна емисия 510
Термоелемент 392
Термометри 139
Термоток 390
Термоядрени реакции 784
Товар електричен 309
— — — елементарен 400
— специфичен на електрона 421
— — на йоните 701
Ток аноден 511
— вихров 474
— йонизационен 732
— — Фуко 474
— наситен 410
— през газове несамостоятелен 410
— — — самостоятелен 411
— променлив 477
— трифазен 493
Токови линии 116
— тръби 117
Тон 293
Топене 235
Топлина на втвърдяване 237
— — кристализация 237
— — топене 237
— специфична 150, 217, 218
— моларна 150
— — — на изпарение 251
Топлинна смърт 166
Топлинно излъчване 640
Топлопроводност 220
Тор 110
Торзионна везна 85
Трансуранови елементи 776

Трансформатор 500
Трептящ кръг затворен 505
— — отворен 519
Триене 78
Триод лампов 513
Тритий 676
Тръба далекогледна 586
— катодно лъчева 421
— на Кунд 298
— Рентгенова 684
Турбина на Пелтон 124
— — Франсис 124

У

Ултразвук 305
Ултрамикроскоп 585
Уравнение на Шрьодингер 795
— основно, на кинетичната теория 171
Ускорение 24
— нормално 26
— средно 25
— тангенциално 26
— ъглово 59
Ускорител, имп[illegible]сен 753
— каскаден на Кокрофт и Уйлтон 751
— линеен 752
— резонансен 752
— стъпален 751

Ф

Мъртва зона 527
Фазова разлика 479, 587
Фазотрон 757
Фарад 331
Фокус 550
Фокусни разстояния 557
Формула барометрична 111
— на Балмер 668, 669
— — Браг — Вулф 693
— — Лаплас 200
— — Нютон 558
Фот 631
Фотогалваничен ефект 656
Фотоелектронни умножители 739
Фотоелементи 657
Фотоефект 656
Фотолуминесценция 640
Фотометрия 628
Фотони 652
Фотопроводимост 656
Фотосъпротивления 656
Фотохимия 659
Фраунхоферови линии 667

Х

Х-единица 16
Х-лъчи 684
Характеристика на триелектродна лампа 514
Хармонично движение 255
Хемилуминесценция 640
Хенри 470
Херц 255
Хидравлична преса 100
Хидростатика 95
Хидростатично налягане 99
Хиперони 789
Хистерезисна крива магнитна 448

Ц

Центнер 16
Център на кривина 27
— — люлеене на махалото 270
Циклотрон 753
Цикъл 146
— на Карно 158

Ч

Час 16
Частица елементарна 790
— релативистична 755
Честота 254
Числена апертура 581
Число вълново 668
— квантово 632, 678
— масово 704
— мерно 14
— — Авогадро 168
— — Рейнолдс 129

Ш

Шунт 354

Ъ

Ъгли пречупващи на призма 553
Ъглово увеличение 560
Ъгъл апертурен 579
— граничен на пречупване 289
— специфичен на въртене 626
— — отражение 288
— — падане 288, 458
— — — при хлъзгане 75, 81

Я

Явление на Доплер 290
— — Кер 623
— — Пелтие 393
Явления капилярни 203
Ядра кондензационни 247
Ядрен модел на атома 662
— реактор 783
Ядрена спектроскопия 724
Ядрени реакции 766
Яма потенциална 187, 713
Яркост 630

ФИЗИКА за ВТУЗ

III (V) стереотипно издание

Проф. *Саздо Трачков Иванов*, проф. *Стоян Христов Петров*,
доц. *Нено Петров Иванчев*

Художник на корицата *Л. Басарева* * Художествен редактор *Л. Коцев* * Технически редактор *Б. Въжаров* * Коректор *Д. Димитрова* * Дадена за набор на 14. VI. 1965 г. * Подписана за печат на 20. X. 1965 г. * Печатни коли 50,67 * Издателски коли 50,67 * Издателски № 4788/1-4 * Тематичен № 465 * Формат 65×92/16 * Тираж 10065 * Цена 2,77 лв. Държавно издателство „Техника", София, бул. Руски 6 * Държавна печатница Тодор ..... № 1 — София. Поръчка № 14297