

шеннях відрізняються від решти елементів. Група цих трьох речовин дістала за назвою важливішого її представника — заліза — назву феромагнітних тіл (по-латині ferrum — залізо). Деякі стопи металів, які не мають жодного з цих трьох елементів, також виявляються феромагнітними.

Парамагнітними тілами є: манган, хром, платина, алюміній, розчини солей заліза.

Найбільшу діамагнітність має бісмут. У меншій мірі діамагнітні: цинк, свинець, мідь, срібло, золото, сірка, воск, смоли, більша частина солей, деякі гази. Вода слабо діамагнітна.

Значення μ для феромагнітних тіл залежать від напруженості поля H („напру-

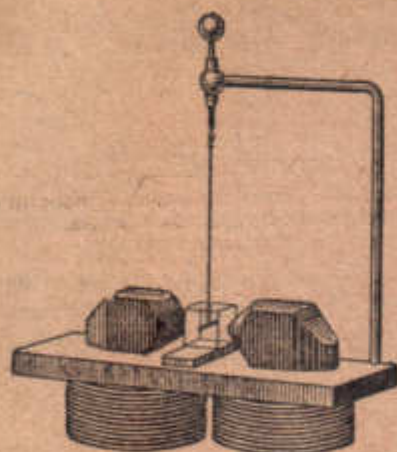


Рис. 289. Стрижень, виготовлений з парамагнітної речовини, підвішений між полюсами магніта, встановлюється вздовж прямої, яка проходить через полюси магніта; стрижень з діамагнітної речовини встановлюється перпендикулярно до цієї лінії (метод Фарадея). Парамагнітний стрижень, занурений у ще більш парамагнітну рідину, встановлюється подібно до діамагнітного стрижня.

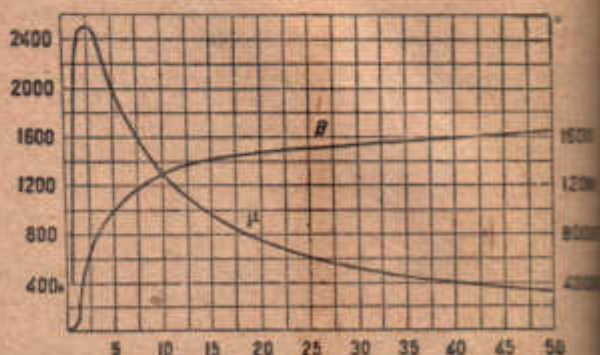


Рис. 290. Залежність магнітної проникності заліза від сили поля.

На осі абсцис відкладені значення сили поля H у ерстедах; на осі ординат — значення магнітної проникності μ . Крива B зображає добуток $\mu \cdot H$ (числа праворуч відносяться до цього добутку).

женість поля" H — це сила, яка діє в речовині на одиницю позитивного магнетизму; § 296). При деякій властивій даній феромагнітній речовині напруженості поля μ досягає максимуму, потім, при дальшому збільшенні напруженості поля, μ спадає (рис. 290). Наводимо максимальні значення μ_{max}

	μ_{max}	μ_{max}
Залізо м'яке	6200	Нікель 300
Сталь (незагартована)	375	Кобальт 175
Сталь вольфрамова	110	

§ 296. Силоне поле. Напруженість поля. Простір, в якому діють сили, називається силоним полем. Залежно від природи діючих сил ми розрізняємо: поле всесвітнього тяжіння (або інакше гравітаційне поле), електричне поле, магнітне поле, поле пружних сил.

Силу, яка діє в якійсьбудь точці простору на одиницю кількості позитивної електрики або на одиницю кількості позитивного магнетизму (на одиничний магнітний полюс), ми називаємо напруженістю поля (напруженістю електричного або відповідно — напруженістю магнітного поля. Поряд з назвою „напруженість поля“ будемо вживати також інакше „сила поля“¹⁾).

¹⁾ Величину, яка названа тут силою поля або напруженістю, в деяких курсах фізики називають також напругою поля. Це приводить, проте, до плутанини понять. У електротехнічній літературі слово „напруга“ вживається зовсім в іншому розумінні, а саме воно вживається як синонім слова „потенціал“ (про цю величину говоритимемо пізніше).

В німецькій літературі: Feldstärke — сила, або напруженість, поля, Spannung — напруга, або потенціал.

Силове поле в кожній своїй точці характеризується певним числовим значенням і напрямом напруженості поля в цій точці. Умовимося позначати напруженість електричного поля літерою E , напруженість магнітного поля — літерою H .

Якщо в якомунебудь місці електричного поля, де напруженість поля E , ми вмістимо заряд, що має e одиниць кількості електрики, то сила F , яка діє на цей заряд, буде, очевидно, напрямлена в ту саму сторону, що і напруженість поля E , якщо взятий нами заряд позитивний, або в сторону, прямо протилежну, якщо він негативний; величиною ж вона буде в e раз більша напруженості поля:

$$F = eE. \quad (6)$$

І аналогічно, якщо в якомунебудь місці магнітного поля, де напруженість поля H , ми вмістимо магнітний полюс, що містить m одиниць магнетизму (під m розуміємо, так само як вище під e , алгебричну величину, позитивну або негативну), то сила F , яка діє на цей полюс, дорівнюватиме:

$$F = mH. \quad (7)$$

Із закону Кулона випливає, що напруженість поля точкового заряду e в точці A на віддалі r від заряду дорівнює

$$E = \frac{e}{\epsilon r^2} \quad (8)$$

і напрямлена по радіусу-вектору, проведеному з точки, в якій міститься заряд, у точку A (в сторону від заряду, якщо заряд позитивний, і до заряду, якщо заряд негативний).

І аналогічно, напруженість поля вилученого магнітного полюса m (наприклад, полюса дуже довгого магніта, другий полюс якого міститься далеко за межами розгляданого простору) на віддалі r від полюса дорівнює:

$$H = \frac{m}{\mu r^2}. \quad (9)$$

В загальному випадку, коли поле утворене кількома зарядами або кількома магнітними полюсами (яким завгодно великим числом зарядів або полюсів), для того щоб знайти напруженість поля, треба геометрично додати, послідовно застосовуючи правило паралелограма, напруженості полів, утворених окремими зарядами або відповідно окремими магнітними полюсами.

Абсолютною електростатичною одиницею сили або напруженості електричного поля E є напруженість такого поля, яке діє на абсолютну електростатичну одиницю кількості електрики з силою, що дорівнює одній дині. Ця одиниця напруженості поля не має окремої назви. Аналогічно — одиниця напруженості магнітного поля має назву ерстед. Якщо в даній точці простору напруженість магнітного поля H ерстедів, то це означає, що в цій точці поле діє на одиницю магнетизму з силою, яка дорівнює H динам.

§ 297. Лінії сил. Якщо від якоїсь точки поля пересуватись у напрямі напруженості поля в даному місці до суміжної точки, потім від цієї другої точки в напрямі напруженості поля в цій точці до третьої і т. д., то в полі буде описана лінія, яка називається силовою лінією. Напрямок силових ліній у кожній точці поля збігається, таким чином, з напрямом напруженості поля.

Електричні силові лінії відповідають шляхам, уздовж яких позитивний заряд (позбавлений інерції) був би рухався в електричному полі точкового заряду (позбавлений інерції). В магнітному полі силова лінія вказує шлях, по якому позитивний заряд (позбавлений інерції) був би рухався позбавлений інерції до магнітного полюсу.

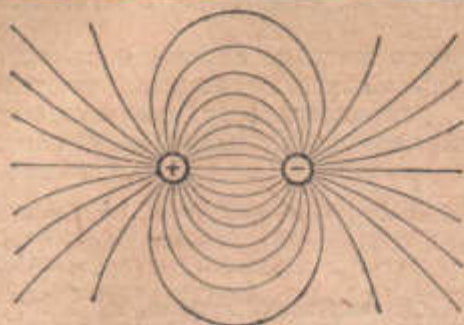


Рис. 291. Силові лінії поля двох рівних різноіменних зарядів.

силових ліній, негативний — місцем їх виходження.

В „джерелах“ і „місцях входу“, тобто в позитивних і негативних зарядах і полюсах, починаються й закінчуються силові лінії.

Дві силові лінії поля ніколи не перетинаються; якби вони перетнулись, це означало б, що в одній самій точці простору відповідають два різні напрями сили поля, що, зрозуміло, є неможливим.

У розміщенні і в формі силових ліній позначаються всі особливості поля. Силові лінії поля, утвореного точковим зарядом або вилученим магнітним полюсом, розходяться по радіусах. Силові лінії між двома наелектризованими площинами являють собою

сім'ю паралельних прямих.

Позитивний електричний заряд або магнітний полюс є джерело

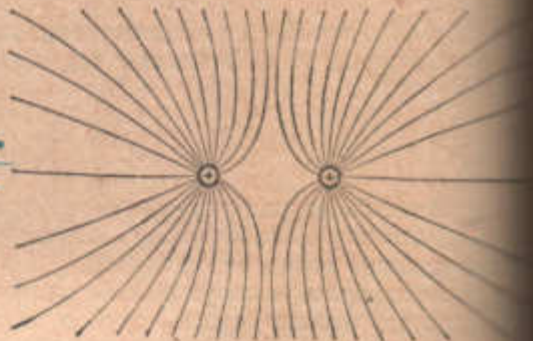


Рис. 292. Силові лінії поля двох рівних іменних зарядів.

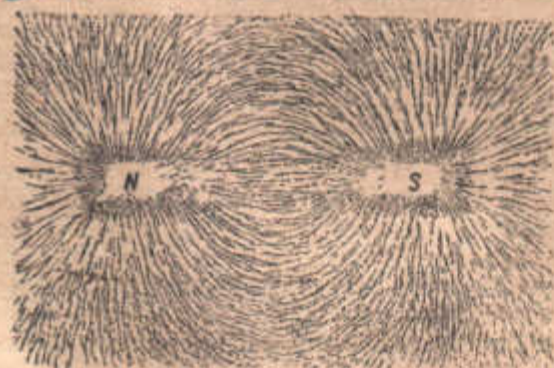


Рис. 293. Зображення силових ліній між полюсами магніта, одержане з допомогою залізних опилків.

снуті опилки, то тертя опилків об папір зменшиться, і опилки притягнуться один до одного, утворюючи цілу систему кіл і вирисовуючи магнітні лінії сил досліджуваного поля (рис. 293).

Подібним способом з допомогою роздрібнених на порошок кристалів гіпсу можна відтворити картину електричних силових ліній (рис. 294—296).

§ 298. Фізична картина електричного і магнітного полів. Одна з найбільш плідотворних теорій електрики і магнетизму, теорія Фарадея, розвинена Максвеллом і Герцем, встановлює аналогію між простором, в якому діють електричні і магнітні сили, і полем пружних сил у речовині.

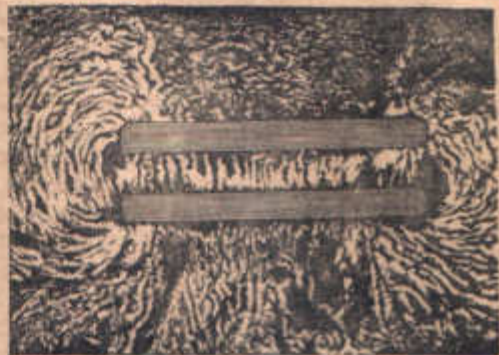
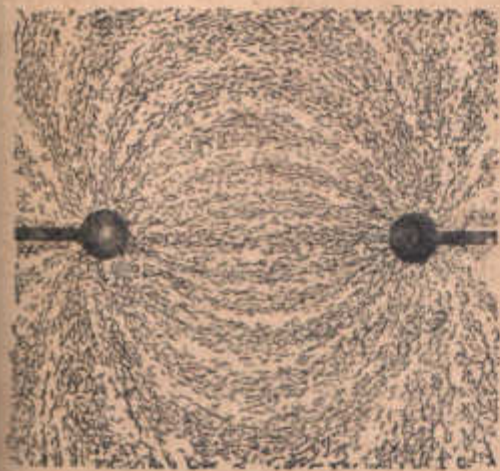


Рис. 294. Зображення силових ліній між двома односторонньо зарядженими кулями, одержане з допомогою кристалів гіпсу у вазеліні.

Рис. 295. Зображення силових ліній між двома різносторонньо зарядженими смужками сталюю, одержане з допомогою роздрібнених кристалів гіпсу.

З поняттям про пружне поле пов'язане уявлення про особливий стан натягу речовини. Ідучи за теорією Фарадея, ми аналогічно повинні пов'язувати уявлення про електричне і магнітне поля з особливим станом натягу „порожнього“ простору (порожнього—в хемічному розумінні слова, тобто простору, не заповненого якоюнебудь доступною дотикові речовиною).

В період, коли Фарадей і Максвелл створювали теорію електричного і магнітного полів, панувала гіпотеза про існування світового ефіру—середовища, яке заповнює весь простір і пронизує всі тіла. Фарадей уявляв собі електричні і магнітні явища як результат натягів у світовому ефірі.

Безперечно, що при електричних і магнітних явищах середовище, яке оточує заряди і полюси, набуває особливого стану. Не спляючись на взахунках, що базуються цілком на законі Кулона, вкажемо, що справа стоїть так, як коли б пучки ліній сил існували реально, подібно до своєрідних пружних ниток, *натягнених поздовжньо, а в поперечному напрямі стиснутих взаємним відштовхуванням.*

При цьому виявляється, що силу натягу P (пучка силових ліній), віднесена до одного квадратного сантиметра площинки, перпендикулярної до напрямку силових ліній, треба прийняти рівною:

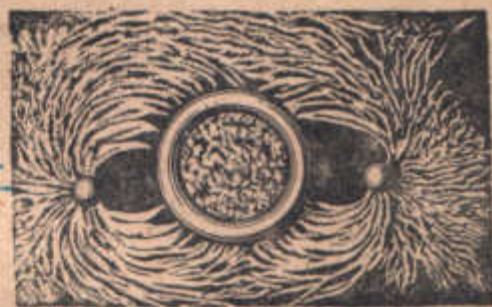


Рис. 296. Металеке кільце в полі двох різносторонньо заряджених зарядів. Силові лінії полюсів примають до кільця і на поверхні його перериваються; всередині кільця поля немає. Зображення поля одержано з допомогою роздрібнених кристалів гіпсу.

$$\text{для електричного поля... } P = \frac{\varepsilon E^2}{8\pi}, \quad (10)$$

$$\text{для магнітного поля..... } P = \frac{\mu H^2}{8\pi} \quad (11)$$

(якщо E виражене в абсолютних електростатичних одиницях напруженості поля і H в ерстедах, то P буде виражене у динах/см³).

Тими ж формулами визначається однаковий з поздовжнім натягом бічний тиск силових ліній.

§ 299. Густота силових ліній. Теорема Гаусса. Безперечно, уявлення про силові лінії дозволяє внести найбільшу наочність і простоту у вивчення електричних і магнітних явищ.

Через кожну точку поля можна провести силову лінію. Число силових ліній нічим не обмежене; вирисовуючи поле, їх можна було б рисувати і дуже густо і, навпаки, на великих віддалях одна від одної. Умовимось вибирати густоту ліній, які зображають поле, так, щоб ця густота визначала величину сили (напруженості) поля. Будемо проводити в даному місці стільки ліній, щоб через кожний квадратний сантиметр перерізу, перпендикулярного до ліній, проходило число ліній, яке дорівнює напруженості поля. Якщо сила поля дорівнює E одиниць, то через 1 см поперечного перерізу треба провести E ліній.

Цей спосіб зображення електричних і магнітних полів має дуже важливу перевагу: одні й ті ж лінії зображають поле на всьому його простязі, при чому за загальним числом ліній, що виходять назовні з якоїсь замкненої поверхні, можна судити про кількість електрики (а в магнітному полі про кількість магнетизму), що міститься в просторі, обмеженому цією поверхнею.

Справді, оточимо якийнебудь точковий заряд e сферичною поверхнею з радіусом r . Через те що силові лінії поля напрямлені по радіусах, а поверхня кулі всюди перпендикулярна до радіуса, через кожний квадратний сантиметр поверхні кулі, за умовою, повинно проходити число ліній,

рівне напруженості поля на цій поверхні, тобто $\frac{e}{4\pi r^2}$ ліній, де e є діелектрична стала середовища, яке ми вважаємо однорідним. Поверхня кулі дорівнює $4\pi r^2$. Отже, загальне число ліній N , які виходять назовні з усередину сферичної поверхні, дорівнює:

$$N = 4\pi r^2 \cdot \frac{e}{4\pi r^2} = \frac{4\pi e}{z}.$$

Для позитивного заряду число ліній N додатне, для негативного заряду N від'ємне, тобто лінії входять у поверхню кулі.

Це число, як бачимо, не залежить від r . Як на близьких віддалях, так і на далеких обране нами зображення поля, при якому густота силових ліній виражає напруженість поля, здійснюється з допомогою тих самих ліній. Лінії починаються або кінчаються тільки на зарядах (або на магнітних полюсах).

Гаусс довів, що наведена вище формула для числа ліній N може бути поширена на будьяке число як завгодно розміщених зарядів, так і магнітне поле — на будьяке число магнітних полюсів.

Теорему Гаусса можна сформулювати так: якщо зображення поля вирисовує так, що густота силових ліній у кожному місці зображає напруженість поля, то з усякої замкненої поверхні, яка охоплює заряди e_1, e_2, e_3, \dots , виходить алгебричне число ліній:

$$N = \frac{4\pi}{z} (e_1 + e_2 + e_3 + \dots),$$

і аналогічно для магнітного поля:

$$\Phi = \frac{4\pi}{\mu} (m_1 + m_2 + m_3 + \dots). \quad (13)$$

Якщо ми проведемо замкнену поверхню, яка не містить усередині себе зарядів або ж містить усередині себе рівне число позитивних і негативних зарядів, то алгебричне число ліній, які виходять з цієї поверхні, дорівнюватиме нулеві: з поверхні буде виходити стільки ж ліній, скільки входить у неї. Через те що вільного магнетизму не існує (магнітні полюси завжди попарно зв'язані один з одним), у магнітному полі з усякої поверхні виходить і входить у неї рівне число ліній.

§ 300. Лінії індукції. Потік індукції. Головні переваги тієї картини поля, яку дістаємо при вирисовуванні силових ліній, відповідають, як тільки середовище поля буде неоднорідне.

Якщо електричне поле заповнене різними діелектриками або якщо магнітне поле заповнене речовинами з різними магнітними проникностями, то в цих випадках теорема Гаусса в наведеному вище формулюванні для розрахунків непридатна.

Так, наприклад, уявимо собі, що точковий заряд e вміщений у центрі повітряної бульбашки, яка міститься, скажімо, в маслі, діелектрична стала якого ϵ (діелектрична стала повітря близька до одиниці).

Тоді навколо заряду в повітрі e $4\pi e$ ліній, і густина їх біля самої поверхні повітряної бульбашки, що має форму кулі з радіусом r , дорівнює $\frac{e}{r^2}$. По той же бік цієї поверхні, в маслі напруженість поля і густина ліній дорівнюють $\frac{e}{\epsilon r^2}$, тобто в ϵ раз

менше, і загальне число ліній, що виходять із поверхні, теж в ϵ раз менше, воно дорівнює $\frac{4\pi e}{\epsilon}$ замість $4\pi e$. При переході через границю розділу діелектриків, таким чином, втрачено якесь число ліній (рис. 297).

В нашому випадку силові лінії перпендикулярні до поверхні розділу. В загальному випадку, коли силові лінії проходять під кутом до поверхні розділу, нормальні складові електричного або магнітного поля зазнають такого ж стрибка, як і в розглянутому випадку нормального падіння.

Якщо одно середовище має діелектричну сталу ϵ_1 і магнітну проникність μ_1 , а друге — відповідно ϵ_2 і μ_2 , то стрибок нормальних складових означатиметься такими рівняннями:

$$\epsilon_1 E_{n1} = \epsilon_2 E_{n2} \quad \text{і} \quad \mu_1 H_{n1} = \mu_2 H_{n2},$$

де E_{n1} і H_{n1} — нормальні складові в першому середовищі, E_{n2} і H_{n2} — нормальні складові в другому середовищі.

Тангенціальні складові, паралельні границі розділу, змінюються неперервно, без будь-якого стрибка, при переході з одного середовища в друге. Через це відбувається „заломлення“ силових ліній на границі двох середовищ.

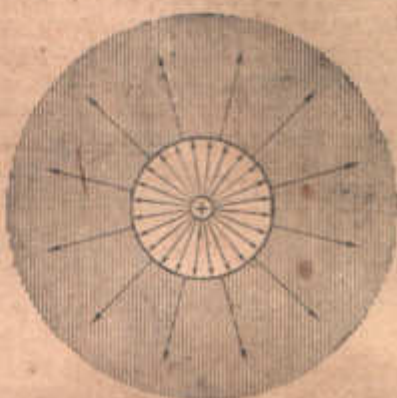


Рис. 297. Електричний заряд розміщений у центрі повітряної бульбашки, що міститься в маслі. На поверхні розділу повітря — масло частина силових ліній переривається.

Щоб зберегти всі переваги, які випливають з теореми Гаусса, замість напруженості, яка зазнає стрибка на поверхні розділу двох середовищ, треба ввести нову величину, для якої такого стрибка не було б. Неважко вказати таку величину. Через те що при переході з середовище з діелектричною сталою ϵ сила поля E і число ліній, які її зображають, зменшується в ϵ раз, введемо величину для електричного поля: $D = \epsilon E$ і аналогічно для магнітного поля: $B = \mu H$.

Очевидно, що ці величини лишаються незмінними при переході в нове середовище (E і H змінюються в стільки ж разів, у скільки разів зростають ϵ і μ). Величину $D = \epsilon E$ називають електричною індукцією, величину $B = \mu H$ називають магнітною індукцією. Одиниця магнітної індукції має назву гаус.

Так само, як раніше поле зображали з допомогою силових ліній, густотою яких вимірювали силу поля, ми можемо тепер зображати лінії індукції, які збігаються в напрямі з силовими лініями. (Тільки в кристалах індукція може не збігатись у напрямі з силою поля). Щоб зобразити величину індукції, ми знов умовимось проводити через 1 см^2 поперечної перерізу стільки ліній індукції, скільки одиниць у числі D або, для магнітного поля, в числі B .

Головна перевага індукції полягає в безумовній застосовуваності теореми Гаусса: загальне алгебричне число ліній індукції N , які проходять через будьяку замкнену поверхню, не залежить від діелектричних і магнітних властивостей середовища і дорівнює для електричного поля:

$$N = 4\pi(e_1 + e_2 + e_3 + \dots), \quad (14)$$

для магнітного поля:

$$\Phi = 4\pi(m_1 + m_2 + m_3 + \dots), \quad (15)$$

де $e_1, e_2, \dots, m_1, m_2, \dots$ — заряди і магнітні полюси, які містяться всередині цієї поверхні (див. останній абзац попереднього параграфа). Ці формули правильні незалежно від того, чи є в полі діелектрики і як вони розташені.

У пустоті число ліній індукції і число силових ліній збігається.

Число ліній індукції, які проходять крізь якунебудь поверхню, проведenu в полі називають потоком індукції крізь дану поверхню. Одиницею потоку магнітної індукції є потік крізь один квадратний сантиметр кожній точці якого індукція дорівнює одному гаусові; ця одиниця потоку індукції називається максвел.

Величина потоку індукції відіграє основну роль в електротехнічних розрахунках.

§ 301. Потенціал (напруга) поля. Про величину сили ми судимо за прискорення, якого сила надає тілу, або з величини деформації, яку викликає ця сила, або, нарешті, з величини роботи, яку сила виконує при переміщенні її точки прикладання.

Щоб зробити цей останній спосіб математично точним і легко застосовуваним у практичних розрахунках, вводиться поняття про особливу величину, яка має розмірність роботи, віднесеної до одиниці маси до одиниці кількості електрики, магнетизму і т. д.).

А саме, кожна точка простору, в якому діють сили, характеризується певним значенням потенціала, при чому під потенціалом даної точки розуміють роботу, яку треба виконати, щоб перемістити з нескінченної віддаленості, де поля немає, в дану точку поля одиницю „маси“: в полі тяжіння — одиницю гравітаційної маси, в електричному полі — одиницю кількості позитивної електрики, в магнітному полі — одиницю кількості позитивного магнетизму.

Якщо сили поля чинять опір переміщенню „позитивної маси“ з простору, де сил немає, в дану точку поля, то потенціал у цій точці позитивний, і він тим більший, чим більший опір чинять сили поля згаданому переміщенню. Так, усюди навколо позитивного заряду, якщо немає поблизу негативних зарядів, потенціал електричного поля позитивний.

Якщо сили поля самі прагнуть втягнути в поле „позитивну масу“, тобто самі здійснюють роботу, то, значить, витрата роботи є негативною і, отже, потенціал у даній точці негативний, абсолютною ж величиною він тим більший, чим більшу роботу здатні виконати сили поля при згаданому переміщенні. Таким чином, потенціал електричного поля, утвореного негативним зарядом, негативний; негативним також є магнітний потенціал поблизу південного полюса магніта, і завжди є негативним потенціал поля всесвітнього тяжіння.

Якби, користуючись прийомами інтегрального числення, ми підраховали роботу, яку треба витратити, перемагаючи сили поля, утвореного одиничним точковим зарядом, щоб привести одиницю позитивної електрики з нескінченності, де поля немає, в точку на віддалі r від заряду e , то ми знайшли б¹⁾, що робота ця, тобто потенціал, у зазначеній точці:

$$V = \frac{e}{\epsilon r} \quad (16)$$

(тут ϵ — діелектрична стала середовища, в якому міститься заряд e).

Коли поле утворене кількома (як завгодно розміщеними) зарядами e_1, e_2, \dots і віддалі якоїсь точки в полі від цих зарядів відповідно дорівнюють r_1, r_2, \dots , то потенціал у цій точці дорівнює алгебричній сумі потенціалів полів, утворених окремими зарядами, так що (при $\epsilon = 1$):

$$V = \frac{e_1}{r_1} + \frac{e_2}{r_2} + \dots \quad (16a)$$

Надзвичайно важливим є те, що робота, витрачена на переміщення заряду в електростатичному полі, так само як і робота переміщення магнітного полюса в магнітному полі, не залежить від шляху переміщення і залежить тільки від початкового і кінцевого положень переміщуваного заряду або полюса. Для всієї безлічі траєкторій, які можна провести між точками початкового і кінцевого положень переміщуваного заряду, робота переміщення однакова і дорівнює різниці потенціалів цих точок, помноженій на число переміщуваних одиниць кількості електрики (або магнетизму):

$$A = e(V_2 - V_1). \quad (17)$$

Потенціал поля називають також напругою поля (не плутати з напруженістю).

¹⁾ Наводимо цей розрахунок. У будь-якій точці сфери на віддалі r від заряду сила сили $E = \frac{e}{r^2}$. На переміщення одиниці позитивної електрики на віддаля dr у напрямку до заряду e витрачається робота $dV = E dr$. Сумарна витрата роботи дорівнює інтегралові від цієї величини, взятому від r до $r = \infty$ (границю інтегрування беремо в наслідок зростання r , бо інакше треба було б писати dr із знаком мінус):

$$V = \int_r^{\infty} E dr = \frac{e}{\epsilon} \int_r^{\infty} \frac{1}{r^2} dr = \frac{e}{\epsilon r}.$$

Із самого означення потенціала як роботи, що витрачається проти сил поля, випливає, що вздовж силової лінії в позитивному Π напрямі потенціал зменшується, „напруга спадає“. Поле прагне переміщати позитивну електрику в напрямі спадання потенціала, а негативну електрику — в напрямі зростання потенціала.

Через те що в напрямі, перпендикулярному до силових ліній, заряд можна переміщати, не витрачаючи роботи (проекція сили на переміщення дорівнює нулеві), то, таким чином, поверхня, перпендикулярна в усіх своїх точках до напрямку силових ліній, що пронизують Π , є поверхнею, що об'єднує місця однакового потенціала. Тому поверхня, всюди перпендикулярна до напрямку силових ліній, називається еквіпотенціальною поверхнею або, інакше, поверхнею рівного рівня.

Зауважимо, що назва „напруга поля“ і вислови „спадання напруги“, „поверхня рівного рівня“ виникли з аналогії електричних явищ з явищами, які можна спостерігати при течії рідин.

Для образності мови ми часто уподобуємо електрику рідині, ми говоримо: „електрика тече“, „електричний струм“. Потенціал можна уявляти рівневі рідини або гідростатичному тискові. Справді, рідина завжди тече від вищого рівня до нижчого, як позитивна електрика завжди тече від вищого потенціала до нижчого.

Для того, щоб певну кількість рідини, наприклад, вагою G грамів, підняти з якогось рівня h_1 на якийсь інший рівень h_2 , треба витратити роботу $A = G(h_2 - h_1)$; величина цієї роботи зовсім не залежить від того шляху, по якому ми переміщаємо рідину; так само у випадках електричного поля: робота при переміщенні електрики e від одного потенціала V_1 до другого V_2 не залежить від шляху переміщення і виражається аналогічною ж формулою:

$$A = e(V_2 - V_1).$$

§ 302. Потенціал провідника в електричному полі. Коли ми вносимо в електричне поле провідник, сили поля викликають у провіднику такий

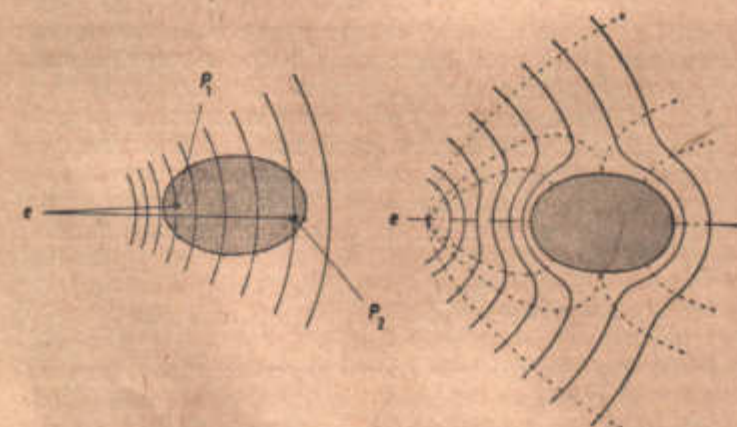


Рис. 298. Деформація поля, яка викликається присутністю провідника. Суцільними лініями зображені перерізи еквіпотенціальних поверхень, пунктиром — силові лінії. Поверхня провідника стає в електростатичному полі еквіпотенціальною поверхнею; силові лінії розміщуються перпендикулярно до поверхні провідника.

якщо сила поля дорівнює нулеві, значить, переміщення заряду не пов'язане з витратою роботи, таким чином, при рівновазі зарядів потенціал всюди всередині і на поверхні провідника однаковий.

перерозподіл внутрішніх, властивих самій речовині провідника, зарядів, що в результаті в усіх точках усередині провідника сила поля стає рівною нулеві (§ 285).

Інакше кажучи, відбувається вирівнювання потенціала. Внаслідок вільної руховості зарядів у провіднику рівновага зарядів у ньому можлива тільки в тому випадку, коли сила поля всюди всередині провідника дорівнює нулеві. Але

Провідник, внесений у поле, електризується впливом поля і так змінює поле, що *поверхня провідника стає еквіпотенціальною поверхнею*. Лінії сил, які в початковий момент пронизували провідник, ковзають по поверхні провідника доти, поки не займуть положення, при якому всі вони будуть *перпендикулярні до поверхні провідника*.

На рис. 298 кількома поверхнями рівня подане електростатичне поле від точкового позитивного заряду e . Уявимо собі, що в поле внесений провідник, зображений заштрихованою площею; в перший момент кожна точка провідника має потенціал, який відповідає ще незміненому полю;

в точці P_1 провідника потенціал більший, ніж у точці P_2 . Внаслідок вільної рухливості електрики у провіднику в ньому одразу почнеться течія електрики від точок більшого потенціала до точок меншого потенціала. В результаті поверхня провідника стане поверхнею рівня, і силові лінії встановляться нормально до поверхні провідника. Алгебрична сума зарядів усередині провідника залишиться рівною нулеві, тому число силових ліній, які входять у провідник, дорівнюватиме числу ліній, що виходять з провідника. Поле, змінене провідником, показано на рис. 298 (пунктиром показані силові лінії).

Переміщення зарядів усередині провідника і пов'язане з ним ковзання силових ліній по поверхні провідника являють собою явище електричного струму.

Земна куля в цілому є провідником. Можливо, що Землі властивий якийсь електростатичний потенціал відносно віддалених точок світового простору, і можливо, що іншим небесним тілам властиві інші значення потенціала.

В електротехніці (а часто і в фізиці) потенціал Землі приймають умовно рівним нулеві. Всі провідники, які сполучені провідником з Землею («заземлені»), в стані електростатичної рівноваги мають потенціал, який відносно Землі дорівнює нулеві. Але коли стан електричної рівноваги порушений, то потенціал заземленого (наприклад, з допомогою довгого тонкого дроту) провідника у відношенні до Землі може й не дорівнювати нулеві; тоді йде струм з провідника в Землю, якщо напруга провідника позитивна, і в зворотному напрямі, якщо вона негативна.

§ 303. Одиниця потенціала. З самого означення потенціала випливає величина його одиниці. Абсолютною електростатичною одиницею потенціала є така різниця потенціалів, при проходженні якої одна абсолютна електростатична одиниця кількості електрики виконує роботу, рівну одному ергові.

За практичну одиницю потенціала прийнято вольт, який у 300 раз менший абсолютної електростатичної одиниці потенціала:

$$\text{вольт} = \frac{1}{300} \text{ абс. електростат. од. потенціала.}$$

На віддалі 1 см від заряду в одну електростатичну одиницю кількості електрики потенціал (у пустоті) дорівнює 1 електростатичній одиниці потенціала або (це те саме) 300 вольтам.

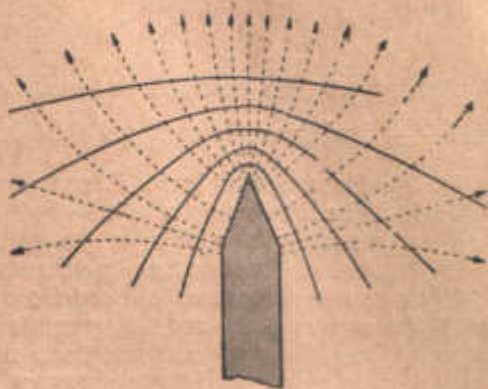


Рис. 299. Поле електрично зарядженого вістря. Суцільними лініями зображені перерізи еквіпотенціальних поверхень, пунктиром — силові лінії.

Найуживаніші гальванічні елементи дають на своїх полюсах різницю потенціалів близько одного вольт. Щоб у повітрі одержати електричну іскру довжиною в один міліметр, потрібна різниця потенціалів між зарядженими кулями приблизно в 3000 вольтів або 10 електростатичних одиниць потенціала.

Робота, яку треба витратити, щоб перенести один кулон електрики з однієї точки електричного поля в іншу точку при різниці потенціалів у цих точках в один вольт, дорівнює одному джоулеві:

$$\text{кулон} \cdot \text{вольт} = 3 \cdot 10^9 \cdot \frac{1}{300} \text{ ергам} = 10^7 \text{ ергам} = 1 \text{ джоулеві}.$$

Нагадаємо, що джоуль становить приблизно $\frac{1}{10}$ кілограмметра (точніше $\frac{1}{9,81}$ кгм) і еквівалентний 0,24 м. кал (§ 32 і 221).

§ 304. Електроємність. *Електроємністю якогонебудь провідника називається числова величина заряду, який надає цьому провідникові потенціал, рівний одиниці (при умові, що інші провідники, які містяться в полі, заземлені, тобто що їх потенціал дорівнює нулеві).*

Коли ми заряджаємо електрикою провідник, ізольований від впливу сторонніх зарядів, електрика, надана провідникові, розподіляється якимсь цілком певним способом по його поверхні. Потенціал у будьякій точці провідника являє собою алгебричну суму потенціалів усіх окремих зарядів, наданих провідникові. Нехай σ є поверхнева густина електризації провідника (тобто кількість електрики, яка припадає на одиницю площі). На якійнебудь площинці поверхні Δs міститься кількість електрики, рівна $\sigma \Delta s$; потенціал, який викликається цією кількістю електрики в якійсь точці P провідника, що міститься на віддалі r від площинки Δs , дорівнює $\frac{\sigma \Delta s}{r}$ (формула 16, § 301).

Щоб дістати повне значення потенціала в точці P , треба підсумувати потенціали, які викликаються зарядами, розміщеними на різних площинках $\Delta s_1, \Delta s_2, \Delta s_3, \dots$, віддалених від точки P відповідно на віддалі r_1, r_2, r_3, \dots т. д. (формула 16а, § 301):

$$V = \frac{\sigma_1 \Delta s_1}{r_1} + \frac{\sigma_2 \Delta s_2}{r_2} + \frac{\sigma_3 \Delta s_3}{r_3} + \dots \quad (18)$$

Через те що при рівновазі потенціал у всіх точках провідника однаковий, то, отже, розподіл густини електрики на провіднику ($\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3, \dots$) повинен бути такий, щоб написана сума для всіх точок провідника мала одно й те ж значення.

Уявимо собі, що заряд кожної елементарної площинки поверхні Δs ми збільшуємо в n раз, тоді і загальний заряд провідника зростає в n раз, в n раз зростає значення кожного члена суми у формулі (18) і, отже, в n раз зростає значення потенціала провідника. Ми бачимо, таким чином, що заряд і потенціал провідника є величини, пропорціональні одна одній. Можна написати, отже, що

$$e = CV, \quad (19)$$

де коефіцієнт пропорціональності C є не що інше, як електроємність провідника (заряд, при якому провідник набуває потенціала, рівного одиниці: $e = C$, коли $V = 1$).

Припустимо, що даний провідник був заряджений позитивно, і припустимо, що ми наближаємо до нього другий заземлений провідник

(рис. 300); на цьому провіднику через вплив з'являться негативні заряди (позитивні заряди, які виникли через вплив, підуть у землю). Позитивний потенціал першого провідника буде ослаблений дією негативних зарядів другого, і якщо потенціал першого провідника дорівнював раніше, скажімо, одиниці, то тепер він стане меншим від одиниці; це означає, що електроємність першого провідника через наближення другого заземленого провідника збільшилась, бо для того, щоб потенціал першого провідника знову став рівним одиниці, треба збільшити позитивний заряд цього провідника.

Металічна пластинка, відокремлена тонким шаром ізолятора від другої заземленої металічної пластинки, має велику електроємність; ці дві пластинки утворюють електричний конденсатор; ємність конденсатора тим більша, чим ближче розмішені його обкладки одна до однієї і чим більша площа обкладок (§ 308).

§ 305. Одиниця електроємності. Застосуємо формулу (18) попереднього параграфу до найпростішого випадку — до обчислення потенціала зарядженого сферичного провідника, віддаленого від усіх інших провідників.

Через те що потенціал в усіх точках усередині провідника однаковий, то, бажаючи відшукати значення потенціала провідника, ми можемо вибрати будьяку точку всередині нього і до цієї точки застосувати формулу (18). Природно, що за таку точку ми оберемо центр кулі, відносно якого всі елементарні ділянки поверхні $\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3$ і т. д. розміщені симетрично, так що $r_1 = r_2 = r_3 = \dots = R$, де R — радіус кулі. Вносячи за дужки в сумі, яка стоїть у правій частині формули (18), величину $\frac{1}{R}$, дістанемо в дужках значення загального заряду провідника $\sigma_1 \Delta s_1 + \sigma_2 \Delta s_2 + \sigma_3 \Delta s_3 + \dots = e$ і таким чином знаходимо, що

$$V = \frac{e}{R}, \text{ або } e = RV.$$

Зіставляючи цей вираз з формулою (19) попереднього параграфу, бачимо, що виражена в абсолютних одиницях електроємність сферичного провідника вимірюється радіусом кулі, вираженим у сантиметрах.

Абсолютна одиниця електроємності є електроємність кулі, радіус якої дорівнює сантиметрові.

Крім абсолютної одиниці ємності 1 см, у практичній системі електричних мір користуються ємністю в 1 фарад (скорочено позначають його літерою F). Фарадом називається електроємність провідника, який від заряду в 1 кулон дістає потенціал в 1 вольт.

Один кулон = $3 \cdot 10^9$ електростатичних одиниць електрики і 1 вольт = $\frac{1}{300}$ електростатичної одиниці потенціала; тому із співвідношення $C = \frac{e}{V}$ випливає, що 1 фарад = $3 \cdot 10^9 \cdot 300 = 9 \cdot 10^{11}$ см.

Практично часто користуються мільйонними частками фарада. Мільйонна частка фарада називається мікрофарадом і звичайно позначається μF :

$$1 \mu F = 9 \cdot 10^6 \text{ см.}$$

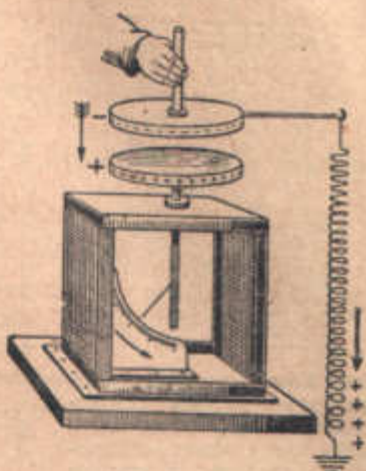


Рис. 300.

Місяць віддалений від Землі на $3,8 \cdot 10^{10}$ см; ємність фарада відповідної кулі з радіусом, у 23 рази більшим, ніж віддаль Місяця від Землі. Ємність земної кулі приблизно дорівнює $750 \mu F$.

§ 306. Потенціальна енергія сукупності зарядів. Потенціальна енергія якоїнебудь сукупності зарядів являє собою роботу, яка може бути здійснена зарядами при їх віддаленні оди одного від одного на такі значні віддалі, при яких сили взаємодії між ними стають зникаючо-маленькими.

Уявимо собі, що в просторі на діелектрику або на провідниках розміщене якесь (яке завгодно) число зарядів, наприклад, заряди e_1, e_2, e_3 і т. д. Така сукупність зарядів має потенціальну енергію, яка визначається формулою

$$U = \frac{1}{2}(e_1 V_1 + e_2 V_2 + e_3 V_3 + \dots), \quad (20)$$

де V_1, V_2, V_3, \dots є значення потенціалу поля в тих місцях, де розміщені заряди (наприклад, V_1 є потенціал, викликаний зарядами e_2, e_3, \dots у тій точці поля, де міститься заряд e_1).

Від формули (17, § 301), яка визначає роботу переміщення заряду в полі,

$$A = e(V'' - V'),$$

наведена вище формула відрізняється тим, що в праву частину її входить коефіцієнт, який дорівнює половині. Яке походження цього коефіцієнта?

Розглянемо випадок двох зарядів e_1 і e_2 , розміщених у точках A_1 і A_2 , в яких потенціали відповідно дорівнюють V_1 і V_2 при чому потенціал у точці A_2 , де міститься другий заряд, викликаний першим зарядом, а потенціал в A_1 — другим. Потенціальну енергію взаємодії цих двох зарядів ми можемо підрахувати двома способами. Ми можемо уявити собі, що другий заряд залишається нерухомим, а перший віддаляється від нього. Перебравши під дією сил, що виходять від другого нерухомого заряду, і переміщаючи з місця, де потенціал дорівнює V_2 , у місце настільки віддалене від другого заряду, що потенціал поля там дорівнює нулю, цей перший заряд e_1 може виконати роботу $e_1 V_2$. Коли цей перший заряд віддаляється на нескінченно велику віддаль від другого, то очевидно, що тепер стає можливим переміщати другий заряд, як завгодно, не витрачаючи на це переміщення ніякої роботи. Отже, величина роботи, одержаної при віддаленні першого заряду $e_1 V_2$, і є потенціальна енергія взаємодії двох розглянутих зарядів:

$$U = e_1 V_2.$$

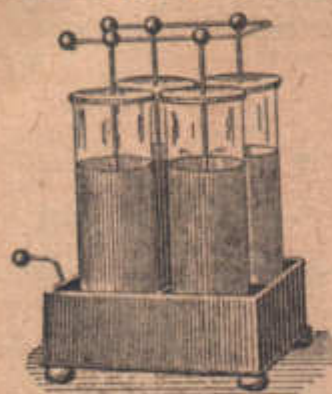


Рис. 301а. Простіший конденсатор — батарея лейденських банок. Кожна банка зсередини і ззовні обклеюється станіолом (лістовим свинцем).

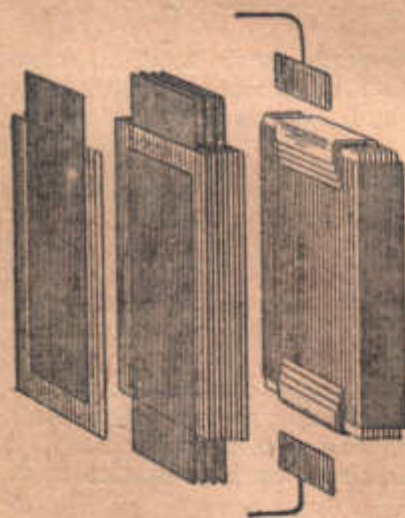


Рис. 301б. Будова плоских конденсаторів: між листами станіола укладаються аркуші парафінованого паперу або листи сьюди. Непарні листи станіола, з'єднані до купи, утворюють одну обкладку конденсатора, парні — другу.

як завгодно, не витрачаючи на це переміщення ніякої роботи. Отже, величина роботи, одержаної при віддаленні першого заряду $e_1 V_2$, і є потенціальна енергія взаємодії двох розглянутих зарядів:

Але з таким же правом ми могли б припускати, що перший заряд залишається нерухомим, а віддаляється другий заряд. Ми дістали б тоді, що $U = e_2 V_2$.

Не даючи переваги ні одному з цих способів підрахунку, можна написати, отже, що

$$U = \frac{1}{2}(e_1 V_1 + e_2 V_2).$$

Очевидно, що це міркування можна продовжити на випадок трьох, чотирьох і взагалі якої завгодно кількості зарядів (при цьому треба взяти до уваги, зрозуміло, те, що потенціал у точці, в якій розміщений заряд, зумовлюється всіма іншими зарядами).

§ 307. Енергія наелектризованого провідника. У випадку наелектризованого провідника потенціали в усіх точках провідника (при рівновазі зарядів) однакові: $V_1 = V_2 = V_3 = \dots = V$, де V є потенціал провідника. Вносячи у формулі (20) попереднього параграфу V за дужки, дістанемо в дужках сумарний заряд провідника:

$$e = e_1 + e_2 + e_3 + \dots$$

Таким чином знаходимо, що потенціальна енергія наелектризованого провідника визначається простим співвідношенням:

$$U = \frac{1}{2} eV. \quad (21)$$

Потенціальна енергія наелектризованого провідника дорівнює половині добутку його заряду на потенціал.

Потенціал провідника дорівнює відношенню заряду до ємності провідника; $V = \frac{e}{C}$ (форм. 19). Отже:

$$U = \frac{e^2}{2C}. \quad (22)$$

Ми бачимо, що електрична енергія провідника при його зарядженні зростає пропорційно квадратові заряду.

Другий часто вживаний вираз для енергії наелектризованого провідника ми дістанемо, якщо в загальному рівнянні енергії (21) замінямо заряд e з формули (19) через добуток CV :

$$U = \frac{CV^2}{2}. \quad (22a)$$

Якщо у формулах (21) і (22) заряд e виражений в кулонах, потенціал у вольтах, а ємність у фарадах, то енергія буде виражена в джоулях.

§ 308. Розрахунок електроємності конденсатора. Якщо одну пластину конденсатора зарядити до потенціала V_1 , а другу до потенціала V_2 , то всередині між пластинами конденсатора поверхні рівня йтимуть паралельно пластинам. Силкові лінії електростатичного поля між обкладками конденсатора йдуть перпендикулярно до поверхні рівня. Тому всередині плоского конденсатора вони являють собою паралельні прямі лінії, спрямовані перпендикулярно до площин конденсатора. Проте, біля країв конденсатора вони вигинаються назовні. Ми можемо пояснити це викривлення на підставі зробленого раніше зауваження про напруги і тиски в полі, розглядаючи це викривлення як результат поперечного тиску силових ліній.

Всередині конденсатора поле повинне мати всюди однакову напруженість, тобто бути однорідним. Однорідність поля порушується тим більше, чим більше ми наближаємось до краю. Коли б пластини мали нескінченний протяг, то поле між ними всюди було б цілком однорідним. Тому відхилення від однорідності будуть тим незначніші, чим більші розміри пластин порівняно з віддаллю d між пластинами. Таким чином, при досить малій віддалі d на вплив країв, який порушує однорідність, можна не зважати.

Нехай на одній з пластин міститься заряд електрики $+e$, а на другій пластині буде такий же заряд, але супротивний за знаком, тобто $-e$. Із заряду $+e$ виходить $\frac{4\pi e}{\epsilon}$ силових ліній, які закінчуються на заряді $-e$ (§ 299).

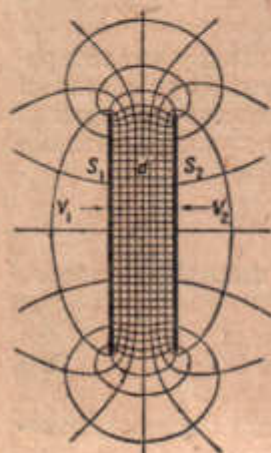


Рис. 302. Поле конденсатора.

Силовий потік дорівнює $N = ES = \frac{4\pi e}{\epsilon}$, де E — напруженість поля між пластинами конденсатора. Звідси:

$$E = \frac{4\pi e}{\epsilon S}. \quad (a)$$

Переміщаючи одиницю позитивної електрики з однієї пластини конденсатора на другу, ми повинні (за означенням поняття „різниця потенціалів“) витратити роботу, що дорівнює $V_2 - V_1$. З другого боку, ми можемо сказати, що робота ця дорівнює добутковій сили



Рис. 303. Конденсатор змінної ємності.

E на довжину шляху переміщення d , тобто дорівнює Ed . Отже, $Ed = V_2 - V_1$, звідки

$$E = \frac{V_2 - V_1}{d}. \quad (b)$$

Зіставляючи формули (a) і (b), виходимо, що

$$\frac{4\pi e}{\epsilon S} = \frac{V_2 - V_1}{d}$$

або, якщо одна обкладка конденсатора заземлена ($V_1 = 0$):

$$e = \frac{\epsilon S}{4\pi d} V.$$

Порівнюючи цей вираз з формулою $e = CV$, бачимо, що ємність конденсатора дорівнює

$$C = \frac{\epsilon S}{4\pi d} \text{ см.} \quad (23)$$

§ 309. **Енергія конденсатора.** При зарядженні конденсатора треба витратити роботу, рівну електростатичній потенціальній енергії конденсатора. Цю потенціальну енергію можна обчислити за формулами § 307.

Скористаємось формулою:

$$U = \frac{1}{2} e V$$

і підставимо сюди значення e і V , виражені через силу поля E всередині конденсатора. Коли одна обкладка конденсатора заземлена, тобто коли $V_1 = 0$, то з формул (а) і (б)

$$V = Ed \quad e = \frac{\epsilon S}{4\pi} E,$$

звідки

$$U = \frac{\epsilon E^2}{8\pi} \cdot Sd. \quad (24)$$

Приклад. Розрахуємо ємність лейденської банки діаметром 10 см, обкладеної сталюю до висоти 20 см і зробленої із скла товщиною $d = 3$ мм. Діелектрична стала скла $\epsilon = 6$. Визначимо також роботу, яку треба витратити, щоб зарядити банку до потенціала 30 000 V. Маємо: $S = \pi \cdot 10 \cdot 20 = \pi \cdot 200$ см²; $d = 0,3$ см; $\epsilon = 6$. Звідси

$$C = \frac{6 \cdot \pi \cdot 200}{4 \cdot \pi \cdot 0,3} \text{ см} = 1000 \text{ см}.$$

$$\text{Робота дорівнює } \frac{CV^2}{2} = \frac{1}{2} \cdot 100^2 \cdot 1000 = \frac{1}{2} \cdot 10^7$$

$$\text{ергам} = \frac{1}{2} \text{ джоуля.}$$

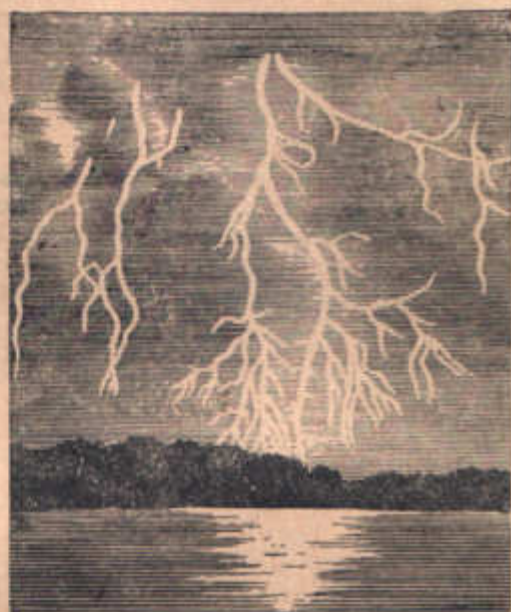


Рис. 304. Грозові хмари і поверхню землі можна розглядати як дві обкладки конденсатора.

§ 310. Енергія поля. В кінці попереднього параграфу ми дістали для енергії конденсатора надзвичайно цікавий вираз. Зауважимо, що у формулі $U = \frac{\epsilon E^2}{8\pi} \cdot Sd$ добу-

ток Sd означає об'єм, зайнятий діелектриком, який роз'єднує обкладки конденсатора. Беручи до уваги це і зважаючи також на те, що сила поля E всередині між пластинами конденсатора всюди однакова, ми бачимо, що електрична енергія конденсатора дорівнює величині, яку дістаємо, коли кожному кубічному сантиметрові поля конденсатора приписувати енергію, рівну $\frac{\epsilon E^2}{8\pi}$ ергам (припускаємо, що E виражена в абсолютних електростатичних одиницях).

У зв'язку з цим виникає потреба розв'язати питання, де ж справді зосереджена енергія конденсатора: на обкладках чи в просторі між обкладками. При розгляданні електричних процесів з погляду теорії далекодіяння енергію, очевидно, слід уявляти розміщеною в тих місцях, де повинні міститись електричні заряди, тобто на металічних обкладках конденсатора.

З погляду теорії близькодіяння, розвинутої Фарадеєм і Максвеллом (§ 298), простір між пластинами конденсатора перебуває в особливому стані напруги, дія якої виявляється в наявності поля. Тому за теорією близькодіяння електрична енергія розміщена в просторі між пластинами конденсатора. Обчислення, виконане в попередньому параграфі, показує, що електричну енергію можна уявити як суму кількостей

енергії, розміщених по окремих ділянках об'єму поля і залежних за величиною від напруженості поля. Результат цей, очевидно, має значення не тільки для конденсатора. Скрізь, де є напруженість поля E , всюди вона є показником якогось особливого стану простору, якому слід приписати певну кількість енергії.

Назвавши енергію поля в одиниці об'єму об'ємною густиною енергії, приходимо до такого загального висновку:

у вільному від речовини електростатичному полі з напруженістю E об'ємна густина енергії $u = \frac{E^2}{8\pi}$.

Для поля всередині діелектрика з діелектричною сталою ϵ об'ємна густина енергії дорівнює

$$u = \frac{\epsilon E^2}{8\pi}. \quad (25)$$

Згадавши те, що було сказано в § 298, ми бачимо, що в електричному полі натяг силових ліній (віднесений до одиниці поверхні, перпендикулярної до напрямку поля) чисельно дорівнює густині енергії.

Аналогічне співвідношення між густиною енергії і напруженістю поля має місце і для магнітного поля:

$$u = \frac{\mu H^2}{8\pi}. \quad (26)$$

Тут u буде виражене в erg/cm^3 , якщо H виражене в ерстедах.

РОЗДІЛ XIII.

ЕЛЕКТРОДИНАМІКА.

§ 311. Електрорушійна сила і напруга струму. В найпростішому випадку (§ 302) електричний струм являє собою вирівнювання різниці потенціалів, що відбувається в наслідок руху електричних зарядів. Можна уявити собі це вирівнювання як результат руху або позитивної електрики в напрямі спадання потенціала, або негативної — в напрямі зростання потенціала. Нарешті, можна розглядати струм як одночасне протікання позитивної електрики в одному напрямі і негативної — у зворотному. Всі три припущення формально допустимі, але звичайно за напрям струму приймають той напрям, у якому повинна була б рухатись позитивна електрика.

Кількість електрики, що проходить за одну секунду через поперечний переріз провідника, називають величиною струму.

Якщо різниця потенціалів між двома сусідніми точками провідника зникла (спадання потенціала стало рівним нулеві), то зникає і електричний струм. Між двома точками провідника не може довго існувати різниця потенціалів, без того щоб по цьому провіднику не пішов струм від точки з вищим потенціалом до точки з нижчим потенціалом. Інакше це було б несумісне з поняттям про провідник як про тіло, по якому електрика може вільно пересуватись. Проте, наприклад, на полюсах розімкненого гальванічного елемента є різниця потенціалів, яка існує там в наслідок наявності так званої електрорушійної сили, походження якої в цьому випадку зв'язане, головним чином, з електрохімічними процесами в елементі.

Різниця потенціалів, властива полюсам гальванічного елемента, динамомашини або іншого генератора (збудника) струму, коли полюси розімкнені (тобто не з'єднані провідником), служить мірою електрорушійної сили даного генератора струму. Різниця потенціалів, яка встановлюється між полюсами генератора струму, коли полюси сполучені проводом, називається вольтажем або напругою струму.

Рух електрики, що встановився, тільки в тому випадку не буде супроводитись нагромадженням електрики на кінцях провідника, якщо рух електрики відбувається по замкненому шляху. Якщо поряд з рухом електрики в провідниках взяти до уваги так звані струми зміщення в непровідниках, то можна твердити, що електричний струм завжди утворює замкнене коло.

Електрорушійна сила \mathcal{E} переборює опори, які існують під час руху електрики в замкненому колі. Напруга струму $V_1 - V_2$ переборює опори в зовнішньому колі струму.

§ 312. Закон Ома. Електропровідність. Вивчаючи явище постійного електричного струму в різних провідниках, Ом після численних експериментів прийшов до висновку, що ці явища підлягають такому основному закону.

Величина струму, або кількість електрики, що протікає по даному провіднику за одиницю часу, пропорційна різниці потенціалів на кінцях його і обернено пропорційна опорowi провідника:

$$I = \frac{V_1 - V_2}{R}. \quad (1)$$

Опір же R , як показав Ом, залежить від довжини провідника l , від площі його поперечного перерізу S і, нарешті, від того матеріалу, з якого він виготовлений. Ця залежність виражається формулою:

$$R = \rho \frac{l}{S}. \quad (2)$$

Таким чином, опір провідника прямо пропорційний довжині і обернено пропорційний площі його перерізу.

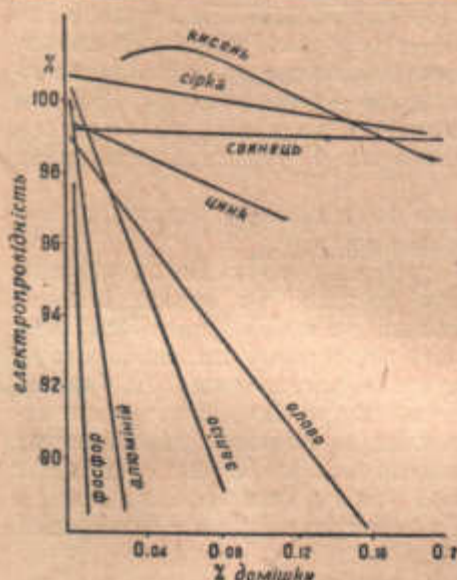


Рис. 305. Вплив домішок на електропровідність міді.

то питомий опір ρ виражатиметься в *омо · сантиметрах*, тобто в *омо* помножених на сантиметр.

Перетворимо формулу закону Ома, ввівши в неї напруженість (складового поля E).

Різниця потенціалів двох точок $V_1 - V_2$ пов'язана з напруженістю E і віддаллю між цими точками l формулою $E = \frac{V_1 - V_2}{l}$ (§ 308, формула б), звідки $V_1 - V_2 = El$. Опір $R = \rho \frac{l}{S}$. Підставивши ці вирази в формулу (1), дістанемо:

$$I = \frac{El}{l} = \frac{ES}{\rho}.$$

Коефіцієнт ρ , який залежить від матеріалу провідника, називається його питомим опором.

Замість поняття про опір провідника R можна ввести поняття про його електропровідність, розуміючи під цим величину, обернену величині опору.

Так само замість коефіцієнта ρ можна ввести коефіцієнт питомої електропровідності σ , прийнявши

$$\sigma = \frac{1}{\rho}.$$

За практичну одиницю опору приймають опір такого провідника, по якому при різниці потенціалів на його кінцях, яка дорівнює одному вольту, проходить за секунду кількість електрики в 1 кулон, тобто проходить струм величиною в 1 ампер. Такий опір називають *омом*.

Якщо опір R виражений в *омо*, довжина l — в *см* і переріз S — в *см²*,

Питома електропровідність $\sigma = \frac{1}{\rho}$, отже, $I = ES\sigma$. Величина струму, яка припадає на одиницю площі поперечного перерізу провада $\frac{I}{S}$, називається густиною струму i .

Поділивши попередню рівність на S , дістанемо таку часто вживану формулу закону Ома:

$$i = \sigma E.$$

На питомий опір металів сильно впливають навіть незначні домішки. На рис. 305 показаний вплив домішок на електропровідність міді. На осі абсцис відкладений процент домішок, на осі ординат зазначена відносна (в процентах) зміна електропровідності міді.

При підвищенні температури питомий опір металів зростає (від $\frac{1}{300}$ до $\frac{1}{200}$ на градус; рис. 366 на стор. 384).

Наведемо питомі опори деяких провідників.

Таблиця 20.

Матеріал при 18°	Питомий опір в ом · см	Питома провідність в ом ⁻¹ · см ⁻¹
<i>Чисті метали</i>		
Срібло	0,016 · 10 ⁻⁴	62 · 10 ⁴
Мідь	0,0175 · 10 ⁻⁴	57 · 10 ⁴
Залізо	0,15 · 10 ⁻⁴	6,7 · 10 ⁴
Цинк	0,06 · 10 ⁻⁴	17 · 10 ⁴
Вольфрам	близько 0,05 · 10 ⁻⁴	20 · 10 ⁴
Платина	0,108 · 10 ⁻⁴	9,3 · 10 ⁴
Свинець	0,208 · 10 ⁻⁴	4,8 · 10 ⁴
Графіт у монокристалах	близько 0,4 · 10 ⁻⁴	2,5 · 10 ⁴
Ртуть	0,95 · 10 ⁻⁴	1,04 · 10 ⁴
<i>Споги</i>		
Латунь (66% міді + 34% цинку)	0,063 · 10 ⁻⁴	15,8 · 10 ⁴
Манганці (84% міді + 4% нікелю + 12% мангану)	0,42 · 10 ⁻⁴	2,4 · 10 ⁴
Константан (60% міді + 40% нікелю)	0,49 · 10 ⁻⁴	2 · 10 ⁴
<i>Пресовані і стоплені порошки</i>		
Металізовані* вугляні нитки ламп розжарювання	3 · 10 ⁻⁴	0,33 · 10 ⁴
Звичайні вугляні нитки ламп розжарювання і вугляні дугових ліхтарів	40 · 10 ⁻⁴	0,02 · 10 ⁴
	Якщо відкинути множник 10 ⁻⁴ , то ці числа дають в омах опір дроту довжиною 1 м з поперечним перерізом 1 мм ²	Якщо відкинути множник 10 ⁴ , то числові дані являють собою довжину в метрах дроту, який має опір 1 ом при поперечному перерізі 1 мм ²

§ 313. Спадання потенціала вздовж кола. Якщо дано величину струму I в якомунебудь провіднику і дано його опір, то за законом Ома ми легко можемо обчислити різницю потенціалів на кінцях цього провідника:

$$V_1 - V_2 = IR.$$

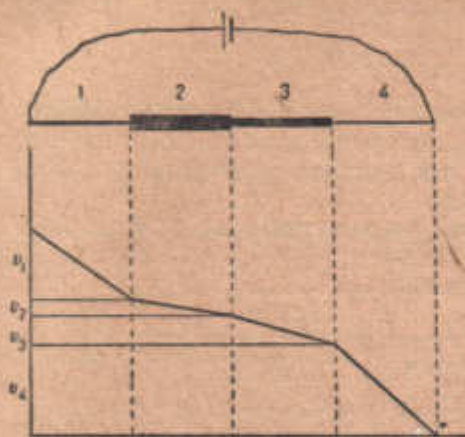


Рис. 306. Чим більший опір окремих ділянок провідника (ділянки 1—4), тим більший у них спад потенціала.

Течія рідини

$$q = \frac{h_1 - h_2}{R};$$

$$R = p \frac{l}{S},$$

де коефіцієнт p залежить від тертя води об пісок або об стінки труби.

Втрату напору на тертя вздовж труби у випадку руху рідини можна спостерігати безпосередньо, якщо на трубі, по якій тече рідина, встановити в різних місцях манометричні трубки (рис. 307).

Рівень води в цих трубках буде аналогічно до показів електроскопа стояти тим нижче, чим ближче буде ця трубка до отвору труби.

§ 314. Закони Кірхгофа. Для співвідношень величин струмів і напруг у розгалужених провідниках Кірхгоф дав (1847) два правила, за якими можна обчислити величини, що зумовлюють струм, для кожного випадку.

1. Надамо струмам, що йдуть в напрямі до точки зустрічі кількох провідників, знак плюс (+), а струмам, які йдуть від цієї точки, знак мінус (-). Тоді, згідно з першим законом Кірхгофа, для кожної точки провідника алгебрична сума величин струмів дорівнює нулю (рис. 308):

$$\sum I = 0.$$

Якщо електричний струм I по всій довжині кола однаковий, то, очевидно, спадання потенціала в різних частинах кола буде пропорційне опорам розглядаючої частини (рис. 306).

Рух електрики в провідниках можна уподібнити до руху рідини в якомунебудь середовищі з тертям, наприклад, у піску або ґрунті або в трубі з малим перерізом. Закони цього руху цілком аналогічні законам Ома для електричного струму, тільки замість величини електричного струму тут треба вважувати силу воляного потоку, тобто кількість води q , яка протікає через даний поперечний переріз за кожну секунду, а замість різниці потенціалів тут буде різниця тисків (напорів) або різниця відповідних барометричних або манометричних висот $h_1 - h_2$.

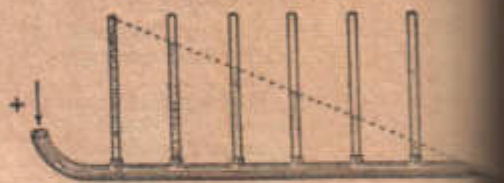


Рис. 307. Гідродинамічна аналогія електричного струму.

Цей закон виражає те, що в усякий момент часу в дану точку провідника стільки ж електрики притікає, скільки й витікає, отже, в цій точці електрика не нагромаджується і не убуває.

2. Другий закон Кірхгофа стосується замкнутого контура струму, який складається з системи розгалужених провідників, і являє собою узагальнення закону Ома.

В замкнутому контурі струму сума електрорушійних сил дорівнює сумі добутків величин струмів на опори окремих ділянок кола:

$$\sum \varepsilon = \sum IR.$$

В цьому випадку струми, які йдуть в одному напрямі, слід вважати позитивними, а струми, що йдуть у протилежному напрямі — негативними. Нагадаємо, що під електрорушійною силою розуміють різницю потенціалів, властиву розімкненим полюсам генератора струму.

Відзначивши, що IR є не що інше, як спадання потенціала на шляху по опорі R , ми можемо другий закон Кірхгофа виразити і так: обходячи мислено якийнебудь замкнутий контур у сітці струму, побачимо, що сума всіх електрорушійних сил, які зустрічаються на шляху, дорівнює сумі всіх спадань потенціалів IR в окремих ділянках контура.

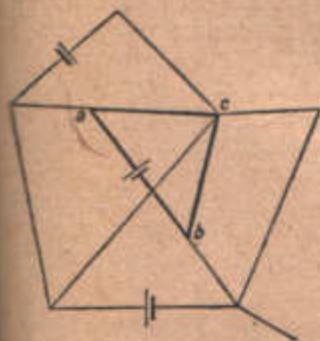


Рис. 309. У всякому замкнутому контурі (наприклад, a, b, c) сума електрорушійних сил дорівнює сумі добутків величин струмів на опори окремих ділянок кола.

або

$$\varepsilon = I(R_i + R_1 + R_2 + R_3),$$

$$I = \frac{\varepsilon}{R_i + R_1 + R_2 + R_3}. \quad (3)$$

Ми бачимо, таким чином, що загальний опір кола, складеного з ряду послідовно сполучених опорів, дорівнює сумі окремих опорів.

§ 315. Відгалуження струму. Уявимо собі, що джерело з електрорушійною силою ε (рис. 310) замкнуте провідником, який між точками A і B розгалужується на паралельні опори R_1 , R_2 і R_3 . За першим правилом Кірхгофа, застосованим до точки A або до точки B :

$$I = I_1 + I_2 + I_3.$$

Застосовуючи друге правило Кірхгофа до контура струму $A1B2$, дістанемо:

$$I_1 R_1 - I_2 R_2 = 0,$$

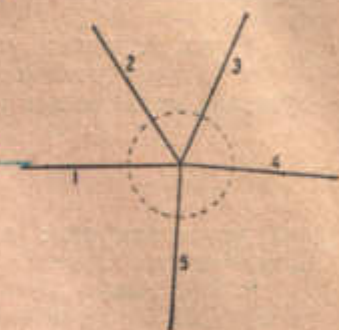


Рис. 308. В точці зустрічі провідників алгебрична сума величин струмів дорівнює нулеві.

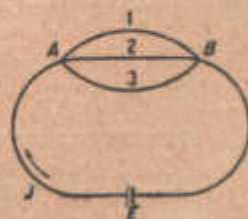


Рис. 310. Розгалуження струмів.

звідки

$$\frac{I_1}{I_2} = \frac{R_2}{R_1}.$$

Отже, величина струму в двох паралельно зв'язаних провідниках обернено пропорційна опорів провідників. Загальний опір R розгалуження знаходять з формули

$$\frac{1}{R} = \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} + \frac{1}{R_3}, \quad (4)$$

яка читається так: загальна провідність розгалуження дорівнює сумі провідностей кожної з віток. Це справедливо для всякого числа віток.

§ 316. Закон Джоуля. Коли кількість електрики e переходить від потенціала V_1 до потенціала V_2 , то при цьому виконується робота (§ 301)

$$A = eU,$$

де V — різниця потенціалів:

$$V = V_1 - V_2.$$

В електричному струмі відбувається постійне переміщення електрики від вищого потенціала до нижчого; тому струм безперервно виконує роботу, яка частково або цілком перетворюється в теплоту, що нагріває проводи, по яких іде струм. Якщо величина струму дорівнює I і струм проходить протягом t секунд, то кількість



Рис. 311. Потужність водоспаду дорівнює добутку сили потоку на висоту падання.

електрики, яка пройшла за цей час, $e = It$, при чому струм виконає роботу

$$A = IVt.$$

Робота, виконувана за одиницю часу, називається потужністю, або ефектом струму. Ми бачимо, що потужність струму дорівнює добутку величини струму на напругу струму:

$$W = IV.$$

Грунтуючись на законі Ома, можна в цій формулі I замінити через відношення $\frac{V}{R}$, можна також V замінити добутком IR . Таким чином, одержуємо три вирази для потужності постійного електричного струму:

$$W = IV = \frac{V^2}{R} = I^2R,$$

еквівалентних для ділянок кола, що не мають електрорушійних сил.

Якщо величина струму виражена в амперах, а різниця потенціалів — у вольтах, то робота струму виражається в джоулях, а потужність — у ватах. Сто ватів становлять один гектоват; тисяча ватів становлять кіловат. Одиниця роботи, яка дорівнює роботі струму потужністю в один кіловат протягом години, називається кіловат-година; кіловат-година $= 3,6 \cdot 10^6$ джоулів.

Якщо спадання потенціала вздовж струму зумовлене тільки опором провідника, то вся робота струму витрачається на нагрівання провідника.

і тіл, що дотикаються до нього. Виділювана при цьому теплота називається джоулевою теплотою.

Один джоуль еквівалентний 0,24 м. кал. Тому в провіднику, який не має електрорушійних сил, на кінцях якого різниця потенціалів дорівнює одному вольту і по якому тече струм величиною в один ампер, кожної секунди виділяється 0,24 м. кал. тепла.

З наведених вище формул для роботи струму бачимо, що при величині струму I амперів у провіднику, опір якого дорівнює R омам, протягом t секунд повинна виділятися кількість тепла, яка дорівнює:

$$Q = I V t \text{ джоулям,}$$

або

$$Q = 0,24 I^2 R t \text{ м. кал.} \quad (6)$$

Коли вказано напругу, а не величину струму, то кількість виділюваного тепла можна знайти за формулою:

$$Q = 0,24 \frac{V^2}{R} t \text{ м. кал.} \quad (7)$$

Зрозуміло, що не все тепло, яке дає струм, іде на нагрівання самого провідника; частина цього тепла передається просторові, який оточує провідник, шляхом теплопровідності, друга частина — шляхом випромінювання. Температура провідника не зростатиме ввесь час, а досягне якоїсь границі. Справді, чим вищою буде температура провідника, тим більше він віддаватиме тепла навколишньому просторові, тому через деякий час прибуток тепла в наслідок перетворення електричної енергії і убуток його через теплопровідність і випромінювання зрівноважаться, і температура лишиться сталою.

Якщо провідники увімкнені в коло послідовно, то величина струму I в них однакова, і кількість тепла, виділюваного в кожному провіднику щосекунди (форм. 6), прямо пропорційна опорові провідника. Тому лампочка розжарювання, яка має великий опір, розжарюється, тоді як мідні проводи, що підводять до неї струм, лишаються холодними. З тієї ж причини місце поганого сполучення двох дротів (поганий контакт) електричної сітки сильно нагрівається струмом (щоб запобігти цьому, в електричних установках кінці сполучуваних дротів старанно спаюють).

При паралельному сполученні величина струму в провідниках буде різна, зате всі вони мають однакову різницю потенціалів, і кількості тепла, виділюваного щосекунди (форм. 7), в цьому випадку обернено пропорційні опорам, тобто якраз протилежно до того, що спостерігається при послідовному сполученні провідників.

Тому, якщо лампочки розжарювання увімкнені в коло паралельно, як це і робиться звичайно, то лампочка з меншим опором братиме на себе більше енергії, ніж лампочка з більшим опором.

§ 317. Магнітне поле струму. Правило свердлика. Нерухомий електричний заряд і нерухомий магнітний полюс не взаємодіють один з одним. Між ними немає ні сили притягання, ні сили відштовхування. Ці сили не виникають між ними ні при яких умовах. Проте, досить привести електричний заряд або магнітний полюс у рух, як одразу між ними з'являється сила взаємодії, яка намагається обертати їх один відносно одного. Сила ця зростає при збільшенні швидкості їх відносного руху і, крім того, залежить від кута, утворюваного напрямками їх руху.

Під час руху зарядів і магнітів навколишнє середовище набуває особливого стану, який характеризується появою замкнених силових ліній. Навколо електричного заряду, який рухається, з'являються зам-

кнені лінії магнітних сил; лінії ці у вигляді концентричних кіл охоплюють пряму, в напрямі якої рухається заряд. Навколо магнітного полюса, який рухається, аналогічно виникають замкнені лінії електричних сил. Простір, що перебуває в цьому особливому стані, називається електромагнітним полем.

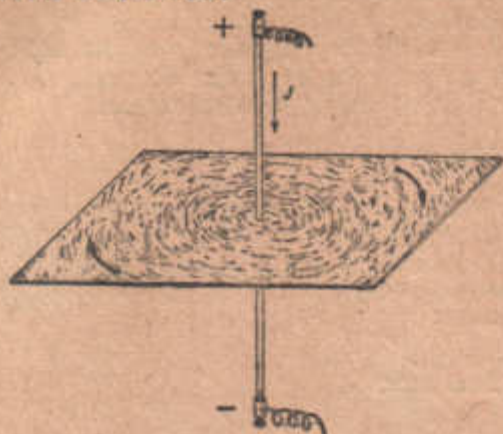


Рис. 312. Силові лінії магнітного поля струму.

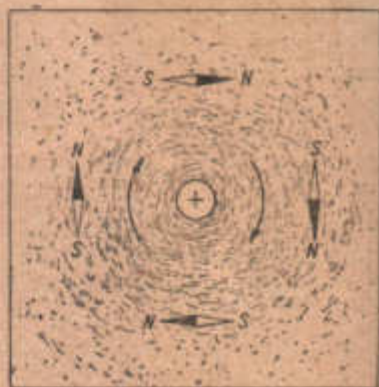


Рис. 313. Магнітне поле навколо прямого струму.

Електричний струм являє собою потік рухомих електричних зарядів. Величина струму вимірюється кількістю електрики, яка протікає за однієї секунди через поперечний переріз провідника. Коли по провіднику проходить струм, навколо провідника утворюються замкнені магнітні силові лінії, які концентричними кільцями охоплюють провідник. Ці лінії можна спостерігати з допомогою залізних опилків, насипаних на аркуш паперу; для цього треба помістити аркуш паперу (з насипаними на нього опилками) перпендикулярно до прямолінійного провідника, по якому тече струм (рис. 312); для спроби беруть струм величиною в 15—20 А.

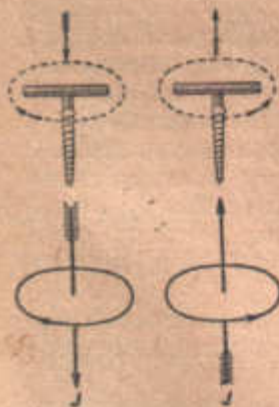


Рис. 314. Правило свердлника. При поступовому русі свердлника в напрямі струму обертальний рух рукоятки свердлника вказує напрям силових ліній магнітного поля струму.

Опилки, намагнічуючись, орієнтуються в напрямі дії магнітної сили. Розміщення опилків показує, що магнітна сила в усіх точках площини, перпендикулярної до осі прямого струму, завжди напрямлена по дотичній до кола, проведеного з точки перетину осі струму з площиною, і лежить у цій площині. Далі, розміщення опилків показує, що сили, які діють у магнітному полі струму, збуваються із збільшенням віддалі від осі струму; а міру віддалення від центра картина набуває розмитого характеру.

Якщо на дошку прилада, зображеного на рис. 312, помістити кілька маленьких магнітних стрілок, надітих на вістря голок, то стрілки розмістяться в напрямі силових ліній подібно до опилків. Ця спроба дає також можливість установити і самий напрям магнітних силових ліній (рис. 313).



Рис. 315. Вигляд магнітного поля прямого струму в просторі.

Умовилися приймати за позитивний напрям магнітного поля той напрям, у якому намагається рухатись північний магнітний полюс уздовж силової лінії поля (§ 297). Цей позитивний напрям на рис. 312 і 313 позначено стрілками. Напрямок магнітного поля є пов'язаний з напрямом струму, що, як вважають, іде від позитивного полюса до негативного. Простішим і найбільш універсальним правилом, яке пов'язує напрям магнітного поля з напрямом електричного струму в проводі, є правило свердлика. Відомо, що при обертанні свердлика за годинниковою стрілкою гвинт свердлика вгвинчується і подається поступно вперед.

Якщо поступний рух гвинта означає напрям струму в проводі, то напрям обертання ручки свердлика відповідатиме напрямові ліній магнітного поля (рис. 314).

Правилом свердлика можна користуватись також для визначення напрямку струму за напрямом його магнітних силових ліній.

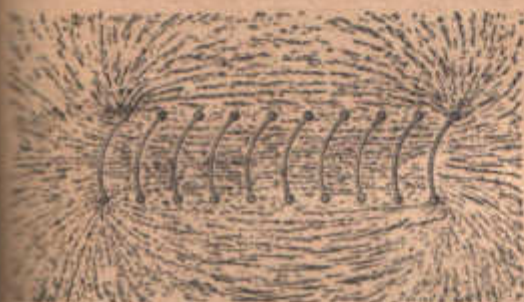


Рис. 317. Магнітний спектр соленоїда.

З такої ж картини „магнітного спектра“, розмістивши площину вище або нижче; отже, вигляд магнітного поля в просторі для випадку прямого струму може бути даний як ряд коаксіальних циліндричних поверхонь, що мають своєю віссю вісь струму (рис. 315). Магнітна сила в полі прямого струму в усякій його точці (наприклад, у точках А і В; рис. 315) завжди напрямлена по дотичній до циліндричної поверхні, яка проходить через цю точку, і перпендикулярна до твірної, на якій лежить дана точка.

На рис. 316 показаний магнітний спектр кругового струму, а на рис. 317 — спектр соленоїда.

Рис. 318 дає розміщення поля в просторі навколо прямого провідника.

Магнітне поле ні в якій мірі не залежить від фізичних властивостей провідника і цілком визначається величиною струму.

Існування магнітного поля струму було виявлене вперше в 1820 р. датським фізиком Ерстедом. Тоді ж французьким фізиком Ампером були проведені дослідження, що привели до швидкого розвитку електродинаміки.

§ 318. Дві сторони в явищі електричного струму. Рухи, що їх визначає механіка, є переміщення, тобто зміни місця, в якому міститься розглядане тіло або точка, з часом.

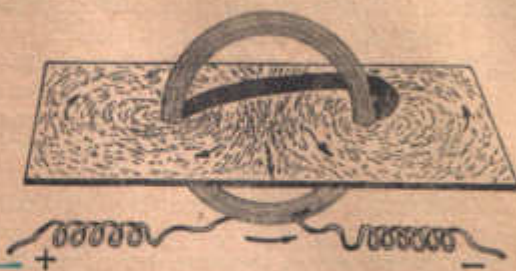


Рис. 316. Магнітне поле кругового струму.

Якщо вгвинчувати свердлик за напрямом магнітної лінії, то напрям повороту ручки вкаже напрям струму в контурі, який охоплює цю силову лінію.

Поряд з правилом свердлика часто користуються також таким правилом: якщо дивитись у напрямі струму, то магнітні лінії будуть напрямлені в сторону руху стрілки годинника.

В описаній спробі з залізними опилками положення площини по висоті не відіграє ролі; ми дістали



Рис. 318. Вигляд магнітного поля кругового струму в просторі.

Механічне переміщення, згідно з діалектичним розумінням руху, є невід'ємною приналежністю всякої зміни, що відбувається в природі. Що б не змінювалось у навколишній природі, ми завжди маємо право твердити, що разом з цією зміною відбувається те або інше переміщення. Це переміщення може бути, і дуже часто у фізичних явищах буває, недоступним нашому безпосередньому спостереженню.

Таким, наприклад, є переміщення атомів і молекул, яким супроводиться теплова форма руху, або ж переміщення, які відбуваються при хемічному сполученні між атомами реагуючих речовин і всередині їх.

З того, що переміщення супроводить всі зміни, які відбуваються в природі, ще зовсім не випливає, що всяка зміна в природі, тобто рух, у широкому розумінні може бути зведений до самих тільки переміщень, які супроводять даний процес. Таке прагнення характерне для механістичного розуміння природи, але, як показує вся історія фізики, воно не приводить до позитивних результатів.

Процес електричного струму пов'язаний з переміщенням носіїв електрики, якими можуть бути електрони, іони або більші електрично заряджені частинки. Проте, явище електричного струму не може бути зведене до самих тільки переміщень зарядів.

Електричний струм завжди зв'язаний з магнітним полем, яке оточує провідник у вигляді замкнених магнітних силових ліній.

Напруженість цього магнітного поля в будь-якій його точці пропорціональна величині струму, а саме його виникнення немимуче йде поруч з усяким електричним струмом, чи буде це струм у металічному провіднику або в електроліті, чи струм, викликаний рухом наелектризованих частинок у „порожньому“ просторі. Через це магнітне поле в усіх без винятку випадках, коли ми його спостерігаємо, є умовою нею необхідною і достатньою для існування пов'язаного з ним, електричного струму.

Інакше кажучи, магнітне поле є одним із найважливіших виявів того, що ми називаємо електричним струмом, бо його не можна одержати окремо і незалежно від струму.

Нижче буде показано, що й ті магнітні поля, які є у постійних сталених магнітів, також пов'язані із струмами, але тільки із струмами внутрішньоатомними, що викликаються рухом електронів в атомах заліза. Таким чином, магнітне поле сталюого магніта є результатом ефективного величезного числа мікроскопічних внутрішньоатомних струмів.

Отже, явище електричного струму має в собі два невідокремлювані один від одного факти: 1) переміщення зарядів, 2) існування магнітного поля, яке супроводить струм.

Вивчення магнітного поля струму ми не повинні, та й не можемо обмежити вивченням якихнебудь переміщень. Не можемо вже хоча б тому, що самий характер цих переміщень, які відбуваються в магнітному полі навколо струму, нам зовсім невідомий. Це, проте, не повинне створювати враження, що в такому випадку і саме вивчення процесу електричного струму стає неможливим. Така думка якраз ґрунтувалася б на механістичному розумінні явищ природи.

Ми побачимо, що основні закони руху електрики можуть бути сформульовані і цілком чітко виражені, хоч і не взято до уваги тих переміщень, які їм властиві. Саме це й розкриває перед нами конкретну суть того твердження, що даний рух не є тільки простим механічним переміщенням.

§ 319. Величина струму як узагальнена швидкість. Візьмемо три послідовно сполучені провідники. Першим провідником нам служитиме металічний дріт; другим буде посудина з мідними електродами і з розчином мідного купоросу і, нарешті, третій „провідник“ являє собою скляну

трубку з впаєними електродами, всередині якої є високорозріджений простір (рис. 319). Для того щоб остання трубка могла служити як провідник електричного струму, треба ввести в неї носіїв електрики. Цього найкраще можна досягнути, зробивши в ній катод у вигляді спіральки з вольфраму, розжарюваної електричним струмом від сторонньої батареї. При розжарюванні струмом вольфрамова спіралька випускатиме з себе електрони, які й забезпечать проходження струму через цю трубку.

На рівній віддалі від осей усіх трьох провідників розмістимо однакові магнітні стрілки, підвішені на тонких нитках. Пропустивши струм через провідники, ми помітимо, що всі три стрілки відхиляться на однаковий кут. Отже, магнітне поле в усіх трьох випадках має на рівній віддалі від осі провідників однакову напруженість. Зрозуміло, і величина струму I в усіх провідниках однакова, бо вони ввімкнені послідовно. Разом з тим швидкості, з якими переміщуються носії електрики в металічному провіднику, в розчині мідного купоросу й у вакуумі, зовсім не однакові.

Про швидкість переміщення електронів металу в процесі електричного струму не можна говорити цілком певно, не роблячи цілого ряду припущень. Щодо переміщень зарядів (іонів) у розчині CuSO_4 , то в даному випадку носіями струму є позитивні іони міді і негативні іони SO_4 . Швидкості їх добре відомі з електрохімічних даних і, взагалі кажучи, дуже незначні. Іони рухаються в протилежні сторони з швидкостями, які не перевищують швидкості кінця хвилинної стрілки кишенькового

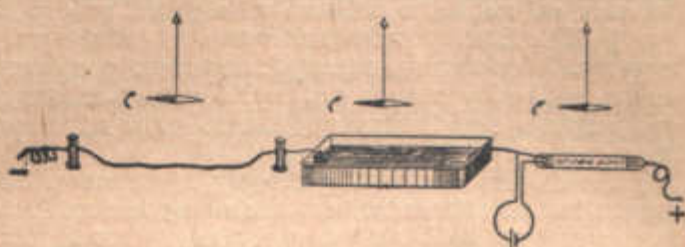


Рис. 319. Сила, з якою струм діє на магнітну стрілку, не залежить від природи провідника.

годинника. Потік електронів у „порожній“ трубці рухається прискорено від катода до анода і біля анода досягає швидкості десятків тисяч км/сек. Як бачимо, картина механічного руху в розглянутих випадках дуже неоднорідна і кількісно і якісно; проте, це ніяк не відбивається на основному зв'язі електричного струму — на магнітному полі струму.

Отже, якщо ми хочемо знайти напруженість магнітного поля в будь-якій точці біля провідника, по якому тече струм, то знання механічної швидкості зовсім не обов'язкове, якщо тільки відома величина струму в провіднику.

Величина струму I , яку невдало називають ще „силою“, по суті є швидкістю, але швидкістю зовсім іншого характеру, ніж швидкість у механіці.

Умовимося називати узагальненою швидкістю I зміну якоїсьбудь величини за одиницю часу або, точніше, відношення зміни розгляданої величини a , яка (зміна) дорівнює Δa , до приросту часу Δt :

$$I = \frac{\Delta a}{\Delta t}.$$

Якщо зміна відбувається нерівномірно, то замість скінченних приростів Δa і Δt слід узяти нескінченно малі da і dt . Тоді узагальнена швидкість виразиться так:

$$I = \frac{da}{dt}.$$

Прикладом поняття узагальненої швидкості може бути швидкість зростання людності міста, яка характеризується приростом на ΔN числа жителів за час Δt . Швидкість приросту $\epsilon = \frac{\Delta N}{\Delta t}$. Тут нічого не говориться про механічну швидкість, тобто про швидкість переміщення.

Саме в цьому розумінні ми і про величину струму можемо говорити як про узагальнену швидкість; величина струму I є перенесена кількість електрики e у відношенні до часу t , за який цей заряд був перенесений: $I = e/t$. У випадку змінного струму, коли через перерізи провідника за рівні проміжки часу проходять нерівні кількості електрики, ми замість попереднього виразу повинні написати:

$$I = \frac{de}{dt}. \quad (8)$$

Отже, для визначення найважливішого фактора електричного струму — його магнітного поля — має першорядне значення величина струму, яка являє собою узагальнену швидкість $I = de/dt$; другорядне значення має механічна швидкість носіїв електрики $v = dx/dt$. Важливість цього твердження ми зможемо оцінити на підставі всього дальшого викладу.

§ 320. Електромагнітні одиниці кількості електрики і величини струму. Абсолютною електростатичною одиницею величини струму називають величину такого струму, в якому за одну секунду через поперечний переріз провідника проходить одна абсолютна електростатична одиниця кількості електрики.

Ця одиниця величини струму дуже мала. Тому на практиці користуються іншою одиницею, яка має назву ампер. Ампером називають величину струму, при якій за одну секунду через поперечний переріз провідника проходить кількість електрики, рівна одному кулонові. Через те що один кулон містить $3 \cdot 10^9$ електростатичних одиниць кількості електрики, то значить, величина струму в один ампер дорівнює $3 \cdot 10^9$ електростатичних одиниць величини струму.

Для теоретичних розрахунків доцільно поряд з електростатичними одиницями кількості електрики і величини струму ввести ще так звані електромагнітні одиниці цих величин.

Електромагнітною одиницею величини струму називають величину такого струму, який, проходячи по довгому прямолінійному провіднику, діє на одиницю позитивного магнетизму, яка міститься на віддалі одного сантиметра від провідника, з силою двох дин¹⁾. І відповідно електромагнітною одиницею кількості електрики називається така кількість електрики, яка проходить за одну секунду через поперечний переріз довгого прямолінійного провідника, коли струм такий, який діє на одиницю позитивного магнетизму, вміщену на віддалі сантиметра від провідника, з силою двох дин. Електромагнітна одиниця величини струму має назву вебер. Відмінно від абсолютних електростатичних одиниць, які позначаються символом CGSE, абсолютні електромагнітні одиниці позначають символом CGSM.

Експериментом виявлено, що електромагнітні одиниці кількості електрики і величини струму в $3 \cdot 10^{10}$ раз більші електростатичних одиниць. Звідси робимо висновок, що величина струму в 1 вебер дорівнює 10 амперам. Число $3 \cdot 10^{10}$ часто називають веберовим числом за ім'ям вченого, який перший виміряв відношення електромагнітних одиниць до електростатичних.

¹⁾ В цьому означенні дано силу в дві дини (а не в одну дину), бо інакше в наведеній нижче закон Біо і Савара (§ 321 і 322) довелось б ввести коефіцієнт пропорційності, відмінний від одиниці.

Веберове число збігається з числовим значенням швидкості світла в пустоті, вимірній у сантиметрах за секунду. Цей збіг не є випадковим; він має місце тому, що світло являє собою електромагнітне явище.

§ 321. Закон Біо і Савара. Формула Ампера. В основі всіх розрахунків магнітних дій струму і багатьох інших розрахунків, зв'язаних з теорією електромагнітного поля, лежить закон, відкритий у 1820 р. французькими вченими Біо і Саваром. Ці вчені показали, що в усіх випадках силу магнітного поля струму можна обчислити, геометрично підсумовуючи (за правилом многокутника) сили, що спричинюються окремими малими ділянками струму.

Біо і Савар встановили, що коли тонкий провідник, по якому тече струм, уявляти собі поділеним на окремі малі ділянки (рис. 320), то силу dF , з якою взаємодіє кожна ця ділянка струму з магнітним полюсом, треба вважати пропорційною, поперше, довжині ділянки dl , подруге, силу, що треба вважати прямо пропорційною добутковій кількості магнетизму в полюсі (m) на величину струму (I) в провіднику і обернено пропорційною квадратові віддалі (r) від даної ділянки провідника до полюса.



Рис. 320. До закону Біо і Савара. Дія елемента струму на магнітний полюс.

Легко бачити, що закон Біо і Савара нагадує собою закони Кулона для електричних і магнітних полюсів. Проте, для електромагнітних взаємодій необхідно зробити одно характерне для цих дій доповнення, а саме: величина сили dF залежить ще від взаємних напрямів елемента струму і радіуса-вектора, проведеного від відповідної ділянки провідника до магнітного полюса. Ця сила має найбільшу величину тоді, коли обидва напрями утворюють між собою прямий кут, і вона перетворюється в нуль, коли магнітний полюс міститься на продовженні лінії струму, тобто коли кут між напрямом струму і напрямом радіуса-вектора дорівнює нулеві. Взагалі ж електромагнітна сила пропорційна синусові цього кута.

Отже, закон Біо і Савара може бути виражений такою формулою:

$$dF_1 = \frac{mI \cdot \sin(I, r)}{r^2} \cdot dl. \quad (9)$$

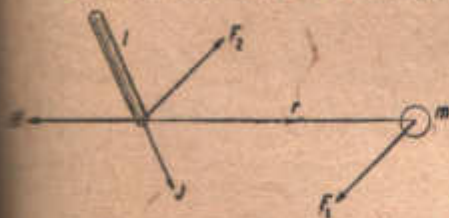


Рис. 321. Сила F_2 , яка діє з боку магнітного полюса m на елемент струму, рівна за величиною, але протилежна напрямом силі F_1 , що діє від елемента струму на магнітний полюс.

Напрямок кожної такої елементарної сили dF_1 треба вважати перпендикулярним до площини, проведеної через полюс і елемент струму, згідно з правилом свердлика. Якщо в наведеній формулі m виміряне в абсолютних одиницях магнетизму, I — в абсолютних електричних одиницях величини струму (у веберах), а dl і r — у сантиметрах, то dF_1 буде виражене в динах.

За принципом рівності дії і протидії магнітний полюс повинен діяти на елемент струму з рівною силою, але напрямленою протилежно $dF_2 = -dF_1$ (рис. 321). Лінія магнітного поля, утвореного позитивним полюсом m , яка проходить через елемент струму, напрямлена в сторону, прямо протилежну радіусу-векторові r , проведеному від елемента струму до полюса так, що $\sin(I, H) = -\sin(I, r)$. Якщо магнітна проникність середовища дорівнює μ , то напруженість поля, викликаного полюсом m на від-

далі r від нього, тобто там, де міститься елемент струму, дорівнює $H = \frac{m}{r^2}$. Отже, в наведеній вище формулі, яку ми хочемо тепер переписати так, щоб вона виражала силу, з якою магнітний полюс (m) діє на елемент dl струму I , можна замінити $\frac{m}{r^2}$ через μH :

$$dF_2 = \mu H I \cdot \sin(\angle, H) \cdot dl. \quad (10)$$

Цю формулу звичайно називають формулою Ампера.

Зауважимо, що магнітні властивості середовища не мають ніякого впливу на силу взаємодії струму і магніта. В першу з двох наведених вище формул, які виражають закон Біо і Савара, магнітна проникність середовища μ зовсім не входить. У другу формулу хоч μ і входить як коефіцієнт, але, крім того, в прихованій формі воно є також у виразі H у знаменнику, отже, добуток μH (який є не що інше, як магнітна індукція, § 300) від μ не залежить.

§ 322. Магнітне поле прямолінійного струму. Вираз (9), який подає закон Біо і Савара у диференціальній формі, показує, що елементарна сила dF , з якою нескінченно мала ділянка струму діє на магнітний полюс, обернено пропорціональна квадратові віддалі між ними. Звідси зовсім не впливає, що і вся сила F , з якою струм скінченної довжини діє на магнітний полюс, також обернено пропорціональна квадратові віддалі. Сила F може бути знайдена геометричним підсумовуванням нескінченно малих сил dF для всіх елементів струму, при чому ми, взагалі кажучи, дістанемо інший степінь віддалі.

Не наводячи викладок, які мають тільки чисто математичний інтерес, зазначимо, що це підсумовування елементарних сил для випадку нескінченно довгого прямолінійного провідника дає такий результат. Виявляється, що прямий струм I веберів діє на магнітний полюс m , який міститься на віддалі r см від провідника, з силою

$$F = \frac{2Im}{r} \text{ дин.}$$

Отже, напруженість поля прямого струму:

$$H = \frac{2I}{r} \text{ ерстедів.} \quad (11)$$

Якщо величина струму I виражена в амперах, то

$$H = \frac{1}{10} \cdot \frac{2I}{r} \text{ ерстедів.} \quad (12)$$

Ми бачимо, що напруженість поля прямого струму в будь-якій точці прямо пропорціональна величині струму і обернено пропорціональна квадратові віддалі між цією точкою і струмом.

§ 323. Магнітне поле кругового струму. Задача геометричного підсумовування сил, з якими діють на магнітний полюс окремі ділянки струму, найлегше розв'язується для випадку, коли магнітний полюс знайдено у центрі кругового струму (рис. 322). Уявимо собі, що круговий струм поділений на дуже багато малих ділянок dl . Сила dF , з якою кожна така ділянка діє на магнітний полюс m , вміщений у центрі кругового струму, для цих ділянок однакова і напрямлена в той самий бік.

Синус кута між напрямом струму в кожній з цих ділянок і радіусом дорівнює одиниці. Отже, за законом Біо і Савара:

$$F = \int dF = \int \frac{Im}{r^2} dl.$$

Вносячи за знак суми (за знак інтеграла) однакову для всіх ділянок величину $\frac{Im}{r^2}$ і враховуючи, що сумарна довжина всіх ділянок кругового струму дорівнює $2\pi r$, знаходимо:

$$F = \frac{2\pi Im}{r} \text{ дин.}$$

Звідси робимо висновок, що напруга поля в центрі кругового струму виражається такою формулою:

$$H = \frac{2\pi I}{r} \text{ ерстедів,} \quad (12)$$

де I виражена у веберах, а r — у сантиметрах.

Якщо величина струму виражена в амперах, то

$$H = \frac{1}{10} \cdot \frac{2\pi I}{r} \text{ ерстедів.} \quad (12a)$$

§ 324. Магніторушійна сила. Уявимо собі, що навколо довгого прямолінійного провідника ми переміщаємо по дузі кола, переборюючи сили поля, позитивний магнітний полюс $m = 1$.

Робота, яку треба витратити, щоб n раз обвести цей полюс навколо провідника, дорівнює добуткові сили, що діє на нього, H (форм. 11) на довжину шляху, тобто на $2\pi r \cdot n$; отже, якщо величина струму I виражена у веберах, то зазначена робота дорівнює:

$$M = 4\pi In \frac{\text{ерг}}{\text{одиниця магнетизму}}. \quad (13)$$



Рис. 322.

За означенням поняття „потенціал“ зазначена робота дорівнює приростові потенціала. В електростатичному полі в полі звичайних магнітів потенціал при переміщенні заряду по будь-якій замкненій траєкторії набуває певного значення, як тільки ми повертаємось у вихідну точку. Як бачимо, що цієї однозначності потенціала немає в магнітному полі струму.

З написаної формули випливає, що робота, яку треба витратити, щоб обвести магнітний полюс навколо прямолінійного провідника, не залежить від того, по якому колу ми здійснюємо переміщення; для всіх радіусів ця робота однакова. Можна довести, що робота ця не залежить також від форми контура, який ми описуємо навколо провідника, і не залежить від форми провідника. В усіх випадках вона визначається при $n = 1$ формулою (13). Цю роботу називають „магніторушійною силою“.

§ 325. Потік індукції електромагніта. Формула Гопкінсона. Вище сказано коротко про важливу особливість магнітного поля струму (див. абзац § 321; звернути увагу, що у формули, наведені в § 322, не входить r). Особливість ця полягає в тому, що сила H магнітного поля струму не залежить від магнітних властивостей середовища.

В наслідок цього магнітна індукція B , яка за означенням дорівнює μH , пропорційна магнітній проникності середовища. (Індукція поля звичайних магнітів від μ не залежить, бо сила поля їх обернено пропорційна μ ; § 294 і 300.)

Ми умовились величину магнітної індукції зображати густотою ліній індукції (§ 300). Вважаючи на те, що магнітна індукція струму пропорційна магнітній проникності середовища, ми приходимо до висновку, що лінії магнітної індукції струму повинні згущатись у залізі і взагалі у феромагнітному тілі, вміщеному в полі струму.

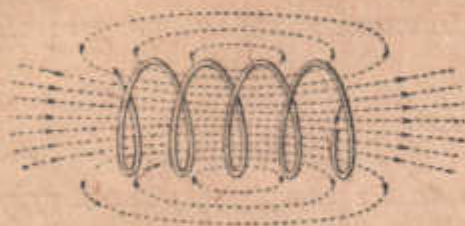


Рис. 323. Магнітне поле соленоїда.

Витки дроту, виходять назовні з катушки (з соленоїда) між витками (рис. 323); коли всередину соленоїда вставлене залізне осердя, лінії магнітної індукції згущуються осердям, і більша частина ліній індукції виходить через полюси електромагніта, завдяки чому між полюсами електромагніта утворюється сильне поле. Лінії індукції, які виходять назовні між витками дроту, становлять магнітний витік.

Проведемо розрахунок величини потоку магнітної індукції через полюси дугоподібного або підковоподібного електромагніта, вигнутого так, що міжполюсний простір його малий (рис. 324). Позначимо число витків дроту соленоїда літерою n , довжину осердя соленоїда — літерою l , площу його поперечного перерізу — S , довжину міжполюсного простору — l_0 , площу полюсного наконечника — S_0 (будемо вважати, що l і l_0 виражені в сантиметрах, а S і S_0 — у квадратних сантиметрах).

Уявимо собі, що магнітний полюс, який містить одиницю магнетизму, введений усередину соленоїда, ми переміщаємо вздовж усієї вигнутої осі соленоїда проти сил поля, проводимо з необхідності через полюсний простір і повертаємо його, пройшовши замкнений шлях, у вихідне положення. Яку роботу нам доведеться витратити на це переміщення? Ми обвели полюс навколо n проводів з величиною струму I амперів у кожному. Отже, за формулою (13) попереднього параграфу витрачена нами

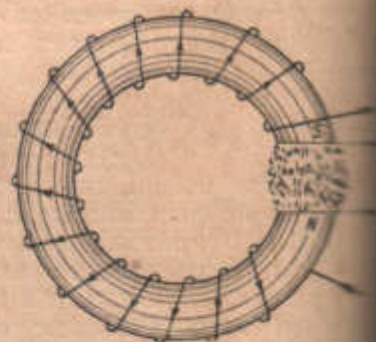


Рис. 324.

робота повинна дорівнювати $\frac{4\pi}{10} In$ ергам. З другого боку, ми можемо сказати, що робота ця дорівнює добуткові сили на довжину шляху переміщення, тобто дорівнює $HI + H_0 l_0$, де H є напруженість поля всередині соленоїда, а H_0 — напруженість поля в міжполюсному просторі. Прорівнюючи ці два вирази для роботи, дістанемо:

$$HI + H_0 l_0 = \frac{4\pi}{10} In.$$

Потік магнітної індукції через полюси електромагніта дорівнює:

$$\Phi = \mu HS = \mu_0 H_0 S_0,$$

де μ — магнітна проникність осердя, а μ_0 — магнітна проникність повітря в зазорі або взагалі середовища, яке заповнює міжполюсний простір. Виражаючи H і H_0 через Φ і підставляючи в попереднє рівняння, знаходимо:

$$\Phi \cdot \left(\frac{l}{\mu S} + \frac{l_0}{\mu_0 S_0} \right) = \frac{4\pi}{10} In.$$

Отже, число ліній магнітної індукції електромагнітів визначається формулою:

$$\Phi = \frac{4\pi}{10} \frac{In}{\frac{l}{\mu S} + \frac{l_0}{\mu_0 S_0}}. \quad (14)$$

Добуток In називають числом ампер-витків. Формулу (14) називають формулою Гопкінсона.

Приклад. Визначити кількість ампер-витків, потрібну для створення магнітного потоку в 400 000 максвел, якщо довжина залізного осердя 1 м, його переріз 25 см², ширина міжполюсного простору 1 см і якщо коефіцієнт магнітної проникності $\mu = 800$.

Маємо $\Phi = 400\,000$, $l = 100$, $l_0 = 25$, $\mu = 800$.

Отже:

$$400\,000 = \frac{0,4 \cdot 3,14 \cdot 25}{\frac{100}{800} + 1} \cdot In,$$

звідки

$$In = \frac{400\,000 \cdot 900}{0,4 \cdot 3,14 \cdot 800 \cdot 25} \approx 14\,300 \text{ ампер-витків.}$$

§ 326. Аналогія між формулами Гопкінсона і Ома. Магнітний опір кола. Слід звернути увагу на аналогію, яка існує між формулою Гопкінсона (форм. 14), що визначає потік магнітної індукції, і законом Ома (форм. 1, § 312 і форм. 3, § 314), який визначає величину електричного струму. Місце, яке займає в законі Ома електрорушійна сила, у формулі Гопкінсона для потоку індукції займає магніторушійна сила $M = 4\pi In$ (§ 324). Місце, яке займає в законі Ома електричний опір, у формулі Гопкінсона займає так званий магнітний опір кола R_m , який, подібно до електричного опору, пропорціональний довжині кола і обернено пропорціональний площі його поперечного перерізу:

$$R_m = \frac{l}{\mu S}.$$

Якщо магнітне коло складається з окремих ланок, які мають неоднакову магнітну проникність, то загальний магнітний опір кола дорівнює сумі магнітних опорів окремих ланок кола:

$$R_m = \frac{l_1}{\mu_1 S_1} + \frac{l_2}{\mu_2 S_2} + \dots$$

Тут ми маємо аналогію з тим, як складаються електричні опори провідників, сполучених послідовно. При цьому магнітна проникність є величиною, аналогічною питомій провідності.

Відповідно до двох правил Кірхгофа для кіл електричного струму, для магнітного кола і його розгалужень існують правила:

$$\begin{aligned} \sum \Phi &= 0; \\ \sum M &= \sum \Phi R_m. \end{aligned}$$

§ 327. Роль залізного осердя в соленоїді. Підймальна сила електромагніта. Відомо, що соленоїд, усередині якого міститься залізний стрижень (осердя), має незрівняно сильніше зовнішнє поле, ніж у тому випадку, коли осердя немає. Це явище пояснюється намагнічуванням заліза в полі соленоїда.

Серед усіх речовин, відомих нам до цього часу, тільки небагато мають здатність збільшувати первісне поле соленоїда в значне число раз. Сюди належать, крім заліза і сталі, нікель, кобальт, а також деякі стопи, що іноді складаються з таких речовин, які самі по собі не мають зазначеної властивості.

Всі речовини, здатні намагнічуватись подібно до заліза і посилювати зовнішнє поле соленоїда, мають назву феромагнітних речовин або, коротше, феромагнетиків* (§ 295).

Розглянемо трохи детальніше, в чому полягає роль феромагнітного осердя, вміщеного всередину соленоїда.

Закон Біо і Савара встановлює безпосередній зв'язок між величиною струму, що йде по проводу певної форми, і напруженістю магнітного поля, створюваного в середовищі, яке оточує цей струм, незалежно від магнітних властивостей цього середовища. Грунтуючись на цьому законі, який є одним з найзагальніших законів електродинаміки, ми можемо твердити, що коли по проводу даної довжини і форми йде струм величини I , то навколо проводу утворюється магнітне поле, напруженість якого буде однакою як у тому випадку, коли провідник міститься в пустоті (тобто у вакуумі), так і в тому випадку, коли він оточений якимсь середовищем.

Застосовуючи тількищо сказане до випадку порожнього соленоїда і до випадку соленоїда, всередині якого вміщене феромагнітне осердя, ми можемо твердити, що напруженість магнітного поля всередині феромагнітного осердя буде така ж, як і всередині соленоїда без усякого осердя.

Це, проте, зовсім ще не значить, що феромагнетик не впливає на магнітне поле соленоїда.

Ми не повинні залишати без уваги інший важливий факт, — що енергія магнітного поля однієї і тієї ж напруженості, утвореного в однаковому об'ємі порожнього соленоїда або соленоїда, заповненого речовиною феромагнетика, різна.

Відомо, що густина енергії магнітного поля пропорціональна як квадратові напруженості поля, так і магнітній проникності середовища, тобто величині μ .

Густина енергії магнітного поля визначається виразом (§ 310):

$$\frac{\mu H^2}{8\pi}$$

Тому в кожному кубічному сантиметрі поля при напруженості H усередині феромагнетика, який має проникність μ , міститься кількістю енергії в μ раз більша, ніж в 1 см^3 поля, яке утворене у вакуумі і має ту саму напруженість H . Цей факт особливо важливий, якщо взяти до уваги, що феромагнетики саме характеризуються великими значеннями проникності μ .

Збільшення магнітної енергії в соленоїді при вміщенні всередині його осердя легко спостерігати по іскрі, яка виникає в контакті, якщо швидко перервати струм, що йде через соленоїд. Енергія цієї іскри збільшується коштом енергії магнітного поля соленоїда завдяки самоіндукції (§ 347). Величина і яскравість іскри в соленоїді, який містить залізне осердя, в багато разів більші, ніж тоді, коли осердя немає.

Встановивши, що всередині соленоїда напруженість при відсутності осердя дорівнює напруженості, яка створюється всередині осердя, визначимо тепер, якими будуть величини, що характеризують магнітну індукцію в тому і другому випадку.

Магнітна індукція у випадку порожнього соленоїда ($\mu = 1$) дорівнює напруженості поля, тобто $B_0 = H$, тоді як індукція у феромагнетика $B_\phi = \mu H$, де H має те саме значення, як і в попередньому випадку.

Загальний потік магнітної індукції, який проходить через соленоїд, знайдемо, помножуючи ці значення індукції на площу перерізу соленоїда. Таким чином, ми бачимо, що *потік магнітної індукції через соленоїд, наповнений феромагнетиком, буде в μ раз більший, ніж при відсутності останнього.*

Соленоїд з феромагнітним осердем являє собою найпростіший тип електромагніта, який відобрає таку важливу роль в електротехніці.

Необхідно чітко уявити собі дію електромагніта і вміти розраховувати його підймальну силу.

Притяжна для електромагніта на кусок заліза ґрунтується на поздовжньому натягу магнітних силових ліній.

Якщо поблизу від полюса магніта міститься плоска залізна пластинка, то всі лінії магнітної індукції, які виходять з полюса паралельним пучком, пройдуть через повітряний зазор і потім через притягвану пластину. Повітряний зазор ми уявимо собі яким завгодно вузьким. Реально це відповідає тому випадкові, коли кусок заліза притягнтий магнітом і між ним і полюсом існує тільки той простір, який зумовлений недосконалістю обох площин.

Визначимо, яку силу треба прикласти при цих умовах до куска заліза, щоб відірвати його від полюса електромагніта. Ця сила і має назву підймальної сили.

Кусок заліза в зазначеному положенні втримується силою поздовжнього натягу силових ліній у зазорі між ним і полюсом. Щодо натягу силових ліній взагалі, тобто механічної сили, з якою діє поле на 1 см^2 перерізу, перпендикулярного до його напрямку, то його знаходять за тією ж формулою, як і густину енергії (§ 298). Очевидно, що величина $\frac{\mu H^2}{8\pi}$ може бути виміряна як в erg/cm^2 , так і в дин/cm^2 .

У першому випадку ця величина виражає густину енергії, в другому — натяг силових ліній.

Отже, всередині феромагнетика магнітне поле має натяг у $\frac{\mu H^2}{8\pi}$ дин/cm^2 .

Який же натяг у зазорі? Очевидно, через те що тут $\mu = 1$, то величина натягу, яка цікавить нас, є $\frac{H^2}{8\pi}$, де H напруженість у зазорі (у вакуумі чи в повітрі — це практично однаково).

Величина $H_{\text{заз}}$, тобто напруженість магнітного поля в зазорі, в μ раз перевищує значення напруженості H усередині заліза. В цьому легко переконатися з таких міркувань: через те що всі лінії магнітної індукції, що йдуть усередині осердя, проходять через зазор, то, очевидно, число ліній, яке припадає на площинку в 1 см^2 , перпендикулярну до потоку, як усередині феромагнетика, так і в самому зазорі буде однаково.

Інакше сказати, індукція у феромагнетика B_ϕ дорівнює індукції в зазорі $B_{\text{заз}}$. Але, як було показано, $B_\phi = \mu H$. Щодо $B_{\text{заз}}$, тобто індукції в зазорі, то, через те що тут $\mu = 1$ (або для повітря дуже близьке до одиниці), очевидно, що $B_{\text{заз}} = H_{\text{заз}}$, і ми можемо замість рівностей $B_{\text{заз}} = \mu H_{\text{заз}}$ записати $H_{\text{заз}} = \mu H$.

Це останнє співвідношення показує, що *напруженість поля в зазорі* μ раз більша *напруженості всередині феромагнітного осердя*.

З другого боку, саме ця напруженість у зазорі і визначає натяг силових ліній, який тут ϵ , а, отже, і ту механічну силу, з якою площа заліза в 1 см^2 притягується відповідною площею полюса.

Вставляючи у вираз для натягу ліній у зазорі $\frac{H^2_{\text{заз}}}{8\pi}$ замість $H_{\text{заз}}$ його значення $H_{\text{заз}} = \mu H$, ми дістанемо цю силу. Позначивши Π через p , можемо написати:

$$p = \frac{\mu^2 H^2}{8\pi} \text{ дин/см}^2. \quad (15)$$

Величина H , яка стоїть у цій формулі, обчислюється для соленоїди на підставі рівняння Гопкінсона за формулою

$$H = \frac{4\pi In}{l}.$$

Підймальна сила, що діє на площинку $S \text{ см}^2$, очевидно, дорівнюватиме

$$F = pS = \frac{\mu^2 H^2 S}{8\pi} \text{ дин/см}^2. \quad (16)$$

Зауважимо, що все викладене в цьому параграфі стосується того випадку, коли феромагнітне осердя замкнуте. При наявності значних повітряних зазорів усі розрахунки ускладнюються.

§ 328. Феромагнетики. Гістерезис. Як було відзначено в попередньому параграфі, феромагнітні речовини відзначаються великими значеннями магнітної проникності μ .

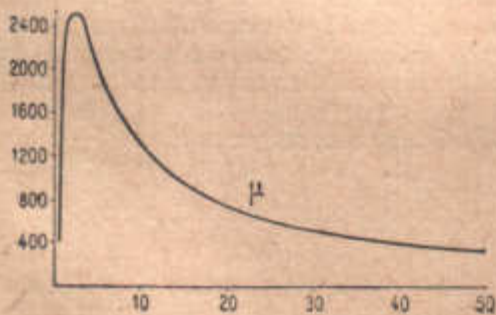


Рис. 325.

Крім цього, характерною особливістю цих речовин є несталість величини μ : магнітна проникність феромагнетика залежить від напруженості створеного в ньому магнітного поля.

Як приклад розглянемо криву, дану на рис. 325. Тут по осі абсцис відкладені значення напруженості магнітного поля всередині феромагнетика, а по осі ординат — відповідні значення магнітної проникності μ . Крива подана для заліза, показує, що μ при слабких полях дуже мале. Потім у міру збільшення напруженості намагнічуючого поля H величина μ також починає зростати, спочатку повільно (як це видно з самого початку кривої), а потім швидко, досягаючи максимуму при напруженості намагнічуючого поля близько 2,5 ерстеда.

При дальшому збільшенні напруженості μ знову зменшується і в сильних полях наближається до одиниці. Звідси, між іншим, випливає, що у випадку дуже сильних полів залізо й інші феромагнетики, застосовувані як осердя електромагніта, втрачають ту роль, про яку ми говорили в попередньому параграфі.

Цим і пояснюється той цікавий факт, що в експериментах проф. Резерфорда, який досяг у лабораторії Резерфорда в Кембріджі рекордних полів з напруженістю в 500 000 ерстедів, залізо зовсім не застосовувалося.

Поле виникало в „порожній“ катушці, яку живили струмом у кілька десятків тисяч амперів. (В експериментах Капіці застосовувались короточасні струми).

Залежність проникності μ від H приводить нас до висновку, що індукція B у випадку феромагнетика вже не є величиною, прямо пропорційною напруженості поля.

Не зважаючи на те, що ми, як завжди, маємо право написати і в даному випадку співвідношення

$$B = \mu H,$$

треба добре пам'ятати, що тут саме μ залежить від H .

Кожному значенню H відповідає окреме значення μ .

Виходячи з цього міркування, можна, скористувавшись даними

відносно залежності μ від H , тобто кривою рис. 325, побудувати залежність B від H . На рис. 326 показана крива, що її дістають при цьому. Ординати точок цієї кривої, як впливає із сказаного вище, одержані шляхом перемноження значень μ і H кривої рис. 325. На рис. 327 наведені залежності B від H для різних феромагнетиків.

Залежність проникності μ від напруженості поля, проте, не вичерпує всіх особливостей феромагнітних речовин.

Крім цього, дуже важливою обставиною є те, що на значення μ впливають також і попередні намагнічування, яких раніше зазнавав феромагнетик.

Таким чином, μ або B є не тільки функцією від H , але також залежать і від попереднього магнітного стану феромагнетика.

Щоб ознайомитися з цим явищем, уявимо собі, що в соленоїд вміщено стрижень з феромагнетика. Пропустивши струм через обмотку соленоїда і збільшуючи поступово величину струму, а отже, і напруженість намагнічуючого поля H , ми викличемо поступове зростання індукції в осерді. Якщо феромагнетик раніше не зазнавав намагнічування, то крива, яка виражає залежність B від H , матиме назву основної кривої намагнічування. Вона матиме вигляд, подібний до тих

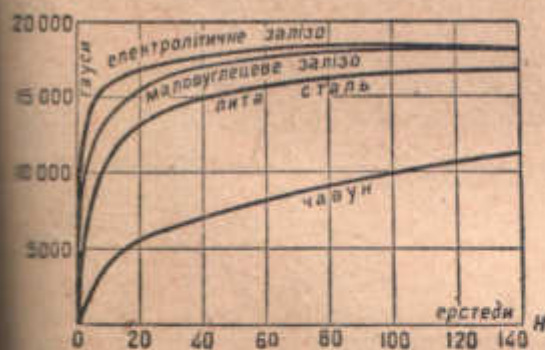


Рис. 327.

яких, які показані на рис. 327. На рис. 328 OD , являє собою цю криву. Дійшовши до точки D_1 , ми матимемо індукцію B_{max} , яка являє собою найбільше значення індукції при даному полі H_{max} .

Якщо слідом за цим почати ослаблювати намагнічуюче поле H , зменшуючи величину струму в обмотці, то B , зрозуміло, почне теж зменшуватись. Проте, це зменшення B відбувається з відставанням від основної кривої намагнічування. Точки при зменшенні B вже розміщуються не на кривій OD_1 , а на кривій D_1B_1 , що лежить вище OD_1 . Це відставання називають гістерезисом.

Очевидно, гістерезис зумовлений тим, що феромагнетика мають здатність зберігати в собі залишкове намагнічування, не зважаючи на те, що поле, яким воно було створене, зменшилось.

Якщо напруженість намагнічуючого поля зменшиться до нуля, то, як показує рис. 328, крива D_1B_1 прийде в точку B_1 . Це означає, що при зниканні намагнічуючого поля у феромагнетика зберігається залишкова індукція, яка дорівнює B_1 . Ця величина B_1 і являє собою так званий залишковий магнетизм у вузькому розумінні цього поняття.

Усунути „залишковий магнетизм“, тобто B_1 , можна струмом зворотного напрямку, який пропускається через обмотку соленоїда.

Якщо величина цього струму і напруженість відповідного йому поля $-H$ поступово зростатимуть, то крива розмагнічування з точки B_1 піде до точки $-H_c$. Або, зрештою, $-H_c$, таким чином, являє собою таку напруженість поля, з допомогою якої знищується залишкова індукція B_1 . Ця напруженість $-H_c$ є, отже, мірою тієї „мощності“ з якою затримується залишковий магнетизм у феромагнетика.

В наслідок цього величину H_c прийнято називати затримкою або коерцитивною силою.

Дальше збільшення H у від'ємну сторону викличе в осерді індукцію зворотного напрямку, при чому зростання B в цьому випадку йтиме по кривій H_cC_1 , аналогічній D_1B_1 .

У B_2 ми дістанемо негативну залишкову індукцію.

Знову змінивши тут напрям струму і збільшуючи його, ми підемо по відрізку кривої $-B_2H_c$, де H_c — знову таки коерцитивна сила, потрібна для знищення $-B_2$. При дальшому збільшенні струму крива від точки H_c піде вгору і закінчиться в точці D_1 .

Описаний коловий процес називається гістерезисним циклом, зображаючи його

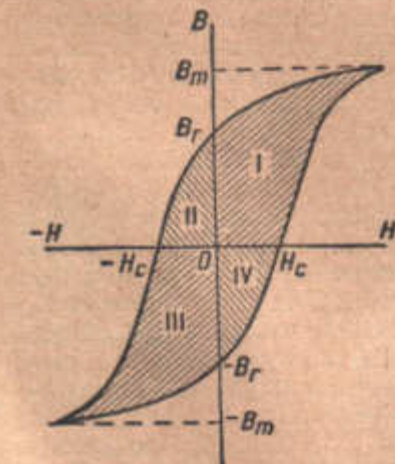


Рис. 329.

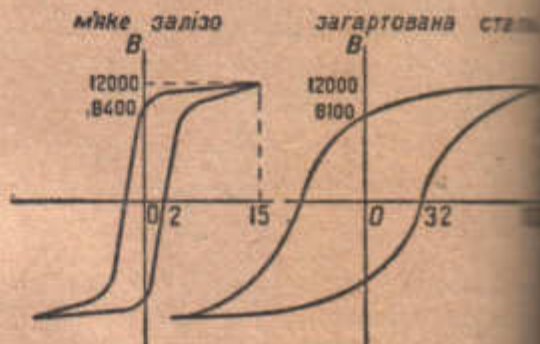


Рис. 330.

Рис. 331.

кнута крива — петлею гістерезису; таку петлю зображено на рис. 329.

Найповнішою характеристикою відмінних властивостей феромагнетик є форма гістерезисної петлі. На рис. 330 і 331 подано для порівняння петлі режиму, що встановився, м'якого заліза і загартованої сталі.

Крутий хід намагнічування і розмагнічування у м'якому залізі зумовлений, як неважко зрозуміти, малою величиною коерцитивної сили H_c . Для хемічно чистого заліза H_c не перевищує 2 ерстедів. Навпаки, полого петля сталі має великі відрізки на осі абсцис, що відповідає значній коерцитивній силі.

Коерцитивна сила для сталі у великій мірі залежить від її складу і для деяких сортів досягає 900 ерстедів (новий магнітний стоп $K. S.$).

З другого боку, слід відзначити, що, не зважаючи на таку велику відмінність у „міцності магнетика“ м'якого заліза і сталі, їх залишковий магнетизм відрізняється незначно, при чому у заліза (всупереч поширеній думці) він більший, ніж у сталі. В цьому нас переконує порівняння відрізків на осях ординат на рис. 330 і 331.

§ 329. Дія магнітного поля на струм. Правило лівої руки. Вище (§ 321) було дано формулу Ампера, яка визначає силу dF , з якою магнітне поле напруженості H діє на елемент dl струму I ; припускаючи, що I виміряне у веберах, а dl у сантиметрах, маємо:

$$dF = \mu H I \cdot \sin(I, H) \cdot dl \text{ дин.}$$

Напрямок цієї елементарної сили показаний на рис. 321.

Якщо прямолінійний струм довжиною l см міститься в однорідному магнітному полі, то, підсумувавши елементарні сили, з якими магнітне поле діє на кожну дільницю струму, ми дістанемо, як неважко змірявати, такий вираз для результуючої сили:

$$F = \mu H I l \cdot \sin(I, H) \text{ дин.} \quad (17)$$

Цей вираз показує, що на прямолінійний провідник із струмом, уміщений в однорідне магнітне поле, при даній величині струму I діє з боку поля найбільша сила, коли $\angle(I, H) = 90^\circ$, тобто коли магнітні лінії перетинають провідник під прямим кутом; у цьому випадку:

$$F_0 = \mu H I l. \quad (18)$$

Для прямого струму, орієнтованого в напрямі поля, сила F дорівнює нулеві.

Якщо провідник, по якому тече струм, не закріплений, то під дією поля, в яке він уміщений, провідник повинен прийти в рух.

Зв'язок між напрямками силових ліній, струму і руху провідника виражається правилом лівої руки (рис. 332).

Якщо помстити ліву руку на провід так, щоб струм в провіді йшов від долоні до кінців пальців, а долоня

була повернена назустріч полю (тобто щоб магнітні лінії „входили“ в долоню, повернену до північного полюса), то сила, яка діє на провід, буде напрямлена в сторону відігнутого великого пальця¹⁾.

§ 330. Струнні гальванометри. Якщо гнучкий провід з немагнітного металу вільно підвісити у вертикальному положенні, як показано на рис. 333, і розмістити поблизу від середини провода сталевий магніт або, ще краще, електромагніт, то при вмиканні струму спостерігатимемо відхилення провідника (рис. 333 — пунктир) у той чи інший бік, залежно від напрямку струму.

¹⁾ Це правило дістаємо, розглянувши рис. 321, де сила, яка діє на елемент струму, визначена через dF .



Рис. 332.



Рис. 333. Дія магнітного поля на м'який провід. При пропусканні струму вниз або вгору провід відхиляється до читача або від нього відповідно до правила лівої руки.

Цей дослід вдається тим краще, чим сильніше магнітне поле, яке створюється електромагнітом, і чим сильніший струм у проводі. Проте, якщо провід взяти досить тонкий, то помітні відхилення спостерігатимуться навіть при дуже слабкому струмі. Це дозволяє застосувати схему тільки описаного досліду до побудови дуже чутливих приладів для вимірювання дуже незначних струмів. Такі прилади за останні роки дуже поширилися у лабораторній практиці і відомі під назвою струнних гальванометрів. Їх чутливість доходить до 10^{-10} амперів, тобто менша найдосконаліших дзеркальних гальванометрів (§ 332). У струнних гальванометрів є ряд цінних переваг, які дозволяють користуватися цими приладами в тих випадках, коли вживати дзеркальні гальванометри було б надзвичайно важко.

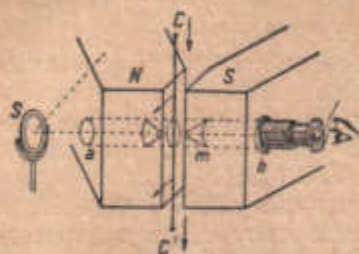


Рис. 334. Схема струнного гальванометра.

На рис. 334 подано схему струнного гальванометра із сталним магнітом. Тонка платинова нитка товщиною в кілька мікронів і довжиною від 60 до 150 мм вільно підвішена між затискачами C і C' у міжполюсному просторі сталного магніта NS. Поблизу від полюсів магніта просвердлені два отвори a і b, через які промінь світла, відбитого від дзеркальця s, попадає в об'єктив мікроскопа m. Відхилення нитки гальванометра спостерігають у мікроскоп і вимірюють по шкалі, що міститься у фокальній площині окуляра. Сама нитка міститься в герметично закритому корпусі (не показаному на схемі) для захисту її від повітряних течій.

§ 331. Електромірні прилади типу Дебре — д'Арсонваля. Тепер є надзвичайно багато мірних приладів як лабораторних (гальванометри), так і технічних (амперметри, вольтметри), будова яких ґрунтується на взаємодії магніта і рухомої рамки із струмом; цей принцип будови був уперше застосований у 1880 р. Дебре і д'Арсонвалем.

Перевагою цих приладів порівняно з тими, в яких використано принцип дії електричного струму на магнітну стрілку, є незалежність показів цих приладів і положення їх нульової точки від наявності поблизу прилада феромагнітних мас або магнітів. Крім того, в чутливих гальванометрах, побудованих на основі цього принципу, немає потреби зважати на дію земного магнітного поля, від чого невеликі гальванометри з магнітними стрілками¹⁾.

На рис. 335 подано схему прилада цього роду. Легка алюмінієва рамка a з обмоткою з кількох сот витків дуже тонкого ізольованого лаком дроту вільно обертається на вістрях із загартованої сталі, що спираються в агатові підшипники. Кінці обмотки рамки припаяні до двох плоских спіральних пружинок c і d, які мають протилежну навивку. Вимірюваний струм або безпосередньо (якщо він досить слабкий: 10^{-3} — 10^{-4} А) або з допомогою шунта, який відгалужує тільки певну його частину,

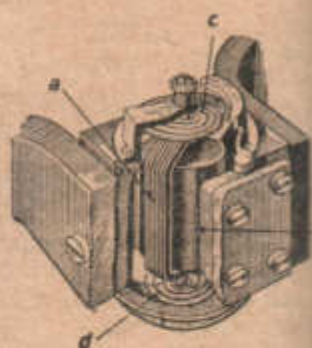


Рис. 335. Схема прилада з рухомою рамкою типу Дебре — д'Арсонваля.

¹⁾ В удосконалених гальванометрах з рухомих магнітом (стрілкою), наприклад, у цезієвому гальванометрі Дюбуа Рубенса, є надійний захист від земного магнітного поля. Все таки ці прилади через свою складність і малу зручність, не змогли конкурувати з приладами типу Дебре і д'Арсонваля і в значній мірі витіснені ними.

підводиться до прилада через проводи і спіральні пружинки. Проходячи по обмотці, струм зазнає взаємодії з полем магніта, що, як легко переконались, застосовуючи правило лівої руки, викликає пару сил, прикладену до довгих сторін рамки. Ця пара намагається повернути рамку так, щоб її власне магнітне поле стало паралельно і збіглося в напрямі з полем магніта.

Для збільшення магнітного потоку, який пронизує рамку, всередині рамки міститься залізний циліндр *b*, скріплений з арматурою прилада так, що він не перешкоджає вільному повертанню рамки в певних межах.

§ 332. Дзеркальні гальванометри. В лабораторній практиці тепер широко користуються дзеркальними гальванометрами з підвісною рамкою.

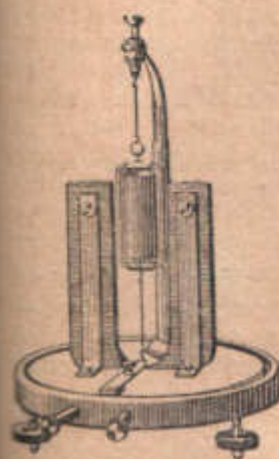


Рис. 336.

Простіший із таких приладів подано на рис. 336. Рамка скріплена з легким дзеркальцем, поворот якого відлічують за „методом труби і шкали“. Струм в обмотку рамки підводиться з допомогою двох тонких металічних стрічок. Прилад захищений від повітряних течій скляним або металічним корпусом. На рис. 337 зображено зовнішній вигляд дзеркальних підвісних гальванометрів з рухомою

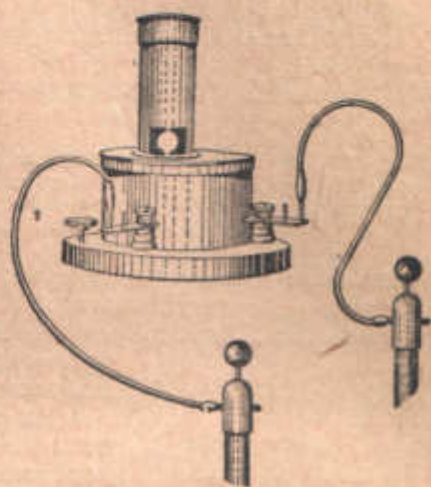


Рис. 337. Дзеркальний гальванометр Гартмана і Брауна.

рамкою, що їх виготовляє німецька фірма Гартман і Браун.

Чутливість цих приладів від 10^{-8} до 10^{-10} ампера.

§ 333. Взаємодія поля і струму як результат бічного тиску магнітних силових ліній. Формальний розгляд дії магнітного поля на струм, проведений (§ 321 і 329) на підставі закону Біо й Савара і закону рівності дії і протидії, слід доповнити міркуваннями, які випливають з уявлення Фарадея про магнітне поле як про реальний стан якогось середовища. Фарадей показав, що властивості магнітного поля і спричинювані ним явища, в тому числі і ті механічні сили, які виникають у результаті взаємодіяння поля і струму, можна розглядати як наслідок двох основних факторів: поздовжнього натягу силових ліній поля і їх бічного взаємного тиску (§ 298).

Розглянемо, керуючись концепцією Фарадея, дію магнітного поля на струм. Ми побачимо, що механічні сили, які виникають при цьому, зв'язуються в результаті додавання двох магнітних полів: власного магнітного поля струму і зовнішнього поля, що впливає на струм.

Візьмемо випадок провідника, перпендикулярного до магнітного поля. Узявмо, що струм напрямлений від нас у сторінку цієї книги ¹⁾ (рис. 338, А). Тоді його власне магнітне поле зобразиться в перерізі з площиною рисунка рядом концентричних кіл, при чому силові лінії будуть напрямлені за годинниковою стрілкою.

¹⁾ Напрямок струму і магнітних силових ліній у випадку їх перпендикулярності до площини рисунка прийнято позначати точкою (\cdot), якщо магнітне поле напрямлене з площини рисунка („вістря стріли“), і знаком плюса ($+$), якщо лінії напрямлені в цю площину („перо стріли“).

Припустимо, на це поле накладене друге поле, показане на тому ж рисунку 338, А. Якщо провести додавання цих полів, при чому керуватись правилом додавання векторів, то в результаті ми дістанемо картину, зображену на рис. 338, В. Її походження, проте, зрозуміле і без детального

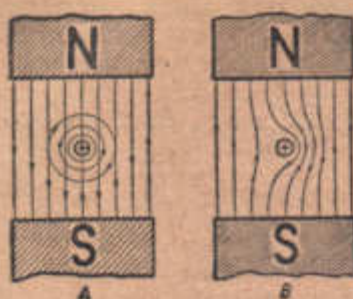


Рис. 338. Дія однорідного поля на прямий струм, яка розглядається як результат додавання полів і бічного тиску силових ліній.

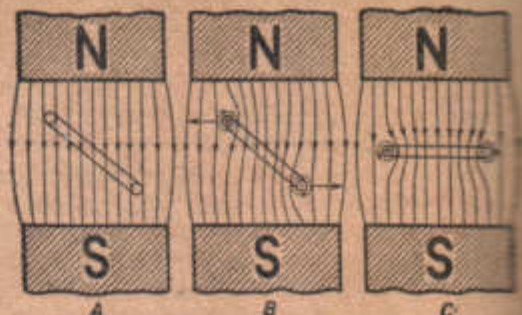


Рис. 339. Дія магнітного поля на рамку як результат бічного тиску.

розгляду: очевидно, що праворуч від струму, де напрям силових ліній однаковий, напруженість поля повинна була збільшитись, а ліворуч — зменшитись. Картина сумарного поля яскраво показує, що надвишкова тиск силових трубок праворуч виявиться в силі, яка намагається рухати провідник уліво.

На рис. 339 наведено випадок дії однорідного поля на рамку. На рис. 339, В показано результат додавання обох полів; очевидно, що рамка повинна повертатись у напрямі, відзначеному стрілкою, зайняти положення, зображене на рис. 339, С.

§ 334. Взаємодія двох паралельних струмів. Аналогічно до попереднього, розглянемо випадок взаємодії двох паралельних струмів.

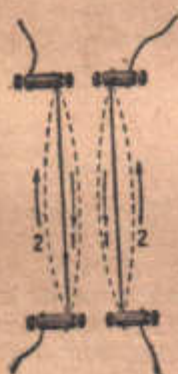


Рис. 340. Взаємодія двох паралельних струмів. Струми одного напрямку притягуються, струми протилежного напрямку відштовхуються.



Рис. 341. Магнітне поле двох паралельних струмів одного напрямку.



Рис. 342. Магнітне поле двох паралельних струмів протилежного напрямку.

Дослід показує (рис. 340), що струми одного напрямку (паралельні) притягуються; струми протилежного напрямку („антипаралельні“) — відштовхуються. Пояснення цьому дають рисунки 341 і 342, де зображені картини магнітного поля двох струмів: однаково і протилежно напрямлених. На цих рисунках показано результуюче поле. Бічний тиск фарадеевих трубок у випадку паралельних струмів (рис. 341) позначається в силі, яка намагається зблизити провідники, по яких тече струм; у випадку антипаралельних струмів (рис. 342) бічний тиск фарадеевих трубок виявляється в силі відштовхування струмів.

§ 335. Диск Барлоу. Явище Холла. Користуючись дією магнітного поля на струм, неважко здійснити неперервне обертання якоїсь системи, наприклад, металічного диска.

Проста схема такого роду подана на рис. 343 і має назву диска Барлоу (1822 р.).

Диск із латуні вільно обертається в підшипниках, містяться у міжполюсному просторі сталюого магніта. Нижня частина диска занурена в жолобок, наповнений ртуттю. Струм від акумулятора підводиться через підшипник по осі до диска і потім напрямляється по диску і через ртуть.

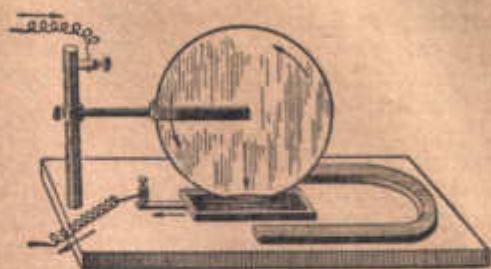


Рис. 343. Диск Барлоу.

Очевидно, що на радіус диска, по якому в якийсь даний момент іде струм, діятиме сила $F = eHv$ (§ 329) у напрямі, який визначають правилом лівої руки. Ця сила, викликавши поворот диска на якийсь кут, приведе в контакт із ртуттю дальшу дільницю довжини кола диска, в наслідок чого струм потече по другому радіусу, і т. д. В результаті виникає неперервне обертання диска. Диск Барлоу є примітивним прообразом сучасних електромоторів.

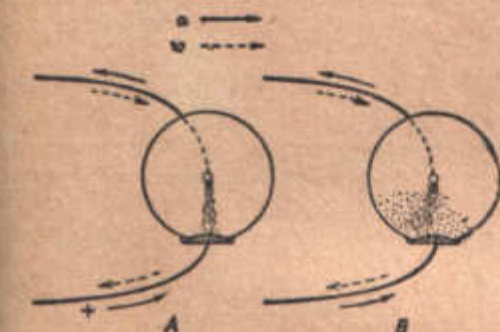


Рис. 344. Рух електронів у диску Барлоу.

A — без магнітного поля. *B* — в магнітному полі, напрямленому з площини рисунка назовні.
 α — позитивний напрям струму.
 ω — напрям руху електронів.

диска створене магнітне поле, напрямлене на нас, то траєкторії руху електронів викривлюються, як показано на схемі 344, *B*. (Застосовуючи правило лівої руки, треба взяти до уваги, що електрони несуть негативні заряди: напрям позитивного струму протилежний рухові електронів).

Під час руху електронів у металі між ними й атомами металу відбуваються часті стикання, при яких атоми дістають імпульси в напрямі руху електронів. Коли, в наслідок дії магнітного поля, відбувається відхилення траєкторій електронів (рис. 344, *B*), то атоми металу дістають імпульси, які дають результуючу силу в напрямі, перпендикулярному до радіуса диска. Ця результуюча і викликає обертання диска в цілому.

Що електрони, які рухаються в металі, справді відхиляються від прямолінійного шляху під дією перпендикулярно напрямленого магнітного поля, — це доводиться існуванням так званого ефекту Холла (1879 р.). Ефект Холла полягає ось у чому.

Нехай уздовж широкої металічної пластини, зображеної на рис. 345, іде струм у напрямі від *A* до *B*; електрони в металі, отже, рухаються

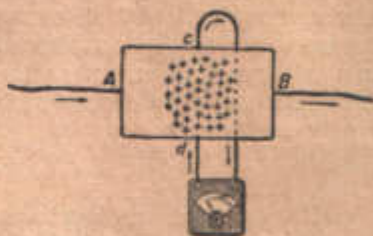


Рис. 345. Схема установки для спостереження ефекту Холла.

від B до A . На бічних сторонах пластини завжди можна відшукати дві такі точки c і d , різниця потенціалів між якими дорівнює нулеві. Якщо до цих точок c і d прилучити проводи від чутливого гальванометра, то стрілка гальванометра перебуватиме в спокої. Добившись такого положення, утворимо з допомогою електромагніта сильне магнітне поле, напрямлене перпендикулярно до площини пластини. Нехай перед пластинкою міститься північний полюс електромагніта, а позаду за нею — південний. У цьому випадку потік електронів, що рухаються усередині пластини, повинен відхилитись униз, тобто до точки d .

В результаті цього в області, що прилягає до d , створюється підвищена „концентрація електронів“, а в області, що прилягає до c , навпаки, знижена концентрація. Інакше кажучи, точка c набуває якогось позитивного потенціала порівняно з точкою d , і, таким чином, різниця потенціалів між c і d вже не дорівнюватиме нулеві. В наслідок цього від c до d через проводи, сполучені з гальванометром, потече електричний струм і викличе відхилення стрілки прилада. При знищенні магнітного поля, тобто після розмикання струму, який живить електромагніт, це поле, шляхи електронів у пластині знову приймуть свій звичайний напрям, і стрілка гальванометра повернеться в своє нульове положення.

§ 336. Джоулева теплота і робота струму. Зворотна електрорушійна сила. Якщо струм сталої величини протікає в колі нерухомих провідників „першого роду“, тобто таких провідників, які не зазнають хемічних змін під дією струму (метали і взагалі речовини з електронною провідністю), то вся енергія струму (§ 316) перетворюється повністю в тепло Q . Припускаючи, що теплота Q виражена в джоулях, величина струму I — в амперах, а напруга V — у вольтах, ми можемо написати, що



Рис. 346.

$$IVt = Q.$$

Інакше буде з провідником, який рухається під дією магнітного поля. Кожна дільниця такого провідника, що рухається в магнітному полі, виконує роботу, що дорівнює добутку сили, з якою на нього діє поле, на переміщення, якого зазнає провідник у напрямі цієї сили. Ця робота може витрачатись на подолання певних опорів або ж вона може перетворюватись у кінетичну енергію руху провідника. Очевидно, що сумарна робота A , виконувана всіма дільницями струму, який рухається під дією поля, повинна бути віднесена, так само як і виділювана струмом теплота Q , за рахунок енергії струму. Отже, в цьому загальнішому випадку:

$$IVt = Q + A. \quad (19)$$

Прикладом, який пояснює сказане, може бути жорсткий виток дроту, який має форму рамки. Виток підвішений у полі магніта (рис. 346) між двох спіральних пружинах так, що при відсутності струму площина витка збігається з напрямом силових ліній. При пропусканні струму виток повернеться на якийсь кут, поки пружність пружин не зрівноважить пару сил, що діє на виток; при цьому виток, перемагаючи пружність пружин, виконає якусь роботу. В наслідок цього у витку, поки він повертається, виділятиметься менша кількість тепла, ніж у тому випадку, коли б струм проходив через нерухомий виток.

Джоулева теплота, яку виділяє струм, пропорційна опорів провідника: $Q = I^2 R$. Зрозуміло, що опір R провідника, коли провідник про-

ходить у рух під дією поля, лишається незмінним. Але енергія струму почасти витрачається на виконуваний струмом роботу, і тому в провіднику, що рухається під дією поля, виділяється, при заданій напрузі струму, що підводиться до провідника, менша кількість тепла, ніж у „непрацюючому“ нерухомому провіднику. Зменшення джоулевого тепла $Q = I^2 R$ при очевидній незмінності R вказує на зменшення величини струму I .

Ми приходимо, таким чином, до висновку, що, коли під дією поля провідник, по якому тече струм, приходить у рух, в ньому виникає зворотна електрорушійна сила, яка зменшує величину струму.

§ 337. Робота, виконувана струмом при переміщенні провідника в магнітному полі. Підраховуємо роботу, яку виконує струмопровідний контур або частина контура при переміщенні під дією сил, що викликаються зовнішнім магнітним полем. Підрахунок є найпростішим у випадку однорідного поля.

Розглянемо схему досліду, подану на рис. 347. Струм проходить через рейку A по циліндру ab до рейки B . Циліндр ab може вільно котитися по рейках. Якщо перпендикулярно до площини, в якій розміщені рейки, створене однорідне магнітне поле, то на циліндр ab перпендикулярно до його довжини діятиме сила в напрямі, вказаному стрілкою. Величина цієї сили, якщо величина струму I виражена у веберах, визначається формулою (§ 329):

$$F = \mu H I l \text{ дин.}$$

Тут μ — магнітна проникність середовища (в даному випадку для повітря μ можна вважати за одиницю), H — напруженість поля і l — довжина циліндра ab в сантиметрах.

Нехай під дією сил цієї сил циліндр з положення ab пересунувся в положення $a'b'$ на віддаль d . Виконана при цьому робота, очевидно, виражатиметься формулою $A = F \cdot d$ або:

$$A = \mu H I \cdot l d. \quad (20)$$

Але μH є індукція магнітного поля B . Добуток ld є площа прямокутника, описаного провідником під час його руху. Отже, добуток $\mu H l d$ являє собою потік магнітної індукції Φ , який проходить через площу, описану провідником. Тому формулу (20), яка визначає роботу при переміщенні струмопровідного контура в магнітному полі, можна написати так:

$$A = I \Phi \text{ ергів.} \quad (21)$$

Якщо величина струму виміряна не у веберах, а в амперах, то

$$A = \frac{1}{10} I \Phi \text{ ергів.} \quad (21a)$$

Ці рівняння показують, що робота струму в магнітному полі дорівнює величині струму, помноженій на збільшення потоку індукції крізь площу, яку обтікає струм.

Провідник під час свого руху перетяє Φ ліній індукції. Тому можна сказати, що робота струму в магнітному полі дорівнює величині струму, помноженій на число ліній індукції, які провідник перетинає під час свого руху.

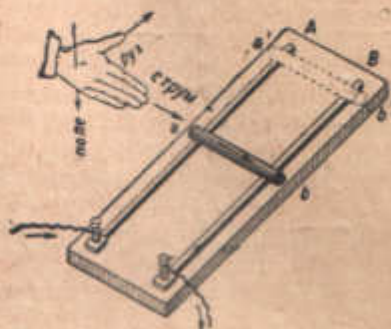


Рис. 347.

Усе це є справедливим не тільки для випадку однорідного поля, але взагалі для найзагальнішого випадку провідника довільної форми, який рухається в якому завгодно магнітному полі.

§ 338. Розрахунок потужності електромотора. Щоб зрозуміти принцип дії електромоторів, уявимо собі, що між циліндрично вигнутими полюсами N і S сильного магніта міститься прямокутний провідник $ABCD$, який може вільно обертатись навколо осі. Струм підводиться до провідника двома металічними пружинками (щітками), для чого пружинки торкаються двох сполучених з провідником металічних півкільць K (колектор).

В зображеному положенні (рис. 348) струм тече від комутатора K через D , C , B , A , далі знову через комутатор і через щітку назад до джерела. На частину провідника AB магнітне поле діє з силою, напрямленою вниз, тоді як на дільницю струму CD ,

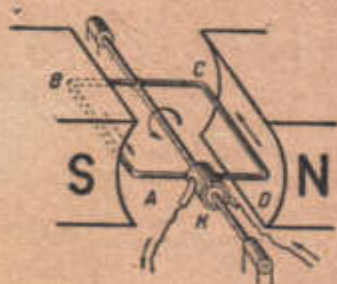


Рис. 348. До розрахунку потужності електромотора.

навпаки, вгору. Таким чином, виникає пара сил, яка намагається обертати провідник. Пара сил обертатиме провідник до того часу, поки його площина не стане вертикальною.

Коли б на цей момент щітки не змінили свого контакту з півкільцями, то цим було б досягнуто стану рівноваги. Але в наслідок зміни контактів дріт CD попадає тепер у таке положення відносно магнітного поля, що він намагається рухатись вниз, тоді як дріт AB рухатиметься вгору. Таким чином, знову виникає пара сил, яка продовжує обертати прямокутний у тому ж напрямі, як і раніше. Так утворюється неперервне обертання провідника.

Позначимо буквою Φ_0 потік індукції через площу, яку охоплює провідник $ABCD$, при тому положенні провідника, коли площина його перпендикулярна до напрямку сил поля. При кожному півобороті провідника частина AB , так само як і друга частина його CD , перетинає Φ_0 ліній індукції, і, отже, згідно з виводом попереднього параграфу, кожна з цих частин провідника при кожному півобороті виконає роботу $I\Phi_0$ ергів (величина струму I тут виражена у веберах). Отже, кожний виток обмотки барабанного якоря мотора при повному обороті якоря виконує роботу $4I\Phi_0$ ергів.

Коли обмотка якоря складається з n витків і коли якір робить за хвилину Z оборотів, то робота, виконувана якорем за одну секунду, дорівнює $\frac{4I\Phi_0 n Z}{60}$ ергам. Умовимося величину струму I виражати в амперах, тоді одержаний вираз ми повинні поділити на 10.

Щоб обчислити потужність мотора в кіньських силах, виразимо роботу спочатку в джоулях, для чого поділимо одержаний вираз на 10^7 , потім, щоб виразити роботу в кілограмметрах, поділимо одержаний вираз ще на 9,81 і, нарешті, враховуючи, що потужність в 1 кіньську силу дорівнює 75 кгм/сек, поділимо одержаний вираз ще на 75. Таким чином знаходимо, що при величині струму I амперів потужність мотора дорівнює

$$W = \frac{4I\Phi_0 n Z}{100\,000\,000 \cdot 9,81 \cdot 75 \cdot 60} \text{ к. с.} \quad (22)$$

§ 339. Про конструкцію електромоторів. Найважливішими частинами електромотора є: якір (ротор) і електромагніт, між полюсами якого обертається якір. Застосовують три типи якорів: двотавровий якір Сіменса, барабанний якір Гефнера—Альтенека і кільце Грамма.

На рис. 349 зображений у бічному розрізі найпростіший за типом обмотки двотавровий якір Сіменса. Вертикальними штрихами позначене залізне осердя — циліндричний кусок заліза, вздовж твірних якого вибрані два довгі пази, куди вкладається обмотка. Витки дроту позначені маленькими кружечками із значками $+$ і $-$. Колектор складається з двох металічних півкілець K_1 і K_2 , до них притискуються щітки I і II , по яких підводиться електричний струм. N і S — полюси магніта, який утворює поле. Якореві Сіменса часто надають форми, зображеної на рис. 350. Цю форму застосовують тому, що вона дозволяє збільшити число витків дроту.

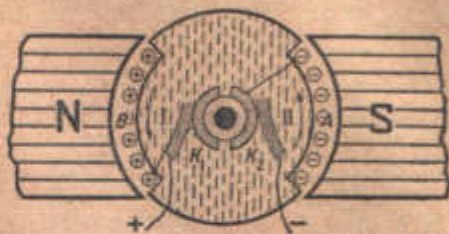


Рис. 349. Двотавровий якір Сіменса (схема).

Двотавровий ротор має ту незручність, що сила, яка рухає ротор, залежить від положення площини витків відносно напрямку магнітних ліній. Рушійна сила дорівнює нулеві, коли площина витків перпендикулярна до напрямку силових ліній. Машина, що приводиться в рух таким електромотором, працює поштовхами, які можуть бути згладжені з допомогою махового колеса.



Рис. 350. Двотавровий якір Сіменса.

Більшої рівномірності можна добитись, насаджуючи на ту саму вісь два якорі, розміщені один відносно одного під прямим кутом; при такій будові в той момент, коли до одного якоря прикладена найбільша рушійна сила, до другого сила зовсім не прикладається. Комутатор у цьому випадку поділяється на чотири частини.

На рис. 351 показаний барабанний якір Гефнера—Альтенка. Цей якір тепер дуже широко застосовують у великих моторах. Обмотка барабанного ротора зроблена так, що по всіх проводах, які містяться на лівому боці циліндра, струм іде в одному напрямі, а по всіх проводах, що містяться в правій частині циліндра, він іде в зворотному напрямі. Через те що магнітні силові лінії напрямлені зліва направо, всі провідники, розміщені в лівій його частині, рухатимуться вниз. Таким чином виникає пара сил, яка приводить якір в обертання за годинниковою стрілкою. При обертанні якоря ніщо не змінюється у взаємному розміщенні обмотки і поля.

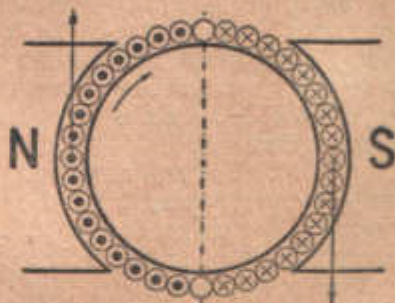


Рис. 351. Барабанний якір Гефнера—Альтенка.

В ті моменти, коли магнітне поле не діє на одну частину витків, воно з найбільшою рушійною силою діє на інші витки. Внаслідок цього загальна сила, яка обертає барабанний якір, весь час лишається сталою.

Третій тип ротора — кільце Грамша — являє собою залізне кільце, обмотане замкненим провідником. Кільце спотворює поле так, як це показано на рис. 352. Внаслідок великої магнітної проникності заліза лінії індукції, які виходять з північного полюса магніта, майже всі, входячи з одного боку в кільце, йдуть по масі заліза і виходять поблизу південного полюса; в просторі, оточеному кільцем, майже зовсім немає силових ліній.

Якщо до обмотки кільця підвести струм у тих точках, де площини симетрії перетинає кільце перпендикулярно до силових ліній, тобто в точках K_1 і K_2 , то електричний струм поділяється на дві частини, які обтікають обидві половини обмотки. Якщо позитивний полюс джерела сполучений з K_1 , тоді струм протікає по обмотці в напрямі, вказаному стрілкою. Ті частини обмотки, які містяться на внутрішньому боці кільця, майже зовсім не перетинають силових ліній, і тому вони й не дістають імпульсу до руху; в той же час зовнішні частини витків дроту містяться в сильному магнітному полі. Ліва половина обмотки намагається рухатись в одному напрямі, а права — в зворотному.

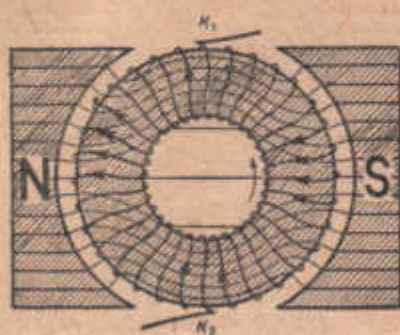


Рис. 352. Кільце Грамма.

Таким чином, виникає пара сил, яка обертає кільце.

Дроти повинні були б бути звільнені від ізоляції в тих місцях, де вони дотикаються до щіток, які підводять струм. Насправді струм підводиться до обмотки ротора з допомогою особливого колектора (рис. 353). Окремі сегменти колектора сполучаються дротами з окремими

групами витків обмотки якоря. Кільцевий якір має порівняно з барабанним той дефект, що внутрішні дільниці обмотки зовсім не беруть участі в роботі якоря і є тільки баластом.

Другою важливою частиною мотора є електромагніт, що збуджує магнітне поле, в якому обертається якір. Індукція поля електромагніта залежить від розмірів залізного осердя електромагніта, від числа витків обмотки електромагніта і від величини збуджуючого струму; крім того, число ліній індукції, що виходять з полюса, залежить від розмірів тієї дільниці, яку лінії індукції повинні пройти в повітрі (формула Гопкінсона, § 325). Щоб зробити цю дільницю якнайменшою, на полюсах магніта приробляють наконечники, якими якір, що обертається в магнітному полі, обхоплюється якнайближче.

Для збудження електромагнітів користуються майже завжди тим же струмом, як і для живлення якоря. Залежно від того, як приєднано обмотку електромагнітів до кола струму, що живить якір, розрізняють мотори з послідовним збудженням електромагнітів і з паралельним збудженням електромагнітів.

§ 340. Електромагнітна індукція.

Явище електромагнітної індукції було відкрито Фарадеєм у 1831 р. Величезне значення цього відкриття відчувається особливо тепер, через сто років, завдяки величезному розвитку електротехніки. Значення індукції для електротехніки видно вже хоч би з того, що всі сучасні потужні генератори електроенергії ґрунтуються саме на цьому явищі.

Явище електромагнітної індукції полягає у виникненні електричного струму в провідному контурі, якщо цей контур замкнутий, або у виникненні електрорушійної сили, якщо контур не замкнутий, при всякій зміні магнітного потоку, який пронизує контур.

Магнітне поле, зміни якого викликають виникнення струмів індукції, може бути утворене або магнітами, що містяться поблизу індуктова-

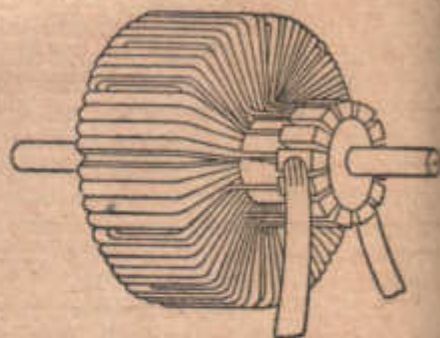


Рис. 353. Кільце Грамма з колектором.

ного контура, або струмами в інших контурах, які містяться поруч з індуктованим²⁾ контуром.

Розглянемо обидва випадки.

Як показав Фарадей, при переміщенні магніта поблизу від замкнутого контура (наприклад, поблизу катушки, показаної на рис. 354) в контурі виникає електричний струм. Напрямок індукційного струму буде різний при наближенні і при віддаленні магнітного полюса і катушки. При зміні знака наближуваного полюса напрям індукційних струмів теж змінюється. Струм при наближенні полюса N має однаковий напрям із струмом при віддаленні полюса S . І, навпаки, струм при віддаленні полюса N однаковий із струмом при наближенні полюса S .

Явище індукції магнітом являє процес перетворення механічної роботи в електричну енергію. При всякому переміщенні магніта в замкнутому контурі утворюється струм, який має певну кількість енергії, що може бути віддана в колі, наприклад, у формі джоулевого тепла. Очевидно, що ця енергія виникає за рахунок механічної роботи, виконаної нами, коли ми наближаємо магніт і контур один до одного або коли ми віддаляємо їх один від одного. Отже, власне поле індуктованого в контурі струму завжди має такий напрям, що воно перешкоджає проведеному переміщенню: при зближенні магніта і контура між ними виникає відштовхування; при віддаленні їх один від одного між ними виникає притягання.

Завдяки індуктованому струмові контур перетворюється в електромагніт. Беручи до уваги сказане вище, ми завжди можемо визначити полюси цього електромагніта і, скориставшись правилом свердлика (§ 317), можемо наперед указати напрям індуктованого струму. Наприклад, якщо до катушки, зображеної на рис. 354, справа наближати північний магнітний полюс, то, маючи на увазі, що в цьому випадку повинне виявитись відштовхування, ми робимо висновок, що на правому боці катушки виникає північний магнітний полюс; отже, лінії індуктованого магнітного

поля будуть напрямлені всередину катушки зліва направо; уявивши собі свердлик, вгвинчуваний у цьому напрямі, і зважаючи на те, що напрям руху ручки свердлика вказує напрям струму, встановлюємо, що індуктований струм пройде через гальванометр справа наліво. Якщо північний полюс магніта (той самий рис. 354) ми будемо віддаляти від катушки, повинне виявитись притягання; отже, на правому боці катушки виникне південний полюс; індуктований струм матиме зворотний напрям (він пройде через гальванометр зліва направо).

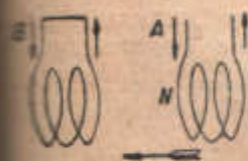


Рис. 355. А — індукуючий контур, В — індуктований контур.

Замість магніта ми могли б наближати до катушки інший контур, що його обтікає струм; і в цьому випадку також спостерігатиметься явище електромагнітної індукції. Правило для визначення напрямку струму в індуктованому контурі залишається тим же, як і в першому випадку, причому індукуючий контур слід розглядати як електромагніт. Розглянемо,

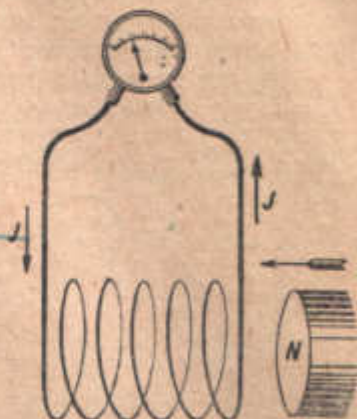


Рис. 354. Дослід Фарадея, який показує індукцію струму магнітом.

²⁾ Контур, які утворюють магнітне поле, мають назву індукуючих; контур, в якому виникає індукційний струм, — індуктованих.

наприклад, два контури, показані на рис. 355. Якщо контур A , що обертає струм, наблизити до контура B , то в останньому, як неважко переконатись, застосовуючи викладене вище правило, виникне струм, що має напрям, протилежний напрямові індукуючого струму.

§ 341. **Взаємна індукція контурів.** Якби явище індукції обмежувалося виникненням струму при взаємному переміщенні двох контурів і при переміщенні контура і магніта, то індукцію можна було б вважати за процес перетворення механічної енергії в електричну енергію. Проте, означення недостатнє: воно відзначає тільки одну сторону явища.

Друга сторона в явищі електромагнітної індукції — це індуктування струму в одному нерухомому контурі при зміні величини струму в другому нерухомому контурі, який міститься поблизу першого. Тут маємо процес перенесення електричної енергії з допомогою магнітного поля з одного кола в інше (з індукуючого в індуктоване).

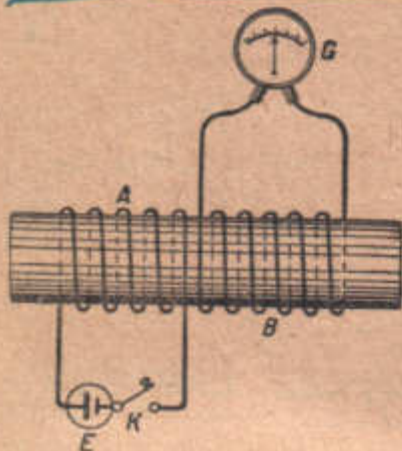


Рис. 356. Дослід Фарадея, який показує взаємну індукцію контурів.

Взаємну індукцію легко спостерігати, розмістивши на близькій віддалі два витки — індукуючий і індуктований або, ще краще, дві катушки, намотані на одно осердя (рис. 356). Одна з цих катушок сполучена з джерелом струму E , друга — з гальванометром G .

Якщо по катушці A тече струм сталої величини, то стрілка гальванометра, прилученого до B , стоїть на нулі. Якщо тепер припинити струм в A , розімкнувши ключ K , то стрілка гальванометра різко відхилиться в момент розмикання струму і потім прийде в нульове положення. При дальшому замиканні ключа K в момент замикання також станеться відхилення гальванометра, але в супротивну сторону. Прилучивши до катушки A реостат і змінюючи

з допомогою його опір контура A , можна переконатись, що при всякій зміні величини струму в контурі A стрілка гальванометра, прилученого до контура B , дає відхилення: при збільшенні величини струму — в той самий бік, як і при замиканні ключа, а при зменшенні величини струму — в той самий бік, як при розмиканні ключа.

Об'єднуючи три схеми явища електромагнітної індукції, показані на рисунках 354, 355 і 356, ми бачимо, що завжди, коли біля якогось провідного контура змінюється магнітне поле, в цьому контурі індуктується електрорушійна сила, і якщо цей контур замкнений, то в ньому спостерігається індукційний струм.

§ 342. **Напрямок індукційного струму. Правило Ленца.** Покажемо, що встановлене в § 340 правило, яке визначає напрям індукційного струму, може бути поширене також на випадок взаємної індукції контурів.

Індукуюче магнітне поле контура A (рис. 356) знає відносно контура B таких самих змін при ослабленні струму в A , як і при віддаленні контурів один від одного без зміни величини струму. Справді: в обох випадках магнітний потік, який пронизує індуктований контур, зменшується. Отже, і напрям струму, індуктованого в B , при зменшенні величини струму в A , повинен бути однаковий із струмом, що виникає при віддаленні контурів.

Значить, при ослабленні струму в одному з контурів напрям струму, індуктованого в другому контурі, визначається тим правилом, що між контурами повинне виникнути магнітне притягання.

Міркуючи аналогічно, ми прийдемо до висновку, що при збільшенні величини струму в A напрям індукційного струму в B буде таким, яким він був би при індукції, викликаній зближенням контурів; отже, у випадку збільшення величини струму треба керуватись правилом магнітного відштовхування.

Зіставляючи напрям магнітних полів індукуючого і індуктованого контурів, бачимо, що, у випадку ослаблення індукуючого поля, поля обох контурів мають однаковий напрям (магнітне притягання; контури повернені один до одного різнойменними полюсами). При зростанні індукуючого поля поля обох контурів напрямлені в протилежну сторону.

Можна сказати тому, що в явищі взаємної індукції струмів поле індуктованого струму завжди напрямлене так, щоб зменшити зміни, які відбуваються з полем струму індукуючого. Це правило має назву правила Ленца¹⁾.

§ 343. Картина електромагнітної індукції за Фарадеєм. За Фарадеєм електромагнітна індукція викликається перетином ліній магнітного поля провідником. Цей перетин відбувається або в наслідок переміщення провідника в магнітному полі, або в наслідок руху самих силових ліній при взаємній індукції струмів, коли обидва контури лишаються нерухомими один відносно одного.

На рис. 357 зображені зміни, що відбуваються в однорідному магнітному полі, коли це поле перетинає прямолінійний провідник, що рухається зліва направо, перпендикулярний до площини рисунка. Для того, щоб зрозуміти суть цих рисунків, треба припустити, що в провіднику, який вноситься в магнітне поле, вже є якийсь (як завжди слабкий) струм, напрямлений від нас (порівняти рис. 357 з рис. 338).

При наближенні струму до магнітного поля виникає деформація силових трубок поля з наступним „відшнуровуванням“ петель або „магнітних ланок“. Ці ланки, „нализуючись“ на провідник, створюють навколо нього поле, напрямлене за годинниковою стрілкою. Це поле відповідає індукційному струмові, що йде від читача.

Розглянемо інший випадок: індукцію при двох паралельних провідниках. На рис. 358 сліди перетину провідників з площиною паперу показані двома кружечками A і B . Нехай у провіднику A виникає струм у напрям від читача. Виникнувши в момент замикання струму, магнітне поле поширюватиметься в усі сторони від провoda, подібно до кругів від каменя, кинутого у воду. Поширення поля відбуватиметься, поки струм не досягне сталої величини.

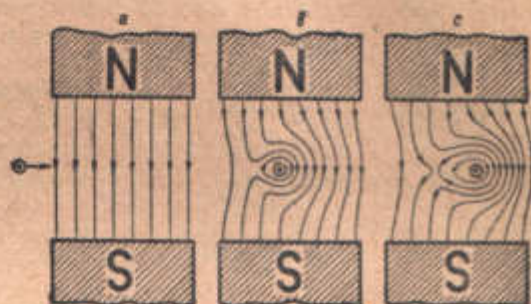


Рис. 357. Деформація магнітних силових ліній при індукції в прямому провіді, переміщуваному в однорідному полі.

¹⁾ Правило Ленца має, як ми бачили, глибокий фізичний зміст. При деякій навичці воно дозволяє цілком точно наперед указувати напрям індукційного струму. Багато хто вважає за краще користуватись суто мнемонічними правилами. Наводимо одне таке правило: якщо число магнітних силових ліній, які проходять через площу, охоплену провідником, збільшується, то для спостережника, який дивиться в напрям індукційного струму, індуктований струм буде напрямлений проти годинникової стрілки; якщо число силових ліній зменшується, то для спостережника, який дивиться в напрям індукційного струму, індуктований у провіднику струм буде напрямлений за годинниковою стрілкою.

Розширюючись, „магнітна ланка“ наштовхнеться на провід B , причому вона деформується, як показано на рис. 358 (1, 2, 3, 4). В результаті відбувається „відшнуровання“ нової ланки вже навколо проводу B . Напрямок магнітної лінії в цій відшнурованій ланці протилежний напрямку первісної ланки навколо струму A . Ми доходимо, таким чином, відповідно до дійсності, висновку, що індукційний струм замикання в проводі B має напрям, протилежний індукуючому струмові в A .



Рис. 358.

Рис. 359 показує обернену картину — індукцію в провіднику B при зменшенні або при розмиканні струму в провіднику A . Виявляється, що індукційний струм розмикання, як це відповідає дійсності, має однаковий напрям з індукуючим струмом.

Цілком очевидною є та перевага, яку мають такі модельні зображення Фарадея перед якиминибудь формальними правилами. Проте, гіпотеза про об'єктивне значення описаних моделей тепер зазнає від багатьох фізиків жорстоких нападів.

§ 344. Закон Фарадея. Нехай крізь площину рисунка перпендикулярно до нього проходить однорідне магнітне поле, яке має напруженість H . Розглядаючи рисунок, ми дивимось у напрямі ліній сил. У площині рисунка розмі-



Рис. 359.

щений провідний контур, який складається з дуги B і рухомого провідника L (рис. 360); паралельні нижні дуги B містяться на віддалі l одна від одної. Будемо пересувати провідник з положення L_1 у положення L_2 , при чому він весь час дотикатиметься дуги B .

Нехай величина переміщення дорівнює s см. Якщо провідник рухатиметься зліва направо, то в провіднику виникне індукційний струм, який іде знизу вгору [при такому напрямі струму його поле трохи компенсує зменшення (воно відбувається в наслідок руху провідника) потоку магнітної індукції, який пронизує площу, обмежену дугою B і провідником L ; правило Ленца, § 342]. Цей струм ми можемо використати для виконання якоїнебудь роботи.



Рис. 360. До обчислення електрорушійної сили індукції.

На підставі закону збереження енергії ми можемо твердити, що робота, яка може бути виконана індуктованим струмом, дорівнює роботі, що витрачається на подолання сил магнітного поля, які чинять опір переміщенню провідника. Якщо електрорушійна сила, що виникла в провіднику L у наслідок руху його за проміжок часу $t_2 - t_1$, дорівнює \mathcal{E} вольтам і величина струму дорівнює I амперам, то виконувана струмом робота дорівнює $A = \mathcal{E} I t$ джоулям.

Під час руху провідника по шляху s буде витрачено роботу Fs , де F — сила, з якою діє на провідник магнітне поле. Згідно з § 329 ця сила

$F = \frac{\mu H I l}{10}$ динам; вона напрямлена в сторону, супротивну рухові провід-

ника; отже, потрібна для руху провідника механічна робота $A = \frac{\mu H I l s}{10}$ ергів.

Порівнюючи два одержані для роботи вирази, знаходимо:

$$\varepsilon It \cdot 10^7 = \frac{\mu Hls}{10} \text{ ергів.}$$

Скорочуємо обидві частини рівняння на l . В правій частині рівняння ми маємо добуток μHls ; він являє собою, як легко зміркувати, не що інше, як число ліній магнітної індукції, що перетинаються рухомим провідником. Якщо через Φ_1 ми позначимо потік індукції через площу, обмежену дугою B і провідником у момент t_1 , і через Φ_2 — потік індукції через площу, обмежену дугою B і провідником у момент t_2 , то:

$$\mu Hls = \Phi_1 - \Phi_2 = -(\Phi_2 - \Phi_1).$$

Отже:

$$\varepsilon = -\frac{\Phi_2 - \Phi_1}{t_2 - t_1} \cdot 10^{-8} \text{ вольтів.}$$

Ми бачимо, таким чином, що *електрорушійна сила індукції, яка виникає в замкненому провіднику і виражена у вольтах, дорівнює одній стомільйонній частині того числа ліній магнітної індукції, на яке зменшується або збільшується за одну секунду потік магнітної індукції через площу, обмежену цим провідником.*

Цей закон, який встановлює, що величина електрорушійної сили індукції визначається швидкістю зміни числа ліній магнітної індукції, які пронизують площу, обмежену контуром, має назву закону Фарадея.

Для випадку, коли зміна потоку магнітної індукції відбувається нерівномірно, замість відношення $\frac{(\Phi_2 - \Phi_1)}{(t_2 - t_1)}$ треба взяти похідну:

$$\varepsilon = -\frac{d\Phi}{dt} \cdot 10^{-8} \text{ вольтів.} \quad (23)$$

Знак мінус в цій формулі показує, що електрорушійна сила індукції при зростанні магнітного потоку напрямлена, якщо дивитись у напрямі ліній сил, проти годинникової стрілки (додатним вважають напрям обертання за годинниковою стрілкою).

Якщо опір усього кола є R омів, то за законом Ома величина індукційного струму дорівнюватиме:

$$I = -\frac{1}{R} \frac{d\Phi}{dt} \cdot 10^{-8} \text{ амперів.} \quad (24)$$

§ 345. Генерування змінного струму (обертання провідника в магнітному полі). Уявимо собі, що в постійному і однорідному магнітному полі H зміщений замкнений провідник, наприклад, один виток дроту, який охоплює площу S см² (рис. 361). Будемо обертати цей виток навколо осі mm , перпендикулярної до поля.

Коли площа витка перпендикулярна до поля, то потік індукції крізь цю площу становитиме:

$$\Phi_0 = \mu HlS.$$

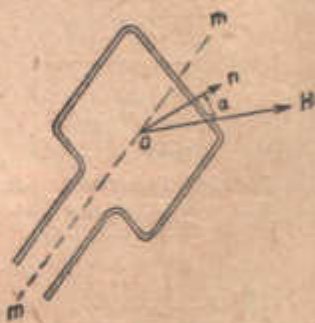


Рис. 361. Виток дроту в магнітному полі.

При повороті на 90° потік індукції крізь площу витка стане рівним нулеві. При якомусь куті α між магнітним полем H і напрямом нормалі n до площі витка потік індукції дорівнюватиме:

$$\Phi = \Phi_0 \cos \alpha.$$

Нехай обертання буде рівномірне, і повний оборот відбувається за час T ; тоді кут (фаза) α :

$$\alpha = \frac{2\pi}{T} t = \omega t,$$

де ω — кутова швидкість обертання. Підставляючи цей вираз для кута повороту в попередню формулу, дістанемо:

$$\Phi = \Phi_0 \cos \omega t.$$

За таким законом змінюватиметься потік індукції з часом.

В наслідок зміни потоку Φ в обертовому витку з'явиться електрорушійна сила індукції \mathcal{E} , що, як ми бачили (§ 344), дорівнює швидкості зміни потоку індукції з часом:

$$\mathcal{E} = - \frac{d\Phi}{dt} \cdot 10^{-8} \text{ вольтів.}$$

Взявши похідну від Φ по t , знаходимо:

$$\frac{d\Phi}{dt} = - \Phi_0 \omega \cdot \sin \omega t,$$

і звідси

$$\mathcal{E} = \Phi_0 \omega \cdot \sin \omega t \cdot 10^{-8} \text{ вольтів.}$$

Отже, при рівномірному обертанні витка в постійному магнітному полі ми дістаємо в ньому електрорушійну силу, що змінюється синусоїдально:

$$\mathcal{E} = \mathcal{E}_0 \sin \omega t. \quad (25)$$

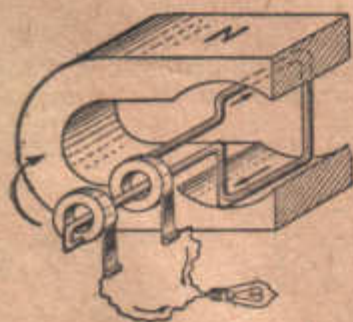


Рис. 362. Генерування струму при обертанні провідника в магнітному полі.

Тут величина \mathcal{E}_0 являє собою найбільше значення електрорушійної сили (при $\sin \omega t = 1$):

$$\mathcal{E}_0 = \mu H S \omega \cdot 10^{-8} \text{ вольтів.} \quad (26)$$

Порівнюючи вирази для потоку Φ і для електрорушійної сили, ми бачимо, що найбільше значення електрорушійної сили має в той момент, коли потік крізь контур витка дорівнює нулеві, тобто коли площа витка паралельна лініям сил поля. Коли площа витка стає в положення, перпендикулярне до ліній сил поля, то потік буде найбільшим, але електрорушійна сила в цей момент стає рівною нулеві.

Амплітуда електрорушійної сили \mathcal{E}_0 буде, взагалі кажучи, тим більшою, чим більша індукція $B = \mu H$, чим більша площа витка S і чим швидше обертаємо виток у магнітному полі.

На практиці беруть найчастіше період $T = \frac{1}{50}$ сек, і тоді

$$\omega = \frac{2\pi}{T} = 100\pi.$$

Електрорушійна сила, одержувана від обертання одного витка, невелика. Нехай, наприклад, електромагніт дає $B = 10\,000$ і між його полюсами обертається виток дроту площею в 100 см^2 , тоді

$$\varepsilon_0 = 10^4 \cdot 10^2 \cdot 100\pi \cdot 10^{-8} \text{ вольтів} = 3,14\text{ V.}$$

Обертаючи не один виток, а цілу катушку, що складається з n витків дроту, ми дістанемо електрорушійну силу в n раз більшу.

Отже, при рівномірному обертанні провідника в однорідному магнітному полі в провіднику індуктується струм, напруга і величина якого періодично змінюють свою величину. Такий струм називають змінним струмом. Змінні струми за характером зростання і спадання величини струму можуть бути різноманітної „форми“; змінний струм, виражений рівністю $\varepsilon_0 = \varepsilon_0 \sin \omega t$, називають синусоїдальним змінним струмом, або, коротше, синусоїдальним струмом. Змінний струм будьякої форми можна уявляти як сукупність багатьох накладених один на одного синусоїдальних струмів; таким чином, синусоїдальний струм є простішою формою змінного струму.



Рис. 363. Діаграма синусоїдального струму.

§ 346. Динамомашини. Ми бачили в попередньому параграфі, що, витрачаючи роботу на обертання витків дроту в однорідному магнітному полі, можна дістати (генерувати) електричний струм. Розглянемо схему машини, яка дає постійний струм (рис. 349, стор. 369).

Між виточеними по циліндру наконечниками полюсів сильного магніта (або електромагніта) вміщене залізне осердя циліндричної форми, яке може обертатись навколо своєї осі. На поверхні циліндра розміщений ряд паралельних провідників, ізольованих як один від одного, так і від залізного осердя; задні, на рисунку не зображені, кінці цих провідників сполучені між собою діаметрально. Так, наприклад, задній кінець дроту, який показаний над літерою A і проходить по твірній циліндра спереду назад, з'єднаний з заднім кінцем дроту, показаного під літерою B .

Між полюсними наконечниками утворено сильне магнітне поле. Біля A і B густота силових ліній приблизно стала. Якщо залізне осердя разом з дротами привести в обертання в напрямі стрілок, то дроти біля A і B перетинатимуть силові лінії під прямим кутом; електрорушійна сила індукції в цьому положенні витка дроту максимальна. Потенціал на передніх кінцях проводів правої сторони негативний, а з лівої сторони — позитивний. Передні кінці проводів прилучені до окремих сегментів колектора, який має дві щітки I і II . Таким чином, щітки прилучені до них проводи також дістають відповідно позитивний або негативний потенціали.

Якщо проводи, прилучені до щіток I і II , сполучити, замкнувши їх через опір зовнішнього кола, то по проводах цих, які утворюють зовнішнє коло, потече струм, зумовлений сталою різницею потенціалів на щітках, тобто струм сталої напруги.

При описаній конструції були б використані тільки ті проводи, які прилучені до сегментів, що містяться в середині, біля I і II . Щоб використати напругу, яка створюється в інших проводах, сполучають послідовно всі проводи обмотки якоря (тоді їх напруги підсумовуються). Таке сполучення проводів маємо в барабанному якорі Г е ф н е р а — А л ь т е н е к а і в кільці Г р а м м а (§ 339).

Кожну машину постійного струму можна перетворити в машину змінного струму. Для цього треба замість колектора, який служить для знімання постійного струму, насадити на вісь якоря так звані *кільця*, сполучені з двома належно вибраними точками обмотки якоря, і знімати з цих кілець струм з допомогою двох щіток (рис. 362).

Сіменс у 1867 р. помітив, що залишковий магнетизм залізних незбуджуваних електромагнітів є достатнім для одержання слабого індукційного струму в якорі; прилучивши проводи електромагнітів до щіток, які збирають струм якоря, можна використати таким чином слабкий струм для посилення намагнічування електромагнітів.

Посилений магнетизм електромагнітів дає дальше підвищення напруги і величини індукційного струму в якорі, який, проходячи по обмотці електромагнітів, ще більше посилює їх магнітне поле. Це взаємне підвищення напруги магнітного поля і напруги струму швидко досягає границі.

Підвищення зазначеним способом збудження електромагнітів за рахунок витраченої роботи називається динамоелектричним принципом Сіменса. Застосування цього принципу зробило можливим побудування машин для одержання сильних струмів з допомогою індукції. Машини ці дістали назву динамомашин або просто динамо.

Динамомашини своїм зовнішнім виглядом і внутрішньою будовою подібні до електромоторів.

Кожна динамомашинка може працювати як мотор, а кожний електромотор може бути обернений у динамомашинку. Одна машинка є безпосередньо обернення другої.

Як і мотори, динамомашинки можуть бути з послідовним збудженням (серієс-динамо) і з паралельним збудженням (шунтові динамо); в першому випадку струм з якоря спочатку проходить по обмотці електромагнітів і потім іде в зовнішнє коло; в другому випадку обмотка електромагнітів і зовнішнє коло прилучаються до щіток, які збирають струм якоря, паралельно. Є й такі динамомашинки, що мають і послідовне, і паралельне вмикання обмотки електромагнітів (компаунд-машинки).

§ 347. Самоіндукція. При зміні величини струму в провіднику змінюється напруженість його магнітного поля. Енергія магнітного поля, яке оточує провідник, зростає в міру збільшення величини струму. На утворення магнітного поля повинна бути витрачена робота. Ця робота витрачається джерелом електричного струму (гальванічним елементом, динамомашинною і т. д.). Тому можна сказати, що *енергія магнітного поля струму виникає за рахунок електричної енергії струму*.

Вмикаючи у замкнене провідне коло джерело електричного струму, можна виявити, що струм у колі не одразу досягає тієї величини, яку він у цьому колі повинен мати за законом Ома. Величина струму збільшується поступово, бо спочатку відбувається наростання магнітного поля струму, або, інакше кажучи, відбувається перетворення електричної енергії в магнітну.

Розмикаючи провідник, по якому йшов струм і навколо якого існувало, таким чином, магнітне поле, можна спостерігати явище *оберненого перетворення магнітної енергії в електричну*: магнітне поле, яке оточувало провідник, по якому йшов струм, при розмиканні струму повинне зникнути, але енергія магнітного поля не може зникнути (це суперечило б законові зберігання енергії); вона збуджує в провіднику електричний струм, тобто перетворюється в електричну енергію.

Поступовість наростання величини струму при вмиканні провідника в коло, де діє електрорушійна сила, яка збуджується якимнебудь джерелом струму, можна пояснити з погляду закону Ома виникненням у момент замикання кола зворотної електрорушійної сили, яка існує, поки відбувається утворення магнітного поля, і яка дає в провіднику струм, на-

прямлений протилежно до струму, що живить коло. При розмиканні кола, коли зникає магнітне поле, в провіднику виникає електрорушійна сила, яка після того, як припинено живлення провідника струмом ззовні, ще в провіднику протягом якогось часу струм того самого напрямку, який мав струм, що живив коло. Очевидно, тут ми маємо справу з одним із випадків електромагнітної індукції. Через те що в даному випадку провідник індуктує струм у самому собі, це явище має назву самоіндукції; індуктований у провіднику струм називають екстраструмом. Екстраструм замикання напрямлений проти струму, який замикається; екстраструм розмикання — одного напрямку з струмом, який розмикається.

Візьмемо катушку з великим числом оборотів дроту і до кінців її прилучимо гальванометр (рис. 364). Пропустимо через цю катушку струм від елемента E . Частина струму пройде через гальванометр і викличе відхилення його стрілки праворуч. Якщо розімкнути коло, яке живить катушку, віднявши ключ K , то виникне екстраструм розмикання, шлях якого показаний на рис. 364 пунктирними стрілками. В катушці екстраструм розмикання має такий же напрям, який мав струм від елемента, але через те що нижня частина кола тепер розімкнена, через гальванометр він пройде в протилежному напрямі і викличе різке відхилення стрілки гальванометра ліворуч. Якщо взяти катушку, що має приблизно 300 витків, і живити її акумулятором, який дає 2 V, то в момент розмикання кола, що живило катушку, вольтметр, прилучений до кінців катушки, відзначає стрибок напруги приблизно до 20 V.

При вимиканні в колі струму великого електромагніта в наслідок появи екстраструму розмикання біля ключа утворюється іскра, іноді ж загорається вольтова дуга. Розмикати струми у сітці з електромагнітами треба обережно; при швидкому розмиканні електрорушійна сила самоіндукції, яка виникає в обмотці електромагніта, може покусувати ізоляцію дроту обмотки. Щоб уникнути цього, проводять розмикання, зводячи поступово в коло електромагніта опір.

§ 348. Коефіцієнт самоіндукції. Згадаймо, що *напруженість* поля зображають числом силових ліній, які пронизують площинку в 1 см^2 ; число ліній магнітної індукції відрізняється від числа силових ліній множителем μ , який характеризує магнітні властивості середовища.

За законом Біо і Савара напруженість магнітного поля струму в будь-якій заданій точці поля пропорційна величині струму I . Тому число ліній магнітної індукції, які пронизують площу, обмежену контуром струму, при збільшенні величини струму зростає пропорційно величині струму (ми маємо тут на увазі поле, утворюване самим струмом, і не беремо до уваги ліній магнітної індукції, які охоплюються контуром розгляданого струму, але утворені якимись іншими розміщеними поруч струмами і магнітами).

При заданій величині струму провідники різної форми і розмірів охоплюються неоднаковим числом ліній магнітної індукції¹⁾. Величину,

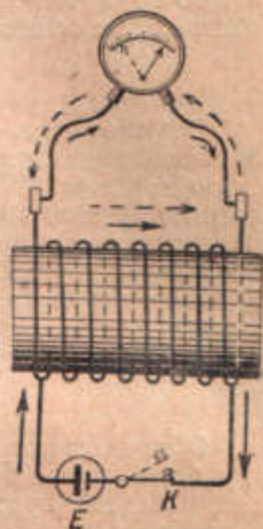


Рис. 364. Дослід Фарадея, який показує самоіндукцію.

¹⁾ Це пояснюється тим, що при обчисленні напруженості поля струму доводиться підсумовувати елементарні сили, визначувані за величиною і напрямом законом Біо і Савара; приклади, розглянуті в § 322 і 323, показують, що на цьому підсумовуванні елементарних сил дуже позначається форма струмопровідного контура. Виток дроту, що його обтікає струм, пов'язаний з більшою магнітною енергією, ніж такої ж довжини ділянки прямолінійного струму.

що характеризує форму і розміри провідника (оскільки розміри і форма провідника впливають на його електромагнітні властивості) і вимірювану потоком магнітної індукції крізь площу, обмежену контуром провідника, при величині струму, рівній одиниці, називають коефіцієнтом самоіндукції, або просто самоіндукцією провідника (а також індуктивністю) і позначають літерою L .

Самоіндукція L , як буде показано вище (§ 351), має розмірність добутку довжини на магнітну проникність. У зв'язку з цим абсолютну одиницю самоіндукції часто називають *сантиметром*. Самоіндукцію в 1 сантиметр має такий провідник, який при проходженні через нього струму в 1 вебер охоплюється 1 лінією магнітної індукції. Якщо самоіндукція L провідника виміряна в сантиметрах, то при величині струму I в еберів число ліній магнітної індукції, які охоплюють провідник, дорівнюватиме згідно із сказаним вище:

$$\Phi = LI. \quad (27)$$

Замість сантиметра в електротехніці часто застосовують в 10^9 раз більшу одиницю самоіндукції, яку називають *генрі* (H). Провідник, самоіндукція якого дорівнює 1 генрі, при величині струму в 1 вебер має в своєму магнітному полі 10^9 ліній індукції. 1 ампер дорівнює $\frac{1}{10}$ вебера; отже, при величині струму в 1 ампер провідник з коефіцієнтом самоіндукції 1 генрі охоплюють 10^8 (тобто сто мільйонів) ліній індукції. Очевидно, що коли величина струму виміряна в амперах, самоіндукція ж провідника виражена в генрі,—число ліній магнітної індукції, пов'язаних з провідником, визначається формулою:

$$\Phi = LI \cdot 10^9. \quad (27a)$$

Обчислення коефіцієнтів самоіндукції L , взагалі кажучи, становить значні труднощі і може бути виконане тільки для небагатьох простіших окремих випадків; проте, завжди можна визначити L безпосередньо з експерименту.

§ 349. Електрорушійна сила самоіндукції. Електрорушійна сила індукції визначається законом Фарадея (§ 344):

$$\varepsilon = -\frac{d\Phi}{dt} \cdot 10^{-8} \text{ вольтів.}$$

Перетворимо цю формулу, скориставшись наведеним у попередньому параграфі виразом для потоку магнітної індукції. Підставивши Φ із (27a) і розглядаючи звичайний випадок, коли коефіцієнт самоіндукції L при змиканні або розмиканні кола (і взагалі при зміні величини струму) залишається незмінним, дістанемо:

$$\varepsilon = -L \frac{dI}{dt} \text{ вольтів.} \quad (28)$$

Тут L виміряно в генрі, а I —в амперах. Знак мінус у цій формулі вказує, що при зростанні величини струму електрорушійна сила самоіндукції напрямлена протилежно до струму, а при зменшенні величини струму (коли $dI < 0$) електрорушійна сила самоіндукції напрямлена в той же бік, як і струм.

У формулі (28) немає числового коефіцієнта, який є в формулі Фарадея; це є наслідком відповідного вибору практичної одиниці самоіндукції; ми бачимо, що 1 генрі являє собою самоіндукцію такого провідника, в якому при швидкості зміни величини струму на 1 ампер за секунду індуктується електрорушійна сила в 1 вольт.

§ 350. Енергія магнітного поля струму. Величина енергії магнітного поля може бути підрахована, якщо відомі напруженість поля в будь якій точці і магнітна проникність. Аналогічно до енергії електричного поля енергія магнітного поля виражається формулою (§ 310):

$$U = \int \frac{\mu H^2}{8\pi} \cdot dv. \quad (29)$$

Зміст цієї формули той, що весь об'єм, в якому є магнітне поле, поділяють на нескінченно малі елементи об'єму v , відповідно до тількищо написаної формули, вважають, що в кожному такому елементі міститься кількість магнітної енергії, пропорційнальна квадратові напруженості поля в даному елементі об'єму. Енергію всього магнітного поля можна дістати, якщо проінтегрувати U значення для всіх елементів об'єму того простору, в якому маємо поле.

Але що являє собою магнітне поле і за рахунок чого створюється його енергія?

Магнітне поле є одним з невід'ємних виявів електричного струму. Разом з виниканням струму виникає магнітне поле, і воно неминуче знищується при припиненні струму.

Процес трансформації енергії електричного струму в енергію магнітного поля глибоко відмінний від процесів перетворення електричної енергії в інші види енергії. Справді, ми можемо збільшити або зменшити, сповільнити або прискорити перехід енергії електричного струму в теплоту або хемічну енергію, змінюючи опір провідників вибором довільно малого або великого поперечного перерізу, варіюючи їх довжину, вмикаючи в коло електроліти і т. д.; ми можемо уникнути перетворення електричної енергії в механічну, закріпивши нерухомо всі провідники, що утворюють електричне коло; але ми не можемо запобігти трансформації енергії струму в період його виникання в енергію магнітного поля. Магнітне поле є нерозлучним супутником електричного струму.

Стаціонарному (постійному) струмові відповідає статичний стан магнітного поля. Зміна величини струму неминуче має своїм наслідком зміну напруженості магнітного поля, і навпаки: будь яке порушення статичного стану магнітного поля, пов'язане, наприклад, з переміщенням магнітів, з рухом сторонніх провідників, оточених власним магнітним полем, або із зміною величини струму в цих провідниках, одразу відбивається на величині струму в основному колі. В цій сполученості магнітного поля і струму одного з одним і полягає фізична суть явища електромагнітної індукції і зокрема самоіндукції.

Стальні, або постійні, магніти, які зберігають свої поля ніби незалежно від руху електрики, насправді, як уже говорилося, являють тільки складніший випадок, що підтверджує цей нерозривний зв'язок магнітного поля і руху електрики: їх магнітні поля зумовлені рухом електронів усередині атомів заліза. Ці рухи, зрозуміло, існують і в залізі немагнітненому, але лише у випадку намагнічення дають погоджений ефект — дають помітне поле.

Факт нерозривного існування магнітного поля і руху електрики змушує сказати, що енергія магнітного поля являє собою не що інше, як енергію руху електрики, або так звану електрокінетичну енергію.

Коли ми вмикаємо струм у провіді або в системі провідів, то в момент виникання створюється магнітне поле, воно наростає протягом короткого, проте, цілком вимірного, проміжка часу. Протягом того ж проміжка часу швидкість руху зарядів у напрямі струму зростає від нуля до тієї швидкості, яка відповідає струмові постійної величини I , тобто стаціонарному струмові, напругу якого ми визначаємо на підставі закону Ома: $W = IR$.

Коли в коло вмикають якийнебудь провідник з опором R , то під дією різниці потенціалів заряди (наприклад, електрони), які містяться всередині провoda, починають рухатись. При цьому утворюється магнітне поле, яке є наочним виявом набутої цими зарядами електрокінетичної енергії. Припустимо, що через t секунд (або часток секунди) струм досяг такого амперажу, коли опір рухові електронів, що його чинить провідник, стає рівним силі, яка діє на них і яка залежить від різниці потенціалів V на кінцях провідника.

Тепер електрони набули запасу електрокінетичної енергії, який уже не змінюватиметься, бо величина струму лишиться сталою. Вся робота, виконувана струмом, тепер цілком перетворюватиметься в джоулеве тепло, кількість якого, що виділяється кожної секунди, пропорціональна потужності струму VI .

До того як настане цей момент, поки магнітне поле і рух зарядів ще не досягли свого стаціонарного стану, робота струму витрачалась: 1) на джоулеве тепло і 2) на збільшення електрокінетичної енергії потоку електронів у провіді, тобто на утворення магнітного поля струму.

Робота струму, яка витрачається на утворення магнітного поля, спрямована на подолання електрорушійної сили самоіндукції \mathcal{E} . Якщо величина струму в даний момент є I , то потужність струму, яка витрачається на подолання електрорушійної сили самоіндукції, буде $\mathcal{E}I$, а робота струму, яка перетворюється за диференціально малий проміжок часу dt в енергію магнітного поля dU , дорівнюватиме $\mathcal{E}I dt$. Скориставшись формулою (28), яка визначає величину електрорушійної сили самоіндукції (помноживши обидві частини цієї формули на $I dt$), знаходимо, що

$$\mathcal{E}I dt = LI dI,$$

отже:

$$dU = LI dI.$$

Запас енергії U магнітного поля струму дорівнює роботі, яка витрачається струмом на подолання електрорушійної сили самоіндукції за певний проміжок часу, поки величина струму зростає від нуля до якогось стаціонарного значення I . Значить,

$$U = \int_0^I LI dI,$$

звідки

$$U = \frac{LI^2}{2}. \quad (30)$$

Тут, якщо I виражене в амперах, а L у генрі, то енергія буде виражена в джоулях; коли ж I виражене у веберах, а L у сантиметрах, то енергія буде виражена в ергах.

Ця формула є однією з найважливіших формул електродинаміки. Вона рівносильна формулі (29) [коли формула (29) застосовується до обчислення енергії поля вилученого струму]; але порівняно з формулою (29) формула (30) має перевагу простоти. Вираз $\frac{1}{2}LI^2$ є особливо наочним, бо він збігається за формою з виразами $\frac{1}{2}mv^2$ для кінетичної енергії поступального руху і $\frac{1}{2}I\omega^2$ — для кінетичної енергії обертального руху (§ 57).

Величина струму є узагальненою швидкістю руху електрики (§ 313); в самоіндукції виявляється інерція струму; ми можемо тому розглядати

формулу (30) як безпосередню вказівку на єдність магнітної і електрокінетичної енергії.

§ 351. Самоіндукція і енергія електромагніта. Коли провідник має форму компактної катушки, яка пронизується Φ лініями магнітної індукції, то кожна лінія магнітної індукції стільки разів охоплює контур провідника, яке число витків n у катушці. Це рівносильне тому, що контур провідника охоплюється по одному разу $n \cdot \Phi$ лініями магнітної індукції.

Зіставляючи формулу потоку магнітної індукції (коли L виміряно в генрі, а I в амперах)

$$n\Phi = LI \cdot 10^8$$

з формулою Гопкінсона (§ 325)

$$\Phi = \frac{4\pi}{10} \cdot \frac{In}{\frac{l}{\mu S} + \frac{l_0}{\mu_0 S_0}},$$

знаходимо коефіцієнт самоіндукції електромагніта:

$$L = 4\pi \frac{n^2}{\frac{l}{\mu S} + \frac{l_0}{\mu_0 S_0}} \cdot 10^{-9} \text{ генрі.} \quad (31)$$

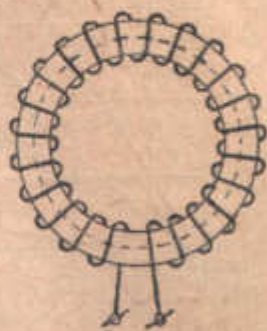


Рис. 365. Тороїд.

Тут довжина l магнітного кола в залізі, довжина l_0 повітряного зазора і поперечні перерізи S і S_0 повинні бути виражені в сантиметрах; μ є магнітна проникність матеріалу осердя (при заданій величині струму), $\mu_0 \approx 1$, n — число витків.

При користуванні цією формулою не слід забувати, що μ залежить від напруженості поля (§ 295 і 328), а тому для різних величин струмів коефіцієнт самоіндукції теж буде різний.

Для електромагніта, полюси якого замкнені залізним якорем, точніше — для тороїда (рис. 365), наведена формула спрощується ($l_0 = 0$):

$$L = 4\pi \frac{\mu n^2 S}{l} \cdot 10^{-9} \text{ генрі.}$$

Ми бачимо звідси, що коефіцієнт самоіндукції справді має розмірність довжини, помноженої на магнітну проникність (§ 348).

Знаючи самоіндукцію електромагніта, ми легко можемо обчислити його енергію за формулою (30):

$$U = \frac{LI^2}{2}.$$

Замінивши в цій формулі добуток LI через потік магнітної індукції Φ із (27) або з (27а), дістанемо:

$$U = n \frac{\Phi I}{2} \text{ ергів (якщо } I \text{ виражене у веберах),} \quad (32)$$

$$U = n \frac{\Phi I}{2} \cdot 10^{-8} \text{ джоулів (якщо } I \text{ виражене в амперах).} \quad (32a)$$

Приклад. Обчислимо енергію магнітного поля залізного тороїда з перерізом $S = 20 \text{ см}^2$ при довжині $125,6 \text{ см}$ і при числі витків $n = 1000$, коли в обмотці проходить струм $I = 1 \text{ А}$. Коефіцієнт проникності при цих умовах приймемо $\mu = 1300$.

Коефіцієнт самоіндукції дорівнюватиме:

$$L = \frac{4\pi \mu n^2 S}{l} = \frac{12,56 \cdot 1300 \cdot 1000^2 \cdot 20}{125,6} = 2,6 \cdot 10^8 \text{ сантиметрам} = 2,6 \text{ генрі.}$$

Енергія електромагніта:

$$U = \frac{LI^2}{2} = \frac{2,6 \cdot 1^2}{2} = 1,3 \text{ джоула.}$$

§ 352. Електричний струм в умовах надпровідності. Голландський учений Камерлінг-Оннес показав, що при дуже низькій температурі метали зовсім не чинять опору проходженню електричного струму. Питомий опір чистих металів, поступово спадаючи при зниженні температури (рис. 366), раптом поблизу абсолютного нуля, при 2—5° *abs*, зазнає різкого зниження, спадає одразу до такої малої величини, яка практично невимірна (рис. 367). Це дуже цікаве явище має назву надпровідності.

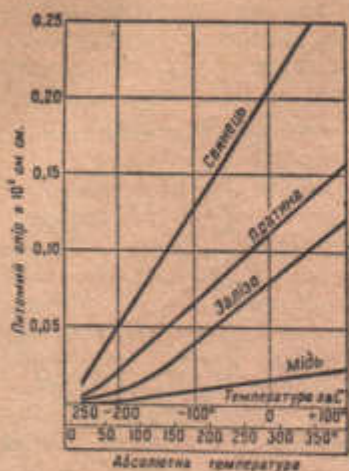


Рис. 366. Температурний хід питомого опору чистих металів.

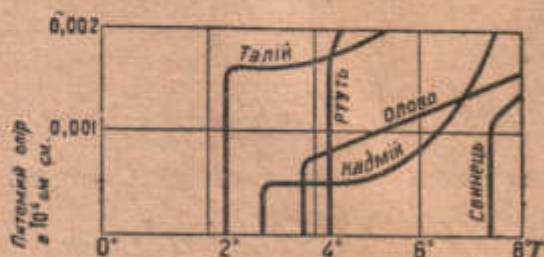


Рис. 367. Температурний хід питомого опору металів поблизу абсолютного нуля (надпровідність).

Надпровідність дозволяє здійснити дослід, в якому наочно виявляється електрокінетична природа магнітної енергії.

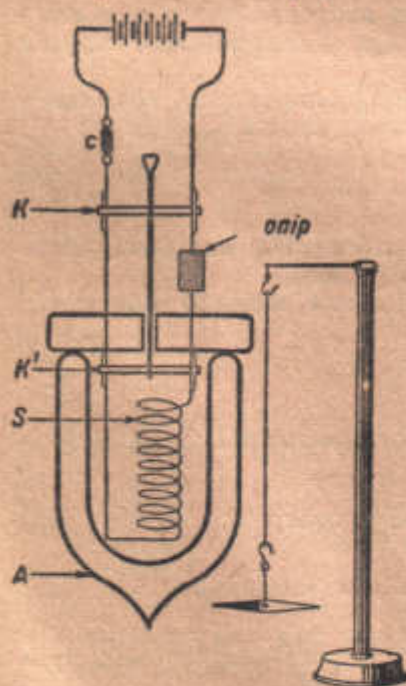


Рис. 368. Дослід з соленоїдом в умовах надпровідності.

Зануримо соленоїд *S*, який живиться струмом від батареї елементів, у криостат *A* з рідким гелієм (рис. 368). Якщо повернути контакт *KK'*, який обертають навколо вертикальної осі, в положення, показане на рис. 368, то опір зовнішнього кола батареї зменшиться (паралельне вмикання; § 315), запобіжник перегорить і соленоїд буде замкнений через коло, яке складається з самих тільки надпровідників.

Через те що опір кола в цих умовах дорівнює нулеві, струм не викликати ніякого нагрівання провідників. Магнітне поле соленоїда лишатиметься незмінним. Але магнітне поле є необхідною і достатньою умовою існування струму в проводі. Тому струм триватиме довгий час, зберігаючи свій запас електрокінетичної енергії.

Щоб виявити існування струму в тільки описаній спробі, ми маємо тільки один засіб — спостерігати дію його магнітного поля. Для цього поблизу криостата досить помістити чутливий магнітометр (магнітну стрілку). Відхилення магнітометра триватиме весь час, поки в соленоїді існує струм.

В дослідях, проведених Камерлінг-Оннесом у Лейдені, струм у надпровідниках спостерігали протягом десятків годин

при цьому не було помічено ніякого відчутного зменшення напруженості магнітного поля.

§ 353. Два головні рівняння електродинаміки. Основними законами електродинаміки є: закон Біо і Савара (§ 321) і закон Фарадея (§ 344).

Умовимося так: число ліній індукції, які „входять” у замкнутий контур, тобто перетинають замкнутий контур у напрямі ззовні, позначатимемо як число додатне; число ліній індукції, які „виходять” із замкнутого контура, тобто перетинають замкнутий контур у напрямі зсередини, будемо позначати як число від’ємне. Тоді закон Фарадея можна сформулювати так: виражена у вольтах електрорушійна сила, індуктована магнітним полем, дорівнює одній стомільйонній частині алгебричного числа ліній магнітної індукції, які перетинаються контуром за одну секунду. Точніше:

$$\varepsilon = -n \frac{d\Phi}{dt} \cdot 10^{-8} \text{ вольтів,}$$

де $d\Phi$ означає алгебричне число ліній магнітної індукції, які перетинаються контуром за час dt , а число n вказує, скільки оборотів робить контур струму навколо ліній індукції, які він охоплює.

Закон Біо і Савара (якщо від диференціального формулювання цього закону перейти до його інтегрального виразу) встановлює, що магніторушійна сила M пропорціональна величині струму (§ 324):

$$M = 4\pi nI.$$

Ми покажемо тепер, що цей інтегральний вираз закону Біо і Савара можна представити у формі, аналогічній законів Фарадея.

Величина струму визначається кількістю електрики, яка протікає через поперечний переріз провідника за одиницю часу:

$$I = \frac{de}{dt}.$$

Щоб величина струму була виражена у веберах, de повинне бути виражене в абсолютних електромагнітних одиницях заряду і dt — у секундах. Згадаємо, що за теоремою Гаусса (§ 300) одна електростатична одиниця заряду пов’язана з 4π лініями електричної індукції. Через те що одна електромагнітна одиниця заряду містить c електростатичних одиниць, де c є числове значення швидкості світла, виміряної в сантиметрах за секунду ($c = 3 \cdot 10^{10}$), то число ліній електричної індукції, пов’язаних із зарядом у de електромагнітних одиниць, дорівнює:

$$dN = 4\pi cde.$$

Рухомий заряд несе з собою свої лінії електричної індукції. Будьякий замкнутий контур, що охоплює провідник, по якому протікає струм, буде за час dt перетятий dN лініями електричної індукції. Зіставляючи три наведені вище рівняння, дістаємо формулу для магніторушійної сили:

$$M = n \frac{1}{c} \frac{dN}{dt} \frac{\text{ерг}}{\text{абс. од. магнетизму}} \quad (33)$$

де c є числове значення швидкості світла, виміряної в сантиметрах за секунду ($c = 3 \cdot 10^{10}$).

Враховуючи, що один вольт становить $\frac{1}{300}$ абсолютної електростатичної одиниці потенціала (§ 303), ми можемо наведену вище формулу для електрорушійної сили написати так:

$$\varepsilon = -n \frac{1}{c} \frac{d\Phi}{dt} \frac{\text{ерг}}{\text{абс. ел.-ст. од. заряду}} \quad (34)$$

Два рівняння: рівняння (33), яке виражає в перетвореному вигляді закон Біо і Савара, і рівняння (34), яке виражає закон Фарадея, є основними в електродинаміці; всі інші рівняння електродинаміки можуть бути одержані з них як висновок.

§ 354. Про рівняння Максвелла. Теорія Максвелла, яка створила епоху у фізиці, побудована на сміливому узагальненні тих двох головних рівнянь електродинаміки, про які було сказано в попередньому параграфі.

Щоб дати хоча б найелементарніше уявлення про суть зробленого Максвеллом узагальнення, ми повинні будемо скористатись деякими поняттями векторного аналізу. (Ми встановимо тут ці поняття, але тому що повне розуміння цих понять і пов'язаних з ними рівнянь Максвелла потребує великої математичної підготовки, то ніде в дальших параграфат курсу ми не будемо вважати зміст даного параграфу відомим.)

У векторному аналізі під терміном „поле“ розуміють частину простору, в кожній точці якого якась величина, що цікавить нас, має певне значення. Про величину цю говорять, що вона є функцією точки. Ця величина може бути скаляром або вектором.

Математичний аналіз векторного поля в загальному випадку втриє складніший, ніж математичний аналіз скалярного поля. Скалярне поле визначене однозначно, якщо скаляр заданий як функція точки. В цьому випадку, отже, вичерпний опис поля може бути даний у формі одного рівняння, яке пов'язує скалярну величину з трьома просторовими координатами. Для того щоб однозначно визначити векторне поле, потрібно, крім числового значення вектора, вказати також і його напрям. По суті це зводиться до вимоги, щоб були задані числові значення компонентів (проекцій вектора для трьох координатних осей; вичерпний опис векторного поля складається, таким чином, з трьох рівнянь, кожне з яких пов'язує числове значення проекції вектора на одну з координатних осей з трьома просторовими координатами довільної точки поля.

Існує, проте, один поширений тип векторних полів, який є винятком із цього загального правила. Уявимо собі, що нам дане абсолютно довільне поле якогось скаляра, наприклад, розподіл температури в нерівномірно нагрітому середовищі, розподіл густини або концентрації і т. д. Назвемо *градієнтом вектор, напрямлений у кожній точці поля в сторону найбільшого зростання скаляра і рівний величиною приросту, якого зазнає скаляр при переміщенні в цьому напрямі на одиницю віддалі.*

Вектор A , що є градієнтом скаляра φ , позначають символом *град* (скорочення від слова gradient):

$$A = \text{grad } \varphi.$$

Для кожної точки скалярного поля ми можемо побудувати вектор-градієнт A . Ми дістаємо, таким чином, векторне поле. Воно є простішим з усіх можливих векторних полів, бо може бути вичерпно описане, не це впливає із способу його побудови, одним тільки рівнянням, що пов'язує скаляр з координатами точки. Про значення цього типу векторних полів можна судити вже тільки з того, що до нього належать: поле гравітаційне, електростатичне і магнітостатичне. Ми об'єднуємо їх загальною назвою потенціальних полів, розуміючи під назвою потенціалу той скаляр, градієнтом якого є досліджуваний вектор A — вектор напруженості поля.

Можна довести, що електростатичне поле, викликане якою завгодно сукупністю електричних зарядів e_1, e_2, \dots, e_n , як завгодно розташованих, в якому завгодно неоднорідному діелектричному середовищі, завжди є полем потенціальним, при чому потенціалом поля, тобто

скаляром, відносно якого електричний вектор E відіграє роль градієнта (взятого з супротивним знаком, тобто напрямленого в сторону спадання, а не зростання потенціала), є *робота* V , яку треба витратити, щоб привести з нескінченності в задану точку одиницю позитивної електрики.

$$E = -\text{grad } V.$$

В електростатичному полі не може бути замкнених силових ліній. Лінії електричної індукції починаються на позитивних зарядах і закінчуються на негативних зарядах. Число ліній електричної індукції визначається теоремою Гаусса (§ 300):

$$N = 4\pi (e_1 + e_2 + e_3 + \dots),$$

і аналогічно число ліній магнітної індукції в магнітостатичному полі

$$\Phi = 4\pi (m_1 + m_2 + m_3 + \dots).$$

Виділимо мислено всередині поля навколо якоїсь точки нескінченно малий об'єм dv . Нехай у ньому міститься алгебрична кількість електрики de . Відношення $\frac{de}{dv}$ являє собою алгебричну густину електричного заряду в даній точці поля; позначимо цю густину електричного заряду через ρ .

Через поверхню, яка обмежує виділений нами нескінченно малий об'єм dv , виходить назовні тим більше ліній електричної індукції, чим більша густина заряду. Число їх за теоремою Гаусса дорівнює

$$dN = 4\pi de.$$

Відношення алгебричного числа ліній індукції, які виходять¹⁾ з нескінченно малого об'єму dv , до величини цього об'єму dv називають *розходженням* вектора електричної індукції ϵE ; поряд з цією назвою часто (а в скороченому позначенні — завжди) вживають другої назви тієї ж величини — *дивергенція* (divergenz); скорочено пишуть div.

Якщо ми поділимо попереднє рівняння на dv , то в лівій частині матимемо розходження електричної індукції (div ϵE), а в правій частині — густину електричного заряду ρ , помножену на 4π :

$$\text{div } \epsilon E = 4\pi \rho. \quad (35)$$

Так зване „магнітостатичне“ поле, тобто поле, утворене нерухомими один відносно одного магнітами, насправді являє собою поле елементарних (внутрішньомолекулярних) струмів. Лінії магнітної індукції завжди є замкненими: вони ніде „не починаються“ і „не закінчуються“. Це означає, що не існує магнітних зарядів, подібних до електричних зарядів, на яких починаються або закінчуються лінії електричної індукції. В цьому розумінні говорять, що не існує вільного магнетизму. Якщо ми виділимо в полі якийсь об'єм (однаково — великий чи нескінченно малий), то в цьому об'ємі завжди буде рівна кількість позитивних і негативних „магнітних мас“, отже, їх алгебрична сума дорівнюватиме нулеві. Ту саму думку можна висловити так: *алгебрична густина магнетизму в будь-якій точці поля дорівнює нулеві*. В якій би ділянці поля ми не виділили об'єм dv (хоча б і всередині магніта), через поверхню, що обмежує цей об'єм, виходитиме назовні завжди таке саме число ліній магнітної індукції, яке входить усередину, бо вони тільки перетинають

¹⁾ Ліній індукції, які входить усередину, вважаються негативними; їх число слід відняти від числа ліній, які виходять; очевидно, що алгебричне число ліній індукції, які виходять, якщо це число додатне, вказує, скільки ліній починається всередині об'єму; коли ж воно від'ємне, то воно вказує, скільки ліній закінчується всередині об'єму.

цей об'єм, але не починаються в ньому і не закінчуються в ньому. Отже, відмінно від рівняння (35), застосовуючи уявлення про розходження вектора магнітної індукції ρH , ми дістанемо:

$$\operatorname{div} \rho H = 0. \quad (36)$$

З погляду математичного аналізу електростатичне поле споріднене з полем тяжіння. Це, проте, тільки зовнішня суто математична подібність. По суті вона обмежується аналогією, яка існує між законом тяжіння Ньютона і законом Кулона.

Відмінно від поля тяжіння в електростатичному полі ми маємо, поперше, не тільки сили притягання, а й відштовхні сили. Подруге, в електростатичному полі нам доводиться мати на увазі вплив середовища, яке у випадку гравітаційного поля ролі не відіграє (закон тяжіння Ньютона не містить коефіцієнта, аналогічного діелектричній сталій, яка входить у формулу Кулона). Потретьє, в електростатиці ми маємо справу із своєрідною деформацією поля, що викликається присутністю провідників.

Всяка аналогія між електричним і гравітаційним полем зникає, коли ми звертаємось до порівнювання поля зарядів, які рухаються одна відносно одного, з полем тяжіння рухомих мас.

Рух гравітаційних мас нічим не порушує звичайної картини гравітаційного поля; закон всесвітнього тяжіння — універсальний і єдиний; гравітаційне поле завжди при як завгодно швидкому русі мас лишається таким „однозначно-потенціальним“ полем, як і поле, утворене взаємно нерухомих масами.

Протилежно до нього поле електричних сил різко змінюється, коли заряди, що утворюють його, набувають відносного руху. Тоді поряд з електростатичною взаємодією зарядів виникають електрокінетичні сили, і поле в цілому втрачає характер „однозначно-потенціального“ поля. Поряд з цією трансформацією, яка зводиться до *утворення замкнених електросилових ліній*, всередині електродинамічного поля виникають магнітні силові лінії. Вони замкненими кільцями охоплюють лінії електричного струму.

В теорії Максвелла під назвою електричного струму об'єднані чотири групи електродинамічних явищ, еквівалентних одне одному з погляду виникнення магнітного поля. Сюди належить насамперед звичайний струм провідності, тобто рух електричних зарядів усередині провідника. Другу форму струму, відкриту (вірніше, теоретично передбачену) Максвеллом, становить так званий струм зміщення, який буває тоді, коли у вакуумі або в діелектрику змінюється напруженість електричного поля. В діелектрику струм зміщення являє собою імпульс поляризації середовища, який поширюється і орієнтує елементарні диполі в напрямі силових ліній. Ми не маємо, проте, якоїнебудь конкретної картини струму зміщення у вакуумі.

Згідно з теорією Максвелла *електричний струм завжди утворює замкнені лінії*; в тих випадках, коли струм провідності не дає замкнених ліній (прикладом може бути зарядження конденсатора), *струм зміщення замикає лінію струму*.

Третьою формою електричного струму є конвекційний струм. Під цією назвою ми розуміємо рух електричних зарядів, пов'язаний з переміщенням наелектризованого тіла, а також рух потоків вільних електронів або іонів у пустоті або в розрідженому діелектричному середовищі (катодне і анодне проміння; розділ XIV). Четверта форма електричного струму — струм Рентгена — спостерігається під час руху електрично нейтрального, але поляризованого діелектрика.

Будьякий вид струму має дві сторони: поперше, переміщення або зміщення зарядів абож, у випадку струму зміщення у вакуумі, якісь ви-

відомі нам явища в ефірі, фізично еквівалентні зміщенню зарядів, і, по-друге, існування магнітного поля, замкнені лінії якого охоплюють лінію струму. Оскільки є рух зарядів, то, очевидно, є також рух пов'язаних з ними (що виходять з них) ліній електричної індукції. Ставши на ґрунт уявлень, що їх розвинув Фарадей, ми повинні уявляти собі лінії електричної індукції як позначення якогось реального натягу середовища. Рух ліній електричної індукції, один кінець яких ковзає по поверхні провідника, де переміщуються заряди, виявляється у збудженні магнітного поля. Яканебудь зміна, що відбулася в магнітному полі, вказує на змінений характер руху ліній електричної індукції.

З цього погляду, що фіксує нашу увагу на явищах, які відбуваються в середовищі (в усьому просторі, а не тільки в провіднику), *струм в якій, де є рух ліній електричної індукції*.

З попередніх параграфів бачимо, що головними законами електродинаміки, з яких усі рівняння електродинаміки можна дістати як висновок, є закон Фарадея і (в перетвореній формі) закон Біо і Савара:

$$\varepsilon = -\frac{1}{c} \frac{d\Phi}{dt},$$

$$M = \frac{1}{c} \frac{dN}{dt}.$$

Тут ε означає електрорушійну силу. *Електрорушійна сила вимірюється роботою, яку здатні виконати електричні сили поля, що діють на одиницю позитивного заряду, коли цей заряд ми обводимо по якомусь замкнутому контуру навколо пучка Φ ліній магнітної індукції*. Аналогічно магніторушійна сила M вимірюється роботою, яку здатні виконати магнітні сили поля, коли одиницю позитивного магнетизму ми обводимо по якомусь замкнутому контуру навколо N ліній електричної індукції.

Уявимо собі, що навколо якоїсь точки електромагнітного поля проведено по поверхні сфери багато нескінченно малих замкнутих контурів, розміщених у різних площинах. З усіх цих контурів виберемо один, а саме той, до якого електрорушійна сила є найбільшою. Через те що довжина контура є нескінченно мала, то і електрорушійна сила по цьому контуру буде нескінченно мала; позначимо її через $\Delta\varepsilon$; число ліній магнітної індукції, які пронизують цей контур, позначимо через $\Delta\Phi$. Застосуємо до цього контура рівняння, яке формулює закон Фарадея, поділивши обидві частини цього рівняння на площу ΔS , обмежену контуром:

$$\left[\frac{\Delta\varepsilon}{\Delta S} \right]_{\Delta S \rightarrow 0} = -\frac{1}{c} \frac{d}{dt} \left[\frac{\Delta\Phi}{\Delta S} \right]_{\Delta S \rightarrow 0}.$$

Згадаємо, що густина ліній магнітної індукції $\frac{\Delta\Phi}{\Delta S}$ зображає величину вектора магнітної індукції B :

$$\left[\frac{\Delta\Phi}{\Delta S} \right]_{\Delta S \rightarrow 0} = B = \mu H.$$

Отже, в правій частині написаного вище рівняння ми маємо похідну від вектора B по часу (для позначення цієї похідної звичайно користуються символами d , а не d). Звернемось тепер до лівої частини рівняння.

Границя, до якої прямує відношення електро- або магніторушійної сили до елементарного контура, який стягується навколо точки, до площі,

обмеженої цим контуром, називають *вихорем*, або, інакше, *ротором* електричної (або магнітної) сили. При цьому мають на увазі контур, розміщений у тій площині, для якої зазначена границя є найбільшою. Ротор розглядають як вектор, направлений по перпендикуляру до площі контура так, щоб, дивлячись у напрям цього вектора, ми бачили, що напрям електро- або магніторушійної сили збігається з рухом стрілки годинника. Скорочуючи слово „rotor“, у рівняннях пишуть перші три літери цього слова ($\text{rot } E$). Нерідко ту саму величину називають керл ($\text{curl } E$).

Використовуючи уявлення про ротор електричної сили, ми бачимо, що наведене вище рівняння можна записати так:

$$\text{rot } E = - \frac{\mu}{c} \frac{\partial H}{\partial t}. \quad (37)$$

Виходячи з виразу для магніторушійної сили M , будемо міркувати аналогічно до попереднього. З безлічі нескінченно малих контурів, проведених по поверхні сфери навколо тієї самої розгляданої точки поля, виберемо той контур, для якого границя відношення магніторушійної сили ΔM до площі контура ΔS при $\Delta S \rightarrow 0$ є найбільшою. Границя цього відношення являтиме собою ротор магнітної сили ($\text{rot } H$). Напишемо для зазначеного нескінченно малого контура рівняння магніторушійної сили, поділене на площу ΔS , обмежену контуром:

$$\left[\frac{\Delta M}{\Delta S} \right]_{\Delta S \rightarrow 0} = \frac{1}{c} \frac{d}{dt} \left[\frac{\Delta N}{\Delta S} \right]_{\Delta S \rightarrow 0}.$$

Густота ліній електричної індукції зображається вектором електричної індукції D :

$$\left[\frac{\Delta N}{\Delta S} \right]_{\Delta S \rightarrow 0} = D = \varepsilon E.$$

Тому

$$\text{rot } H = \frac{\varepsilon}{c} \frac{\partial E}{\partial t}. \quad (38)$$

Рівняння (35), (36), (37) і (38) являють систему Максвеллових рівнянь¹⁾:

$$\text{div } \varepsilon E = 4\pi\rho, \quad (35)$$

$$\text{div } \mu H = 0, \quad (36)$$

$$\text{rot } E = - \frac{\mu}{c} \frac{\partial H}{\partial t}, \quad (37)$$

$$\text{rot } H = \frac{\varepsilon}{c} \frac{\partial E}{\partial t}. \quad (38)$$

З усього сказаного вище ми бачимо: основна ідея узагальнення зробленого Максвеллом, полягала в тому, що головні макрофізичні закони електродинаміки, встановлені для скінченних контурів струму в провідниках і для скінченних магнітних кіл, він визнав справедливими

¹⁾ Рівняння (37) і (38) є векторні рівняння. Кожне з них рівносильне трьом скалярним рівнянням, написаним для проєкції векторів $\text{rot } E$ і $\text{rot } H$ на осі координат.

В зазначеному вигляді система Максвеллових рівнянь може бути застосована для будь-якої точки поля, де не відбувається подання електромагнітної енергії у формі теплової. Для поля всередині провідників, де видається двоїсте тепло, застосовуючи ту саму систему рівнянь, треба до правої частини рівняння (38) приєднати член $\frac{4\pi}{c} \varepsilon E$, де ε — теплова провідність.

для будьякої окремо взятої ділянки поля і при цьому для якої завгодно малої ділянки поля.

Рівняння (35) і (36) являють собою перетворені закони Кулона (з урахуванням, що немає „вільного“ магнетизму), при чому це перетворення проведене так, що закони Кулона набули змісту для будьякої окремо взятої нескінченно малої ділянки поля (для „точки“ поля). Рівняння (37) є перетвореним законом Фарадея; щоб зробити цей закон застосовним до будьякої окремо взятої точки поля, величину, пов'язану з електрорушійною силою, тут виражено у вигляді ротора (границя відношення електрорушійної сили по контуру, який стягується навколо точки до нескінченно меншаючої площі, обмеженої цим контуром). Рівняння (38) являє собою аналогічне перетворення виразу для магніторушійної сили, який дістаємо із закону Біо і Савара.

§ 355. Робота генератора електричної енергії на навантаження. Одержання електричної енергії за рахунок виконуваної роботи є одним з найважливіших завдань електротехніки. Розв'язання його в принципі було дане Фарадеєм, який сформулював закон електромагнітної індукції, що лежить в основі конструкції всіх потужних генераторів електричної енергії (§ 345).

Всякий генератор електроенергії, що базується на принципі електромагнітної індукції, є, власне, генератором змінного струму. Навіть двигало постійного струму являють собою, як ми бачили (§ 346), ті самі генератори змінного струму, тільки з пристроєм (колектором) для дальшого „випрямлення“ струму.

Проте, в цьому перетворенні зовсім немає безумовної необхідності; ми побачимо далі, що саме змінний електричний струм має надзвичайно суттєві переваги.

Уявимо собі генератор (постійного або змінного струму), який працює на „навантажний“ опір R .

Ми бачили, що всякий генератор¹⁾ по суті являє собою систему провідників, що рухаються в магнітному полі. Ці провідники, природно, мають певний опір. Назвемо сумарний їх опір „внутрішнім опором генератора“ R_i . Якщо електрорушійна сила генератора дорівнює ε , то величина струму, що його віддає генератор, визначатиметься за законом Ома:

$$I = \frac{\varepsilon}{R + R_i}.$$

Потужність, що її віддає генератор на зовнішній опір, корисна потужність, дорівнює:

$$W = I^2 R = \frac{\varepsilon^2}{(R_i + R)^2} R.$$

При якому ж співвідношенні між R і R_i , тобто при якому навантаженні, наш генератор віддасть на зовнішньому опорі найбільшу потужність? Для відповіді нам треба знайти максимум виразу W . Поділимо чисельник і знаменник виразу W на R_i^2 :

$$W = \frac{\varepsilon^2}{R_i} \left[\frac{\frac{R}{R_i}}{\left(\frac{R}{R_i} + 1\right)^2} \right]. \quad (39)$$

¹⁾ Закономірності, про які йтике мова, стосуються, взагалі кажучи, всякого генератора електроенергії, який має внутрішній опір, чи то буде акумулятор, чи динамомашинна, чи електрична лампа і т. д.

Через те що електрорушійна сила і внутрішній опір генератора сталі, максимум W відповідатиме максимумові виразу, взятого в квадратні дужки. На рис. 369 показано залежність цього виразу від відношення $\frac{R}{R_i}$. Ми бачимо,

що воно досягає найбільшої величини, коли $\frac{R}{R_i} = 1$. Отже, потужність, яку віддає генератор, буде найбільшою тоді, коли опір навантаження дорівнює внутрішньому опоріві генератора. Проте, такий режим генератора, вигідний з погляду величини потужності, що її віддає генератор, надзвичайно невигідний економічно. Справді, якщо опір навантаження дорівнює внутрішньому опоріві генератора, то на внутрішньому опоріві генератора витрачає таку саму потужність, яку він віддає споживачеві. Для нас же бажано по зможі зменшити непродуктивну витрату енергії.

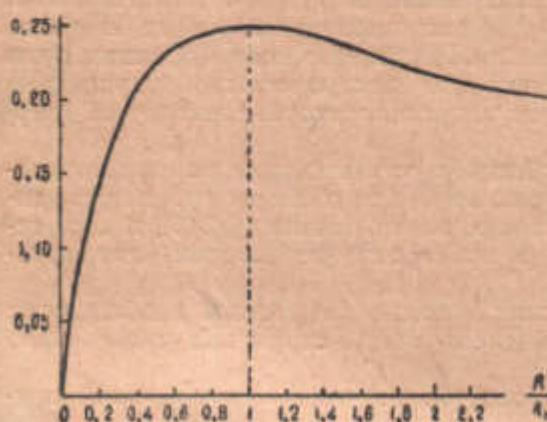


Рис. 369.

Назвемо коефіцієнтом корисної дії генератора відношення корисної потужності до повної потужності, що її розвиває генератор:

$$\eta = \frac{W_{\text{корисн}}}{W_{\text{повн}}},$$

але

$$W_{\text{корисн}} = I^2 R;$$

$$W_{\text{повн}} = I^2 (R + R_i).$$

Тому

$$\eta = \frac{R}{R_i + R}. \quad (4)$$

При $R = R_i$ к. к. д. становить лише 50%.

Звичайно для підвищення коефіцієнта корисної дії дають генераторів (на шкоду потужності) навантаження, яке значно перевищує його внутрішній опір.

До цього часу ми не зважали на проводи, які сполучають генератор електроенергії з навантажним опором. Ці проводи, проте, мають певний опір; при великій довжині струмопровідної лінії втрати в ній можуть значно знизити загальний коефіцієнт корисної дії установки. Якщо опір лінії дорівнює R_L і струм, який протікає в ній, дорівнює I , то потужність, що втрачається в лінії, становитиме $I^2 R_L$.

Постає завдання зменшити ці втрати, що є особливо відчутними при передаванні великих потужностей. Тут можна йти двома шляхами: 1) зменшуючи опір лінії, тобто збільшуючи переріз проводів; проте, це не завжди економічно; 2) зменшуючи величину струму в лінії. При цьому, щоб доведеться, звичайно, для одержання тієї ж потужності відповідно збільшити електрорушійну силу генератора. Так, зменшивши струм у 10 раз, ми зменшуємо втрати в 100 раз; при цьому потрібна електрорушійна сила генератора зростає в 10 раз. Це і є причиною тієї тенденції до підвищення робочої напруги, яка спостерігається в техніці передачі електроенергії в міру збільшення віддалей передачі.

Проте, при користуванні постійним струмом границя досягнення дуже швидко; з одного боку, для масового споживача електроенергії (освітлення, дрібні мотори) підвищення робочої напруги вище 220 V не представляє з міркувань безпеки; з другого боку, конструювання генераторів постійного струму на великі напруги становить значні труднощі.

Ключем до розв'язання завдання є застосування змінного струму; в цьому випадку напруга може бути змінена як в сторону підвищення, так і в сторону зниження з допомогою трансформатора. При застосуванні змінного струму ми відносно вільні у виборі робочих напруг: генератора, лінії і споживача електроенергії. Тому завдання передавання електричної енергії на віддалі було остаточно розв'язане тільки з запровадженням у практику змінного струму. З цього моменту і починається бурхливий розвиток електротехніки.

Сучасна електротехніка більшою своєю частиною є технікою змінних струмів; цим визначається те надзвичайно велике значення, яке має для електротехніки вчення про змінні струми.

§ 356. Синусоїдальний змінний струм. Завданням „техніки змінного струму“ є одержання і використання струмів та напруг, які змінюються періодично з певною частотою. Можливі закономірності періодичної зміни можуть бути дуже різноманітні. На рис. 370 графічно показані приклади деяких можливих закономірностей; при цьому період струму T (тривалість повного циклу зміни величини струму) в усіх випадках однаковий.

Тепер формою змінного струму, яка переважно застосовується, є синусоїдальний струм (§ 345), величина якого з часом змінюється за законом

$$I = I_0 \sin 2\pi \frac{t}{T} = I_0 \sin \omega t, \quad (41)$$

де T — період зміни струму, ω — кутова частота.

Вибір такої закономірності може на перший погляд здатись штучним; проте, можна показати, що синусоїдальна залежність є найпростішою з усіх періодичних закономірностей. Як довів Фур'є, всяка періодична величина, що змінюється не синусоїдально, може бути представлена як сума нескінченного

ряду синусоїдальних величин, періоди яких будуть $T, \frac{T}{2}, \frac{T}{3}, \dots$. Для прикладу на рис. 371 дано розклад періодичного струму прямокутної форми на складові синусоїдальні струми. Не зважаючи на те, що число складових узято тільки 3, сума складових уже до певної міри наближається до прямокутної форми; взявши нескінченне число складових, ми дістали б точний збіг.

Через те що частота ν являє собою число періодів на секунду, тривалість одного періоду дорівнює

$$T = \frac{1}{\nu}.$$

Як уже було згадано (§ 345), в Європі і в СРСР звичайно застосовують струм з частотою 50 періодів на секунду, або, як кажуть інакше, 50 герців. В Америці стандартом частоти є 60 герців. Відповідна тривалість періоду в тому і другому випадку становить 0,02 сек і 0,0167 сек.

Інтенсивність змінного струму можна характеризувати найбільшим значенням, якого досягає величина струму протягом періоду. Цю вели-

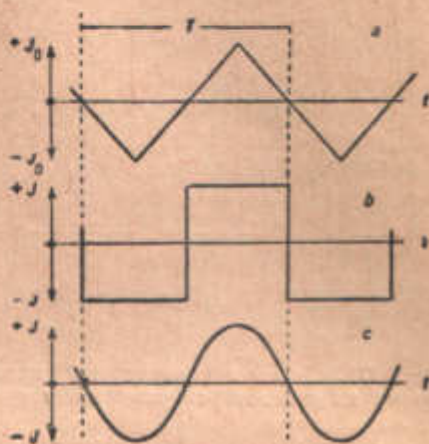


Рис. 370. Приклади струмів, що періодично змінюються (с — синусоїдальний струм).

чину називають звичайно „амплітудним значенням“ величини струму; якщо мова йде про напругу, то говорять про амплітудне значення напруги. В багатьох випадках ці величини є дуже важливими. Так, наприклад, при розрахунку ізоляції якогонебудь електричного апарата доводиться зважати саме на амплітудні значення напруг, які діють у ньому, бо в розумінні „пробою“ найнебезпечнішими є саме моменти максимуму напруги.

Проте, з погляду енергетичних дій змінного струму, як побачимо нижче, виявляється, що зручніше характеризувати інтенсивність струму інакше.

§ 357. Ефективні значення напруги і величини струму. Розглянемо один з можливих випадків застосування змінного струму: застосування його для нагрівання (ламп розжарювання, електричні печі та інші електронагрівні прилади). В цьому випадку в коло змінного струму вмикається опір R , де і виділяється у формі тепла потужність, що її віддає генератор.

У кожному дану мить електрична потужність, що витрачається на опір, пропорційна квадратові величини струму, який тече в даний момент у провіднику:

$$W = I^2 R.$$

Рис. 371. Розклад прямокутної кривої струму на складові синусоїдальні струми.

В нашому випадку величина струму I безперервно змінюється; проте, протягом дуже малого проміжка часу dt ми можемо вважати її сталою. Ми можемо написати для кількості енергії, витраченої за час dt , вираз:

$$dA = I^2 R dt.$$

Якщо ми хочемо дістати енергію, витрачену протягом усього періоду, ми повинні підсумувати цей вираз по всій тривалості періоду. Ця сума виражається інтегралом:

$$A = \int_0^T I^2 R dt = I_0^2 R \int_0^T \sin^2 2\pi \frac{t}{T} dt = \frac{I_0^2}{2} \cdot T \cdot R.$$

Таким чином, потужність, яку витрачає змінний струм на опорі, становитиме:

$$W = \frac{I_0^2}{2} R. \quad (42)$$

Легко бачити, що ми можемо в цьому випадку скористатись звичайною формулою, яку ми застосовували при обчисленні потужності постійного струму, тобто $I^2 R$, коли як „величину струму“ I візьмемо:

$$I_{\text{ef}} = \frac{I_0}{\sqrt{2}}.$$

Цю величину називають ефективною величиною змінного струму. Очевидно, що потужність:

$$W = I_{\text{ef}}^2 R.$$

Аналогічно ефективною напругою називають:

$$V_{\text{eff}} = \frac{V_0}{\sqrt{2}}. \quad (42a)$$

Енергія магнітного поля, спричинюваного струмом, пропорціональна квадратові величини струму. Повторивши тільки що наведені міркування, ми могли б переконатися, що для характеристики енергії магнітного поля знову таки потрібне введення понять ефективної напруги і ефективного значення величини струму¹⁾.

Через те що енергетичні співвідношення для нас є найважливішими, звичайно в практиці величину змінного струму і його напругу характеризують саме ефективними (а не амплітудними) значеннями. Так, наприклад, „120 вольтів“ звичайної освітлювальної сітки змінного струму є саме ефективною напругою; відповідне амплітудне значення, тобто найбільше значення, якого досягає напруга в сітці, становить 170 V.

§ 358. Опір електричного кола змінному струмові. Проходження змінного струму через конденсатор. Для постійного струму основною величиною, яка визначає властивості електричного кола, є її активний (омічний) опір. Складнішою буде справа при змінному струмі, де велику роль відіграють самоіндукція і ємність окремих елементів кола.

Генератор змінного струму, який працює на електричне коло, повинен перемагати не тільки спадання напруги на активному опорі, а й електрорушійні сили, що виникають на зв'язаних у коло індуктивних катушках і конденсаторах. Ці електрорушійні сили не лишаються незмінними при зміні частоти змінного струму, тому *те*, що ми будемо називати опором електричного кола змінному струмові, істотно залежить від ємності, самоіндукції, активного (омічного) опору кола і від частоти генератора, який живить коло. Таким чином, постає задача: за електричними даними кола і прикладеною до нього електрорушійною силою визначити величину змінного струму, який протікає в колі.

Для простішого випадку кола, яке складається тільки з активного (омічного) опору, питання розв'язується простим застосуванням закону Ома. Нехай до опору R прикладена електрорушійна сила ε , що синусоїдально змінюється, з амплітудою ε_0 . Тоді в будь-який момент за законом Ома:

$$I = \frac{\varepsilon}{R} = \frac{\varepsilon_0}{R} \sin \frac{2\pi t}{T}.$$

$$I_0 = \frac{\varepsilon_0}{R}.$$

Можна перейти до ефективних значень електрорушійної сили і струму, якщо обидві частини рівності поділити на $\sqrt{2}$. Ми переконуємося, таким чином, що у випадку активного опору лишається справедливим закон Ома: ефективне значення змінного струму, який протікає через опір, дорівнює ефективному значенню прикладеної електрорушійної сили, поділеному на величину опору. При цьому треба відзначити, що максимальне значення струму (амплітудне значення) настає тоді, коли досягла амплітудного значення електрорушійна сила; крива зміни струму точно йде (рис. 372) за кривою зміни електрорушійної сили. Струм і напруга на активному опорі перебувають, як кажуть, в одній фазі.

¹⁾ Через недбайливе ставлення до термінології часто ефективне значення величини змінного струму або напруги називають просто величиною змінного струму або просто напругою. Можна часто зустріти в літературі вислів, подібний до такого: „величина змінного струму лишається сталою“. Цей вислів треба розуміти так: ефективне значення величини змінного струму лишається сталим.

Уявимо собі тепер (рис. 373) змінну електрорушійну силу прикладеною до обкладок конденсатора. Електричне коло складається в цьому випадку тільки з ємності C . Конденсатор не являє собою розриву в колі змінного струму; в діелектрику конденсатора коло замикають струми зміщення.

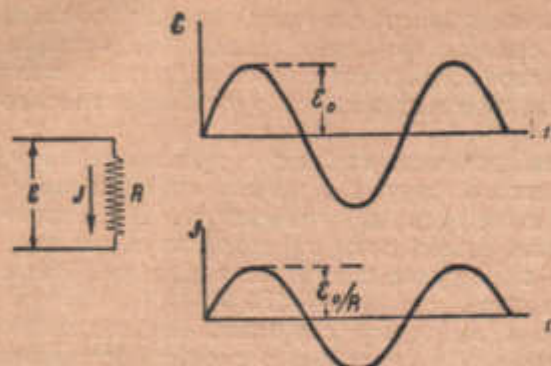


Рис. 372. Проходження змінного струму через активний опір.

на de . Величина струму в провідниках, які підводять заряди до конденсатора, дорівнює:

$$I = \frac{de}{dt} = C\mathcal{E}_0\omega \cos \omega t$$

або, що є те саме:

$$I = C\mathcal{E}_0\omega \sin\left(\omega t + \frac{\pi}{2}\right).$$

Ми бачимо, що амплітуда струму і електрорушійної сили, а, отже, і їх ефективні значення пов'язані співвідношенням:

$$I = \omega C \mathcal{E}_0 = \frac{\mathcal{E}_0}{\left(\frac{1}{\omega C}\right)}. \quad (43)$$

Ця залежність подібна до закону Ома; роль опору відіграє тут величина

$$\frac{1}{\omega C};$$

назвемо цю величину опором конденсатора змінному струмові. Очевидно, що при збільшенні ω , тобто при збільшенні частоти, опір конденсатора змінному струмові спадає.

Подивимось тепер, як змінюється протягом періоду енергія конденсатора. При зарядженні конденсатор споживає енергію, при розрядженні він віддає її назад у коло. В будьякий момент потужність дорівнює

$$I \cdot \mathcal{E} = \mathcal{E}_0 \sin \omega t \cdot \mathcal{E}_0 \omega C \cos \omega t = \frac{\mathcal{E}_0^2}{2} \omega C \sin 2\omega t.$$

Спробуємо знайти закон зміни струму, що протікає через конденсатор, якщо прикладена до нього змінна електрорушійна сила синусоїдальна:

$$\mathcal{E} = \mathcal{E}_0 \sin \omega t.$$

Ми знаємо, що заряд конденсатора e в будьякий момент дорівнює добуткові ємності конденсатора C на різницю потенціалів його обкладок $V_2 - V_1 = \mathcal{E}$:

$$e = C\mathcal{E} = C\mathcal{E}_0 \sin \omega t.$$

Нехай за нескінченно малий проміжок часу dt заряд змінюється

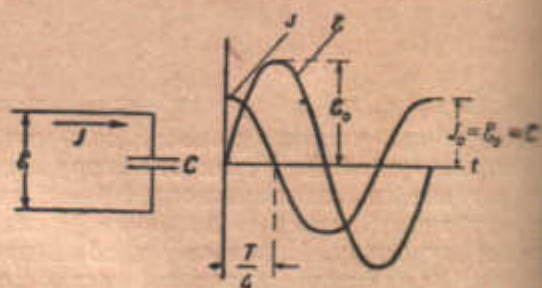


Рис. 373. Проходження змінного струму через ємність.

На рис. 374 дано графік зміни енергії. Ми бачимо, що при зарядженні конденсатора потужність позитивна, генератор витрачає P на утворення електричного поля; при розрядженні потужність негативна, конденсатор віддає енергію за рахунок розпаду електричного поля.

Через те що протягом одного періоду конденсатор віддає назад енергії точно стільки ж, скільки він одержав, то потужність, яку споживає конденсатор, в середньому дорівнює нулеві.

Як легко бачити з наведених вище виразів для електрорушійної сили і величини струму, максимум величини струму не збігається в часі з максимумом напруги (рис. 373). *Максимум струму настає на чверть періоду раніше, ніж максимум напруги*; струм, який проходить через ємність, як кажуть, *випереджає напругу на чверть періоду*.

Приклад. Нехай ємність кола $C = 1 \mu F$ (одна мікрофарада); електрорушійна сила (амплітуда Π) $\mathcal{E}_0 = 150$ вольтам. При частоті 50 герців, коли, отже, $\omega = 100\pi$, ми матимемо струм, величина якого (амплітуда величини) визначиться із співвідношення:

$$I_0 = \omega C \mathcal{E}_0 = 100 \cdot \pi \cdot 10^{-6} \cdot 150 = 0,05 \text{ ампера.}$$

Отже, одна мікрофарада при струмі в 50 періодів на секунду еквівалентна:

$$R = \frac{1}{\omega C} = \frac{1}{100 \cdot \pi \cdot 10^{-6}} = 3200 \text{ омам.}$$

Так само $10 \mu F$ еквівалентні 320Ω . (Коли б у наведеному прикладі \mathcal{E}_0 означало ефективне значення електрорушійної сили, то одержана величина I_0 означала б ефективне значення величини струму.)

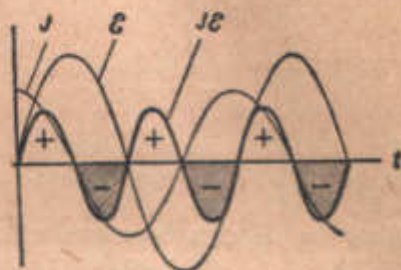


Рис. 374. Діаграма потужності для чисто ємнісного навантаження.

§ 359. Пройдення змінного струму через індуктивну катушку. Припустимо тепер, що синусоїдальна електрорушійна сила прикладена до катушки (наприклад, до катушки електромагніта), яка має сталу самоіндукцію L . Через катушку протікатиме синусоїдальний струм:

$$I = I_0 \sin \omega t.$$

При цьому в катушці ми дістанемо протиелектрорушійну силу, пропорційну швидкості зміни струму і коефіцієнтові самоіндукції катушки:

$$\mathcal{E}_L = -L \frac{di}{dt} = -L I_0 \omega \cos \omega t.$$

Прикладена до катушки електрорушійна сила повинна в будьякий момент зрівноважувати протиелектрорушійну силу катушки, тобто вона повинна чисельно їй дорівнювати і бути протилежною за знаком:

$$\mathcal{E} = L I_0 \omega \cos \omega t = \mathcal{E}_0 \cos \omega t.$$

Ми бачимо звідси, що між амплітудою струму і амплітудою напруги існує таке співвідношення:

$$I_0 = \frac{\mathcal{E}_0}{L \omega}. \tag{44}$$

Це співвідношення справедливе, звичайно, і для ефективних значень. Тут роль опору катушки змінному струмові відіграє величина ωL — *індуктивний опір катушки*. Як легко бачити, в цьому випадку вже не струм випереджає напругу, як було для випадку конденсатора, а, навпаки, напруга випереджає струм на чверть періоду (рис. 375).

Подібно до попереднього, середня потужність, яка споживається катушкою, дорівнює нулеві. Енергія, витрачена при зростанні струму на утворення магнітного поля катушки, знову віддається при розпаді магнітного поля.

Приклад. Нехай самоіндукція кола $L = 1$ генрі; амплітуда електрорушійної сили $\mathcal{E}_0 = 150$ вольт. При звичайному в техніці періоді $T = \frac{1}{50}$ сек, тобто $\omega = 100\pi$, ми дістанемо струм, амплітуда величини якого визначається співвідношенням:

$$I_0 = \frac{\mathcal{E}_0}{\omega L} = \frac{150}{100\pi} = 0,48 \text{ А.}$$

Ми бачимо, що 1 генрі при струмі в 50 періодів на секунду еквівалентний:

$$R = \omega L = 100\pi = 314 \Omega.$$

Так само 10 генрі еквівалентні 3140 Ω . (Коли б у наведеному прикладі \mathcal{E}_0 означало ефективне значення електрорушійної сили, то знайдене вище значення I_0 означало б ефективну величину струму.)

§ 360. Векторна діаграма змінного струму. Уявимо собі вектор OA (рис. 376), який обертається проти годинникової стрілки з кутовою швидкістю ω . Проекція цього обертового вектора на якусь нерухому пряму (наприклад, вісь ординат) змінюватиметься з часом за законом синуса (§ 117). Якщо в момент початку руху (при $t = 0$) кут між віссю абсцис і вектором OA дорівнював φ (фаза), то ми можемо написати вираз для величини проекції вектора A на вісь ординат залежно від часу:

$$a = A \sin(\omega t + \varphi),$$

де A — довжина вектора і $\angle AOB = \omega t + \varphi$.

Легко бачити, що зміна кута повороту на 2π , тобто на 360° , відповідає зміні t на цілий період. Відповідно до цього половині періоду відповідає кут повороту, який дорівнює π , чверті періоду — $\frac{\pi}{2}$ і т. д.

Зазначеною векторною діаграмою часто користуються для наочного зображення величин, що змінюються синусоїдально. Так,

електрорушійну силу, що змінюється синусоїдально,

$$\mathcal{E} = \mathcal{E}_0 \sin \omega t$$

можна зобразити як проекцію на вісь ординат вектора, який обертається проти годинникової стрілки і довжина якого дорівнює \mathcal{E}_0 , а початкове положення збігається з віссю абсцис.

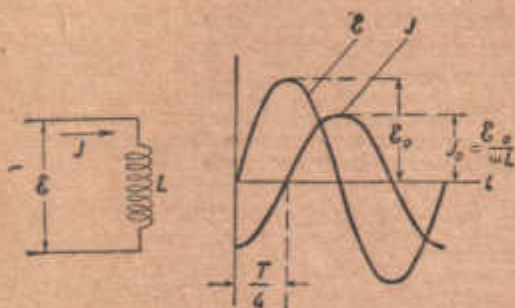


Рис. 375. Пройдення змінного струму через індуктивну катушку.

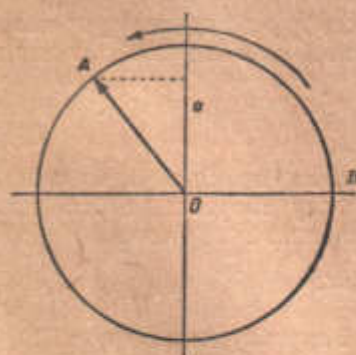


Рис. 376. Векторна діаграма.



Рис. 377. Векторна діаграма для випадку індуктивного опору.

Як же зобразитиметься у векторній діаграмі струм, що протікає під впливом синусоїдальної електрорушійної сили через катушку, яка має індуктивність L ?

Ми бачили, що струм у цьому випадку відстає на чверть періоду від напруги. Відставання на чверть періоду зображатиметься у векторній діаграмі відставанням вектора величини струму на $\frac{\pi}{2}$; таким чином, вектор струму буде перпендикулярний векторові напруги (рис. 377), відстаючи від нього на 90° .

Величина цього вектора повинна бути зображена відповідно до закону Ома:

$$I_0 = \frac{\varepsilon_0}{\omega L}$$

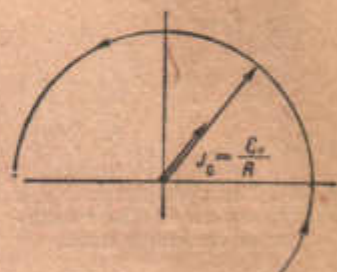


Рис. 379. Векторна діаграма для активного (омічного) опору.

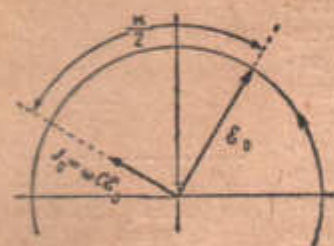


Рис. 378. Векторна діаграма для випадку ємнісного опору.

Якщо ми маємо справу з проходженням змінного струму через конденсатор, то струм випереджає електрорушійну силу на чверть періоду. Це означає, що вектор, який зображає „ємнісний“ струм, повинен випереджати вектор напруги на $\frac{\pi}{2}$ (рис. 378). Величина цього вектора, як ми бачили вище, визначається співвідношенням:

$$I_0 = \omega C \cdot \varepsilon_0$$

Для випадку активного омичного опору величина струму збігається у фазі з напругою. Це означає, що вектор величини струму збігається в напрямі з вектором напруги (рис. 379). Величина його звичайно, визначається законом Ома.

Ми будемо далі називати *струм, вектор якого збігається з вектором напруги*, активним струмом. Струми ж, вектори яких *відстають або випереджають вектор напруги на $\frac{\pi}{2}$* , ми будемо називати реактивними струмами. Вибір такої назви пояснюється тим, що саме активні струми визначають *споживання потужності* колом змінного струму.

§ 361. Складне електричне коло. Ми розглянули три найпростіші електричні кола: коло, яке містить тільки ємність, тільки індуктивний і тільки активний опір. Проте, реальне електричне коло завжди являє собою більш або менш складну комбінацію цих найпростіших елементів.

І. Звернемось до рис. 380, де схематично показане коло, яке складається з паралельно сполучених індуктивності L , ємності C і активного опору R , до яких прикладена синусоїдальна електрорушійна сила.



Рис. 380. Паралельне сполучення елементів кола.

Зрозуміло, що загальний струм у такому колі повинен являти собою суму трьох струмів: активного і двох реактивних. Побудуємо систему векторів для цих трьох струмів (рис. 381). Вектори індуктивного і ємнісного струмів напрямлені протилежно один до одного; вектор же активного струму розміщений до них під прямим кутом. Щоб знайти правило

додавання амплітуд струму, згадаємо, що нам треба знайти вектор, проєкція якого дорівнювала б сумі проєкцій окремих складових векторів; очевидно, що як вектор сумарного струму ми повинні взяти рівнодійну (геометричну суму) активного, індуктивного і ємнісного струмів.

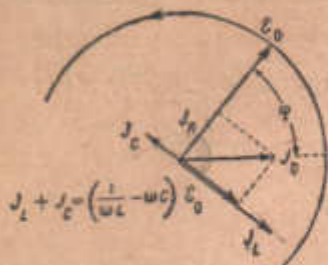


Рис. 381. Векторна діаграма для випадку паралельного сполучення елементів кола.

На рис. 381 проведено додавання трьох векторів струму для електричної сітки, яка схематично була зображена на рис. 380. Ми бачимо, що кут між вектором сумарного струму і вектором напруги (кут φ) визначається співвідношенням між активною складовою струму і алгебричною сумою реактивних складових.

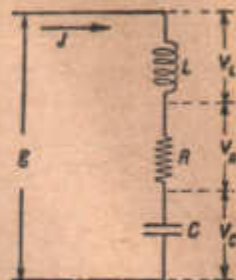


Рис. 382. Послідовне сполучення елементів кола.

Найвигідніший випадок буде тоді, коли обидва реактивні струми, протилежні один до одного, зрівноважать один одного. Тоді джерело електроенергії, генератор, буде завантажений тільки корисним активним струмом.

II. Звернемось тепер до випадку послідовного сполучення ємності, індуктивності і активного опору (рис. 382). Тут через усе коло протікає один і той же струм $I_0 \sin \omega t$. Виберемо його амплітуду як основний вектор нашої символічної діаграми.

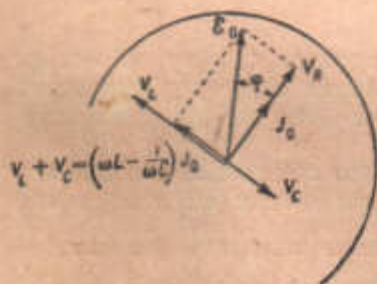


Рис. 383. Векторна діаграма для випадку послідовного сполучення елементів кола.

Нам треба визначити суму напруг на окремих елементах кола. Згідно з попереднім, вектор напруги на опорі R збігається в напрямі з вектором струму; вектор напруги на ємності C відстає від вектора струму на 90° , вектор напруги на індуктивності L випереджає вектор струму на 90° (рис. 383). Геометрична сума цих векторів зображає амплітуду зовнішньої електрорушійної сили. Вона дорівнює величиною гіпотенузі трикутника, побудованого на V_R і на сумі $V_L + V_C$:

$$\begin{aligned} \epsilon_0 &= \sqrt{V_R^2 + (V_L + V_C)^2} = \sqrt{(I_0 R)^2 + \left(I_0 \omega L - \frac{I_0}{\omega C}\right)^2} = \\ &= I_0 \sqrt{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2}. \end{aligned}$$

Ми дістали співвідношення між амплітудою струму і амплітудою напруги для випадку послідовно ввімкнених ємності, індуктивності і опору. Перепишемо це співвідношення в такій формі:

$$I_0 = \frac{\epsilon_0}{\sqrt{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2}}. \quad (45)$$

Назвавши

$$\sqrt{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2} = Z$$

„повним опором“ кола, ми приходимо до узагальненого закону Ома:

$$I_0 = \frac{\mathcal{E}_0}{Z}.$$

Це співвідношення справедливе, звичайно, і для ефективних значень струму і напруги.

Легко бачити, що амплітуда величини струму буде найбільшою тоді, коли взаємно перпендикулярні вектори напруг V_L і V_C дорівнюватимуть один одному величиною. При цьому:

$$\omega L - \frac{1}{\omega C} = 0$$

і величина струму

$$I_0 = \frac{\mathcal{E}_0}{R},$$

тобто в цьому випадку величина струму визначається тільки активним опором кола.

Неважко визначити кут φ (рис. 383), на який відстає (або випереджає) вектор струму від вектора електрорушійної сили. Очевидно, тангенс цього кута дорівнює відношенню катетів трикутника, складеного векторами V_R і $V_L + V_C$:

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{\omega L - \frac{1}{\omega C}}{R}. \quad (46)$$

Залежно від співвідношення між ωL і $\frac{1}{\omega C}$ змінюється як величина, так і знак $\operatorname{tg} \varphi$. При переважанні ємнісної складової вектор струму випереджає сумарний вектор напруги, при переважанні індуктивної складової — відстає від нього. При $\omega L = \frac{1}{\omega C}$ кут φ стає рівним нулеві, і вектор струму збігається з вектором напруги.

§ 362. Резонанс. Ми бачили, що величина змінного струму в колі істотно залежить від його частоти. На рис. 384 показано залежність величини струму від частоти для випадку складеного кола, яке складається з послідовно сполучених ємності, самоіндукції і активного опору (форм. 45). В міру того, як частота наближається до значення, що відповідає рівності:

$$\omega L = \frac{1}{\omega C}, \quad (47)$$

величина струму зростає; після цього значення величина струму спадає знову. Цю частоту, при якій настає максимум величини струму, називають резонансною частотою електричного кола:

$$\omega_0 = 2\pi\nu_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}}, \quad \text{або} \quad \nu_0 = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC}}, \quad (48)$$

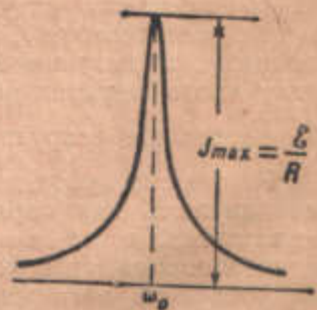


Рис. 384. Крива резонансу.

при цьому:

$$I_0 = \frac{\mathcal{E}_0}{R}.$$

В цей момент напруги на конденсаторі і індуктивній катушці можуть бути дуже великі:

$$V_L = \frac{\mathcal{E}_0}{R} \omega L$$

$$V_C = \frac{\mathcal{E}_0}{R} \cdot \frac{1}{\omega C};$$

ці напруги можуть бути значно більші, ніж підведена до кола електро-
рушійна сила.

§ 363. Резонанс при паралельному сполученні елементів кола. Для паралельного кола (§ 361, 1) вектор сумарного струму збігається з вектором електрорушійної сили в тому випадку, коли вектори емнісного і індуктивного струмів компенсують один одного, тобто коли

$$\frac{\mathcal{E}_0}{\omega L} = \mathcal{E}_0 \omega C, \text{ або } \frac{1}{\omega L} = \omega C.$$

Ми також дістаємо в цьому випадку явище резонансу, і резонансна частота визначається тією ж формулою, якщо дільниці кола, що містять у собі L і C , не мають активного опору.

Проте, в цьому випадку величина струму при резонансі має вже не найбільше, а найменше значення, бо реактивні струми, компенсуючи один одного в колі ємності і індуктивності, в зовнішньому колі відсутні¹⁾.

Реактивні струми (рис. 385) утворюють у колі кільцевий змінний струм, який не проходить по зовнішньому колу; величина цього реактивного струму може бути дуже велика, тоді як величина струму в зовнішньому колі визначається в момент резонансу тільки опором R і може бути відносно невеликою.

§ 364. Коефіцієнт потужності електричного кола. В багатьох випадках реактивні струми необхідні. Так, якщо змінним струмом ми живимо електромагніт, призначений, скажімо, для підняття залізних предметів, то катушка електромагніта, являючи собою в ідеальному випадку чисто індуктивний опір, споживатиме від сітки реактивний струм, що відстає від напруги сітки на $\frac{\pi}{2}$.

Розглянемо, проте, другий приклад — приклад трансформатора (рис. 386), який служить для перетворення змінних напруг. У цьому випадку для нас важливий активний струм, який утворюється при навантаженні вторинної обмотки трансформатора. Реактивний же струм, який потрібний для утворення магнітного поля в осерді трансформатора, має, власне, допоміжний характер; він безпосередньо не виконує ніякої корисної роботи.

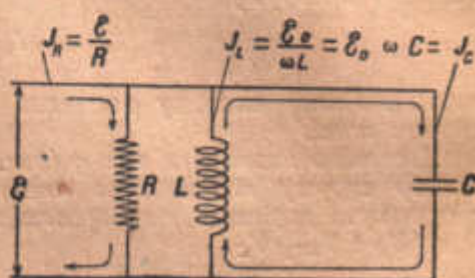


Рис. 385. Резонанс у паралельному колі.

¹⁾ З рисунка 381 легко бачити, що для паралельного кола завжди $I_0 \geq I_R$; при резонансі $I_0 = I_R$ (при послідовному сполученні завжди $I_0 = I_R$).

Ми покажемо зараз, що з погляду віддачі потужності в колі було б найвигідніше мати чисто активний, який збігається по фазі з напругою, струм.

Нехай у нашому колі струм відстає від напруги на кут φ . Тоді ми можемо написати:

$$V = V_0 \sin \omega t;$$

$$I = I_0 \sin (\omega t - \varphi).$$

Робота, яка віддається протягом дуже малого проміжка часу dt , становитиме:

$$dA = IV dt = I_0 V_0 \sin \omega t \cdot \sin (\omega t - \varphi) dt.$$

Повна робота за весь період визначається інтегралом:

$$A = I_0 V_0 \int_0^T \sin \omega t \cdot \sin (\omega t - \varphi) dt.$$

Якщо ми хочемо визначити потужність, ми повинні поділити цей інтеграл на тривалість періоду:

$$W = \frac{I_0 V_0}{T} \int_0^T \sin \omega t \cdot \sin (\omega t - \varphi) dt = \frac{I V_0}{2} \cos \varphi.$$

Або, якщо ввести ефективні значення величини струму і напруги (§ 357), то

$$W = I_{\text{eff}} \cdot V_{\text{eff}} \cdot \cos \varphi. \quad (49)$$

Цей результат дуже важливий. Ми бачимо, що потужність, яка віддається в електричному колі, зменшується при збільшенні кута зсуву між струмом і напругою. При $\varphi = \frac{\pi}{2}$ або $-\frac{\pi}{2}$, тобто при чисто реактивних струмах, ми дістаємо потужність, рівну нулеві.

Ми бачимо, наскільки важливо з погляду підвищення віддачі потужності добиватись якнайбільшого значення $\cos \varphi$ або, як його називають інакше, коефіцієнта потужності кола. Ідеальним випадком було б досягнення $\cos \varphi = 1$.

§ 365. Способи збільшення коефіцієнта потужності. Припустимо, що до нашої сітки ввімкнено, як це часто буває, велику кількість трансформаторів. Кожний з них споживає певний реактивний струм для утворення магнітного поля осердя. Це значно погіршує коефіцієнт потужності установки.

Проте, ми бачили, що є можливість добитися збігу вектора струму з вектором напруги, скориставшись явищем резонансу (§ 363).

Справді, ввімкнемо в нашу сітку, крім трансформаторів, також і ємність C , дібравши її так, щоб її реактивний струм дорівнював сумарному реактивному струмові трансформаторів.

Тоді в зовнішньому колі буде текти тільки активний струм, реактивні ж струми трансформаторів і ємності взаємно компенсують один одного. Вони циркулюватимуть тільки в колі: ємність — обмотки трансформаторів, а заходячи в живильну сітку і в генератор електроцентралі. Для живильної лінії і для генератора електроцентралі $\cos \varphi = 1$, і умови їх роботи будуть найвигідніші.

Цей захід має важливе економічне значення. Цілком зрозуміло, що електроцентралі і лінії електропередачі, не завантажені тепер некорисним реактивним струмом, можуть бути в більшій мірі завантажені струмами

активними. Коли ж у цьому немає потреби, то потужність генератора на центральній електростанції і перерізи провідників електропередач можуть бути зменшені, що значно знижує вартість установки. Способи компенсації зсуву фаз з допомогою вмикання конденсатора практично цілком здійсненні і вже застосовуються. Проте, існують ще інші способи, про один з яких буде сказано нижче.

§ 366. **Трансформатори.** Ознайомимось тепер детальніше з одним з основних об'єктів техніки змінного струму — з трансформатором.

Трансформатор в основному складається (рис. 386) з двох катушок, намотаних на спільне залізне осердя.

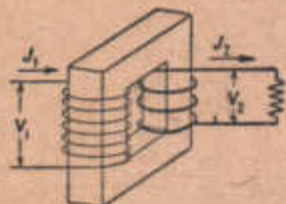


Рис. 386. Схема трансформатора.

Одна з цих катушок, яка має звичайно назву первинної, вмикається до лінії, що живиться генератором змінного струму. Пристрій, який споживає електроенергію, чи то будуть електромотори, лампи розжарювання і т. д., вмикається до вторинної обмотки трансформатора.

І. Уявимо собі, що вторинна обмотка трансформатора розімкнена, тобто трансформатор не навантажений. Тоді первинна обмотка являтиме собою не що інше, як проста індуктивну катушку з залізним осердям.

В осерді ми дістанемо магнітний потік, що синусоїдально змінюється. Трансформатор споживатиме від сітки реактивний струм, який відстає від напруги на $\frac{\pi}{2}$.

Якою буде електрорушійна сила, що її ми дістанемо на вторинній обмотці трансформатора?

Ми можемо визначити її амплітуду і фазу, скориставшись законом електромагнітної індукції. Через те що первинна і вторинна обмотки пов'язані спільним магнітним потоком, ми виберемо цей потік як основну величину. Припустимо, що магнітний потік в осерді змінюється за законом

$$\Phi = \Phi_0 \cdot \sin \omega t.$$

Тоді як у первинній, так і у вторинній обмотці ми дістаємо електрорушійні сили, пропорціональні швидкості зміни потоку і числу витків обмотки:

$$\varepsilon_1 = -n_1 \cdot \frac{d\Phi}{dt} = -n_1 \Phi_0 \omega \cos \omega t;$$

$$\varepsilon_2 = -n_2 \cdot \frac{d\Phi}{dt} = -n_2 \Phi_0 \omega \cos \omega t.$$

Зовнішня напруга — напруга сітки — в будь-який момент повинна зрівноважувати електрорушійну силу первинної обмотки, тобто повинна дорівнювати їй і бути протилежною за знаком:

$$V = -\varepsilon_1 = n_1 \Phi_0 \omega \cos \omega t.$$

Ми бачимо, що електрорушійна сила вторинної обмотки по знаку протилежна напрузі сітки. Відношення їх амплітуд легко одержати

$$\frac{\varepsilon_2}{V} = \frac{n_2}{n_1}.$$

Очевидно, що ми можемо дістати будь-яке співвідношення між первинною і вторинною напругою, вибравши потрібне відношення чисел

зитків, або, як його звичайно називають, коефіцієнт трансформації.

Тепер ми можемо побудувати (рис. 387) векторну діаграму трансформатора на холостому ході. Вектор напруги сітки і вектор вторинної електрорушійної сили прямо протилежні один одному; відношення їх величин визначається коефіцієнтом трансформації. Вектор магнітного потоку і вектор, що перебуває з ним у фазі реактивного¹⁾ намагнічуючого струму I_0 у первинній обмотці („струм холостого ходу“) відстають від вектора напруги сітки на $\frac{\pi}{2}$.

II. Навантажимо вторинну обмотку, примкнувши до її кінців активний опір (рис. 388); при цьому в ній повинен виникнути струм I_2 , який перебуває у фазі з вторинною електрорушійною силою. Цей вторинний струм I_2 утворює в осерді магнітний потік, який перебуває у фазі з струмом I_2 .

Але магнітний потік цілком (за величиною і за фазою) визначається при заданій конструкції трансформатора напругою зовнішньої сітки:

$$V = -\mathcal{E}_1 = n_1 \frac{d\Phi}{dt},$$

і при незмінному значенні V і n_1 він не може змінитись.

Порушену рівновагу відновлює первинна обмотка; в ній виникає струм I_1 , який у кожний момент намагнічує осердя в напрямі, протилежному до того, який утворюється струмом вторинної обмотки. Цей струм I_1 у первинній обмотці протилежний по

Рис. 387. Векторна діаграма трансформатора на холостому ході.

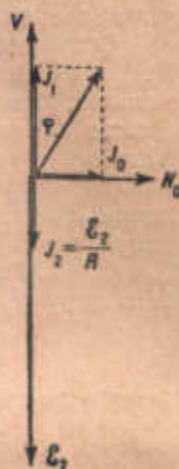


Рис. 388. Векторна діаграма навантаженого трансформатора.

фазі вторинному, тобто він збігається по фазі з напругою сітки і, таким чином, є активним струмом.

Загальний струм первинної обмотки складається тепер із незмінно наявного реактивного намагнічуючого струму і робочого активного струму.

Співвідношення між амплітудами (або ефективними значеннями) первинного і вторинного активних струмів легко знайти з умови, що магніторушійна сила, створювана активним струмом первинної обмотки, повинна за величиною дорівнювати тій магніторушійній силі, яка утворюється вторинною обмоткою (напрямом, як було сказано вище, вона протилежна їй). Іншими словами, в будь-який момент ампервитки обох обмоток повинні дорівнювати один одному:

$$I_1 n_1 = I_2 n_2;$$

$$\frac{I_1}{I_2} = \frac{n_2}{n_1}. \quad (51)$$

Величини струмів, як ми бачимо, обернено пропорціональні числам витків обмоток.

¹⁾ Для спрощення ми не беремо тут до уваги омичного опору обмотки і втрач на

Потужність, яка віддається вторинною обмоткою, дорівнює тій потужності, яку трансформатор бере від сітки. Справді, за (50) і (51):

$$\frac{I_2 \mathcal{E}_2}{I_1 V} = \frac{n_1 n_2}{n_2 n_1} = 1,$$

або

$$I_2 \mathcal{E}_2 = I_1 V.$$

Поділивши добуток амплітуд струмів і напруг на 2, дістанемо потужності:

$$W_2 = W_1.$$

Це можна було, звичайно, передбачити, ґрунтуючись на законі збереження енергії.

Векторна діаграма навантаженого трансформатора подана на рис. 388. Зсув фаз між напругою сітки і сумарним струмом первинної обмотки тем менший, чим менший реактивний струм порівняно з активним, тобто чим більша індуктивність первинної обмотки трансформатора. Проте, збільшення індуктивності в багатьох випадках не вигідне економічно, бо вимагає великих об'ємів заліза осердя і великої витрати міді на виготовлення обмоток. Тому трансформатори невеликих потужностей і дешевого типу досить часто мають поганий $\cos \varphi$.

§ 367. Генератор змінного струму. Найпростішу схему генератора змінного струму дано на рис. 389. Ми бачимо тут дві основні частини: обертовий електромагніт — ротор

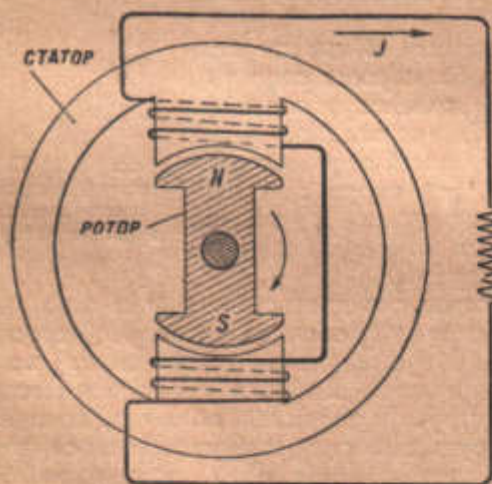


Рис. 389. Схема генератора змінного струму.

статор з обмоткою, в якій збуджується електрорушійна сила.

Легко бачити, що при провадженні мимо катушок статора полюсних наконечників ротора напрямку потоку, який пронизує катушки, змінюватиметься з кожним півоборотом ротора; за кожний повний оборот ротора ми дістанемо повний період зміни потоку Φ , а отже, повний період індуктованої в катушках електрорушійної сили.

Нехай число оборотів ротора на хвилину дорівнює n ; тоді число оборотів на секунду дорівнює $\frac{n}{60}$.

Відповідне число періодів електрорушійної сили \mathcal{E} буде, очевидно, $\frac{n}{60}$. Легко обчислити число об-

ротів, які повинен робити ротор, щоб забезпечити нормальну частоту 50 герців:

$$n = 60 \nu = 60 \cdot 50 = 3000 \text{ об/хв.}$$

Обертаючи ротор із швидкістю 3000 об/хв, ми дістанемо на виході з катушок статора змінну електрорушійну силу частоти 50 герців.

Величина цієї електрорушійної сили залежить, природно, від числа витків катушки і від величини магнітного потоку, що його утворює ротор. Якщо катушки статора не замкнені на навантаження, то генератор працює, як кажуть, на холостому ході. При цьому двигун, який веде на-

нератор (парова турбіна, дизель), не витрачає ніякої роботи, крім тієї, яка становить втрати на тертя в підшипниках і на гістерезис та струми Фуко в залізі статора.

Навантажимо генератор, замкнувши катушки статора на опір. Подивимось, що станеться при проходженні мимо катушки статора якогонебудь з полюсів ротора, наприклад, північного. При наближенні полюса до катушки, тобто при збільшенні потоку крізь катушку, в ній виникає струм, разом з яким виникає спричинений ним власний магнітний потік катушки. Цей власний потік катушки, за правилом Ленца (§ 342), повинен протидіяти зростанню потоку крізь катушку, тобто напрям його буде протилежний напрямові потоку полюса ротора, який (полюс) наближається. Таким чином, при наближенні полюса ротора до катушки статора осердя катушки набуває полярності, однойменної з полюсом, що наближається. Двигунові, який обертає генератор, доводиться перемагати сили відштовхування між катушкою і полюсом. При віддаленні полюса від катушки картина змінюється на протилежну. Потік, який пронизує катушку, зменшується; власний потік катушки намагається перешкодити цьому зменшенню. Осердя катушки набуває полярності, протилежної полюсові, який віддаляється. Двигунові доводиться перемагати сили притягання між катушкою і полюсом.

Ми бачимо, що навантажений генератор має гальмуючий вплив на двигун, який веде його; двигун виконує роботу, яка й перетворюється в електроенергію, що витрачається на навантажному опорі.

Звичайно, певна частина енергії витрачається також на опір самих катушок, на внутрішній опір генератора; проте, ці втрати при малому опорі обмоток бувають невеликі.

Звичайно електромагніти ротора живляться від допоміжної динамо постійного струму, яка насаджена на спільному з ротором валі. Струм до ротора підводиться з допомогою двох контактних кілець і щіток, що ковзають по них.

§ 368. Многополюсні генератори. Число оборотів генератора, ротор якого має тільки одну пару полюсів, як ми бачили, досить велике; це зручно при сполученні генератора з паровою турбіною (турбогенератор). Проте, в багатьох випадках буває зручніше мати генератор з меншим числом оборотів, а саме в тому випадку, коли ми маємо двигун порівняно тихохідний, наприклад, дизель.

У цих випадках застосовуються машини з великим числом пар полюсів. На рис. 390 дано для прикладу схему чотирьохполюсної машини. Легко зрозуміти, що кожній парі полюсів, які проходять один за одним перед катушкою статора, відповідає один період зміни напруги, яка віддається. Якщо число пар полюсів ми назвемо p , то число періодів дорівнюватиме числу пар полюсів, які проходять за секунду мимо катушки:

$$v = \frac{pn}{60}.$$

Для чотирьохполюсної машини ми дістаємо, таким чином, частоту 50 герців при 1500 об/хв.

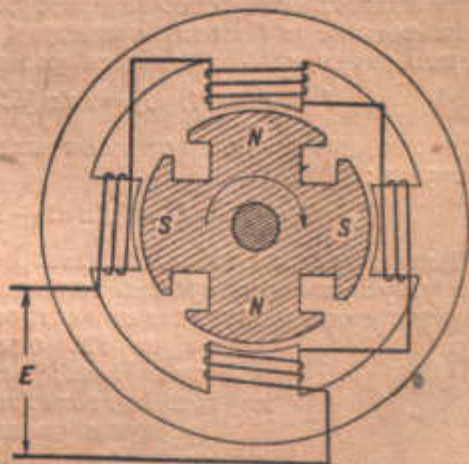


Рис. 390. Чотирьохполюсний генератор.

§ 369. Трифазний генератор змінного струму. Уявимо собі (рис. 391) генератор змінного струму, але не з двома катушками на статорі, а з трьома, зсувними на 120° одна відносно одної по колу статора. При обертанні ротора полюси його послідовно проходять мимо кожної катушки, збуджуючи в них змінні електрорушійні сили.

При цьому електрорушійна сила катушки 2 відстає від електрорушійної сили катушки 1 на 120° ; електрорушійна сила катушки 3 відстає на 240° . Справді, однакове значення електрорушійної сили настає в катушці 2 на $\frac{1}{2}$ обороту пізніше, ніж у катушці 1, а в катушці 3 на $\frac{2}{3}$ обороту пізніше:

$$\begin{aligned} \varepsilon_1 &= \varepsilon_0 \sin \omega t, \\ \varepsilon_2 &= \varepsilon_0 \sin (\omega t - 120^\circ), \\ \varepsilon_3 &= \varepsilon_0 \sin (\omega t - 240^\circ). \end{aligned}$$

Сполучимо тепер початки катушок разом (рис. 392). Тоді лінія, яка веде

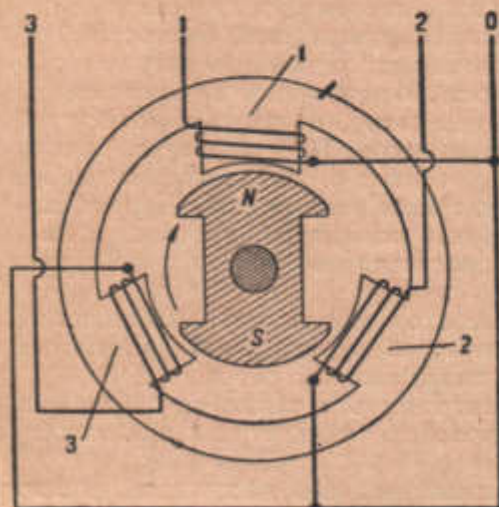


Рис. 391. Генератор трифазного струму.

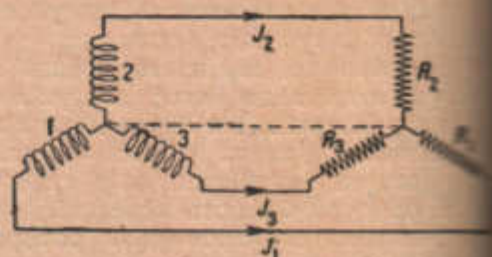


Рис. 392. Сполучення „зіркою“.

від генератора, матиме 4 проводи: один спільний для всіх катушок — так званий „нульовий“ провід і три „фазові“ проводи.

Навантажимо тепер генератор, ввімкнувши три рівні навантажні опори між кожним із фазових проводів і нульовим. У кожній катушці ми одержимо струм, який збігається фазою з електрорушійною силою:

$$I_1 = I \sin \omega t, \quad I_2 = I \sin (\omega t - 120^\circ), \quad I_3 = I \sin (\omega t - 240^\circ).$$

В нульовому проводі повинен текти струм, який дорівнює сумі всіх трьох струмів:

$$I_0 = I_1 + I_2 + I_3 = I \sin \omega t + I \sin (\omega t - 120^\circ) + I \sin (\omega t - 240^\circ).$$

Шляхом нескладних тригонометричних перетворень можна показати, що струм у нульовому проводі дорівнює нулеві. Ще простіше в цьому можна переконатись, побудувавши векторну діаграму; три рівні струми (рис. 393), зсувні на 120° один відносно одного, утворюють замкнений трикутник; отже, результуючий струм, який зображується їх геометричною сумою, дорівнює нулеві.

Це дуже важливо; ми можемо просто усунути нульовий провід. Лінія електропередачі, яка веде від трифазного генератора, має тільки три проводи (фазові проводи).

Треба відзначити, що струм у нульовому проводі дорівнює нулеві тільки при однаковому або, як кажуть ще, при симетричному навантаженні фаз. При несиметричному навантаженні струм у нульовому проводі не дорівнював би нулеві. Проте, звичайно на це не зважають.

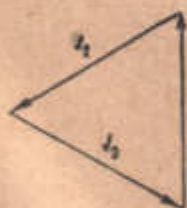


Рис. 393. Додавання струмів у нульовому проводі.

бо це викликає при відсутності нульового провода тільки деякий перерозподіл навантажень між окремими фазами.

§ 370. Сполучення фаз генератора „зіркою“ і „трикутником“. Те сполучення катушок генератора і навантажних опорів, яке було розглянуте в попередньому параграфі, має звичайно назву сполучення „зіркою“. При цьому величина „лінійного струму“, тобто струму в проводі лінії, очевидно, дорівнює величині струму в катушці фази; напруга ж між двома провідниками трифазної лінії, „лінійна напруга“, не дорівнює напрузі, що її розвиває катушка, а являє собою різницю електрорушійних сил двох катушок, різницю „фазових напруг“.

З допомогою векторної діаграми (рис. 394) неважко встановити, що лінійна напруга в $\sqrt{3}$ (отже, в 1,73) раза більша фазової.

Крім сполучення „зіркою“, застосовують також сполучення „трикутником“ (рис. 395). Тут початок кожної катушки сполучається з кінцем

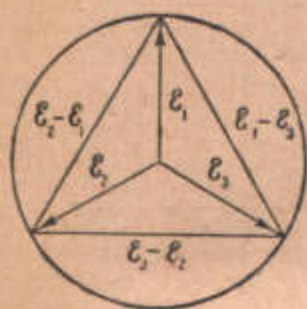


Рис. 394.

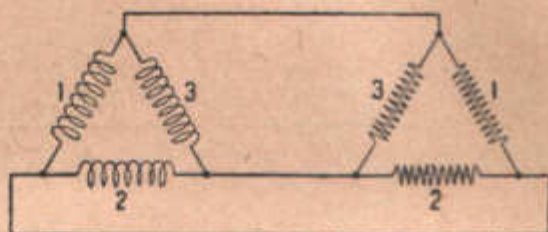


Рис. 395. Сполучення „трикутником“.

дальшої; аналогічно сполучаються опори навантаження. В цьому випадку фазова напруга дорівнює лінійній; лінійний же струм більший від фазового, бо він складається з фазових струмів двох сусідніх катушок. Подібно до попереднього можна показати, що при сполученні „трикутником“ лінійний струм в $\sqrt{3}$ раза більший фазового. Кожний спосіб сполучення має свою галузь застосування; сполучення „трикутником“ найчастіше застосовується для побутового навантаження (для освітлення і т. д.).

§ 371. Обертове магнітне поле. Трифазна система дозволяє одержати обертвий магнітний потік. Звернемося знову до схематичного зображення трифазного генератора (рис. 391). Не сполучаючи його вісь з двигуном, прикріємо три катушки статора до трифазної лінії змінного струму. Струми катушок 1, 2 і 3 утворять три магнітні потоки, які синусоїдально змінюються з часом і відстають по фазі один відносно одного на 120° . Який буде сумарний потік, що його дістаємо в порожнині статора?

Можна простим геометричним додаванням показати, що сумарний потік, залишаючись сталим щодо величини, обертається цілком так само, як обертався потік, утворюваний електромагнітами ротора. Для нашого випадку трьох катушок він робитиме 3000 об/хв. На рис. 396 дано побудову сумарного поля для чотирьох послідовних моментів часу.

Цей результат дуже важливий. Він саме і визначає величезні переваги трифазної системи.

§ 372. Синхронний трифазний мотор. Помістимо тепер усередину статора ротор, цілком подібний до ротора трифазного генератора (рис. 391). Нехай ротор робить ті самі 3000 об/хв, як і обертове поле статора; полюси ротора йтимуть за обертвим полем статора, ми дістаємо обернений трифазний генератор, який називається звичайно син-

хронним мотором. Ця назва походить від грецького *syn* — разом і *chronos* — час; вона виправдується тим, що ротор і обертове поле роблять точно одне й те ж число оборотів; вони обертаються „синхронно“. При навантаженні ротор тільки відстає на певний кут від потоку статора, але число оборотів не змінюється. Проте, при дальшому збільшенні механічного навантаження мотора настає момент, коли навантаження пересилює взаємодію полюсів ротора з полюсами статора, синхронізм порушується, і мотор, який „випав із синхронізму“, зупиняється. Ця

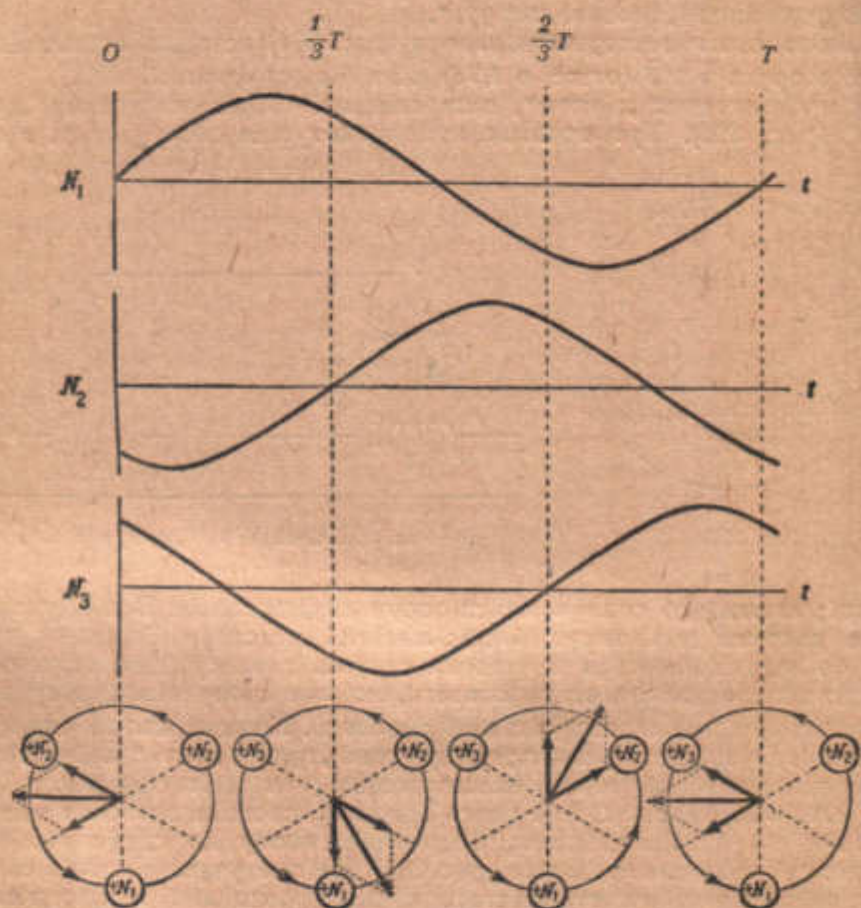


Рис. 395.

сама обставина змушує при пуску синхронного мотора раніше доводити його до числа оборотів, рівного синхронному; після досягнення синхронного числа оборотів ротор продовжує обертатися разом з потоком статора.

Зазначена необхідність „розгону“ синхронного мотора при пуску робить його застосування в багатьох випадках незручним, бо для пуску мотора в хід потрібний якийсьбудь допоміжний двигун; проте, синхронний мотор має окрему галузь застосування, до якої ми повернемося далі.

§ 373. Асинхронний трифазний мотор. Уявимо собі статор (рис. 397), подібний до статора трифазного генератора, в порожнині якого обертається залізний ротор з полюсними катушками, замкненими накоротка.

При вмиканні мотора в трифазну сітку виникає обертовий магнітний потік; перетинаючи провідники катушок ротора, він збуджує в них змінний струм.

Напряг цих струмів, за правилом Ленца, такий, що потоки, які виникають, намагаються перешкодити рухові потоку статора відносно ротора. Через те що потік статора обертається із сталою швидкістю, яка залежить тільки від частоти сітки, починає обертатись ротор, намагаючись набути кутової швидкості, що дорівнює швидкості обертового поля. При повній відсутності механічного навантаження ротор досягає синхронного числа оборотів; при цьому обертовий потік і ротор нерухомі один відносно одного, і індуктовані в катушках ротора струми дорівнюють нулеві.

Навантажимо тепер ротор, хоча б загальмувавши його. Як тільки число оборотів його стане меншим від числа оборотів обертового поля, в катушках ротора знову виникне струм, величина і частота якого визначаються швидкістю поля відносно ротора. Взаємодія цих струмів з полем статора утворює обертаючий момент двигуна, який дозволяє йому перемогти гальмуючий момент, тобто виконувати механічну роботу.

Таким чином, ротор асинхронного мотора ніби „ковзає" відносно поля статора; це „ковзання" тим більше, чим більше навантаження. Звичайно воно становить при номінальній потужності, яка віддається на валу, близько 3^o/_o від асинхронного числа оборотів.

§ 374. Cos φ асинхронного мотора. Маючи дуже великі переваги: простоту, невибагливість до умов роботи і т. д., асинхронний мотор має, проте, один суттєвий дефект.

Справа в тому, що навіть при холостому ході мотора він споживає від сітки струм, потрібний для підтримання магнітного потоку. Цей струм, як звичайно, відстає від напруги на чверть періоду. При навантаженні з'являється також і активний струм, але все таки cos φ асинхронного мотора невеликий, порядку 0,8. Тому вмикання в сітку великого числа асинхронних моторів сильно погіршує загальний коефіцієнт потужності установки. Асинхронні мотори завантажують сітку генератора станції непродуктивним реактивним струмом. Не зважаючи на цей важливий і принципово неусувний дефект, асинхронні мотори завдяки іншим своїм перевагам дуже поширені.

§ 375. Cos φ синхронного мотора. Звернемося знову до синхронного мотора. Нехай ротор обертається з синхронною швидкістю. Якщо магнітний потік ротора такий, що протиелектрорушійна сила, яку розвиває мотор, точно дорівнює напрузі сітки, то на холостому ході мотора ця протиелектрорушійна сила, утворювана обертовим ротором, цілком зрівноважується напругою сітки, і мотор (теоретично) зовсім не споживатиме струму. При правильному збудженні електромагнітів ротора реактивний струм невеликий; при навантаженні мотора з'являється активний струм, який віддає потужність, еквівалентну роботі, що її виконує мотор.

Таким чином, cos φ для синхронного мотора при зазначених умовах близький до одиниці.

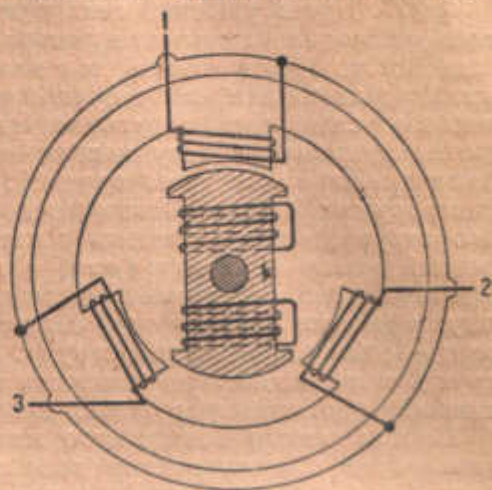


Рис. 397. Асинхронний мотор трифазного струму.

§ 376. Недозбуджений синхронний мотор. Ослабимо тепер магнітний потік ротора, зменшивши струм в обмотках електромагніта; залишимо мотор на холостому ході. Тепер протиелектрорушійна сила, яку утворює в катушках статора обертовий ротор, буде менша від напруги сітки. Цей надвишок напруги, природно, припадає на опір катушок статора. Активний опір катушок статора невеликий. Тому в основному цей надвишок напруги припадає на індуктивний опір катушок; крізь катушки протікає реактивний струм, який мотор забирає із сітки. $\cos \varphi$ мотора при незбуджених електромагнітах ротора погіршується.

§ 377. Перебуджений синхронний мотор. Зробимо тепер навпаки — перебудимо електромагніти ротора так, щоб електрорушійна сила, яку віддає статор, була більша від напруги сітки. Очевидно, що в цьому випадку різниця між електрорушійною силою і напругою сітки буде компенсована спаданням напруги на індуктивному опорі обмоток статора. Проте, в цьому випадку напрям вектора напруги, яку мотор повинен компенсувати, змінився на зворотний; ми маємо надвишок, а не недостачу електрорушійної сили. Відповідно до цього змінюється і напрям реактивного струму, який проходить у катушках статора. Перебуджений синхронний мотор не споживає, а віддає в сітку реактивний струм. Перебуджений синхронний мотор на холостому ході (або при невеликому, відносно, навантаженні) є генератором реактивного, що відстає на чверть періоду від напруги, струму. Очевидно, що величина реактивного струму, який віддається, залежить від потужності мотора і одержаного надвишку протиелектрорушійної сили над напругою сітки.

Ця властивість синхронного мотора дозволяє дуже вигідно застосовувати його для поліпшення коефіцієнта потужності електричних установок. Справді, поставивши в пунктах великого споживання реактивного струму, тобто в пунктах установки великого числа асинхронних моторів, трансформаторів і т. д., перебуджений синхронний мотор відповідної потужності, ми дістаємо зручний засіб поліпшення коефіцієнта потужності сітки.

Споживачі реактивного струму — асинхронні мотори, трансформатори — забирають його не від центральної станції, а від сусіднього синхронного мотора; лінія електропередачі і електроцентральної працює з коефіцієнтом потужності, близьким до одиниці. Це значно зменшує втрати енергії в лінії і збільшує можливе корисне навантаження електроцентральної.

При такому його використанні синхронний мотор називається звичайно компенсатором зсуву фаз або, простіше, синхронним компенсатором. Він установлюється звичайно в пунктах масової установки асинхронних моторів: на нафтопромислах, текстильних фабриках і інших підприємствах.

РОЗДІЛ XIV.

ЕЛЕКТРОННА ФІЗИКА.

§ 378. З історії електрохімії. Виникнення і розвиток теорії атомної будови електрики (електронної теорії) пов'язані з розвитком електрохімічних теорій і з вивченням явищ електричного розряду в газах. Систематичний виклад фізичних основ електрохімії буде дано в дальшому розділі, але відомості історичного характеру ми наведемо тут, бо історія електрохімічних теорій являє собою одночасно історію виникнення електронної фізики. В дальшому, при викладі інших новіших відділів фізики (фізики атома, квантової оптики, хвильової механіки, фізики атомного ядра), ми також будемо в міру можливості додержуватись послідовності, яка дійсно існувала, у відкриттях, що поглибили наші знання про природу і будову матерії¹⁾.

На початку минулого століття Ріттерові вдалось розкласти воду гальванічним струмом і визначити співвідношення складових її елементів — водню і кисню. Деві в 1806 р. з допомогою електролізу лугів уперше виділив металічний калій і натрій. Одночасно з Деві в тій самій галузі, тільки оперуючи переважно з кислотами, працював і Берцеліус і через кілька років згодом Гротгус. Блискучими відкриттями наука зобов'язана Фарадеєві, який установив точні закони еквівалентності речовин, що виділяються при електролізі. В тридцятих роках XIX ст. роботи, які почав Фарадей, з успіхом продовжив Данієль, а в п'ятдесятих і шістдесятих роках — Кольрауш і Хітторф.

Уже Деві, щоб погодити явища електролізу з атомістикою, створює досить складну електрохімічну теорію. Теорія ця швидко була облишена. Невдалою виявилась також і теорія, висунута потім Берцеліусом.

Уперше міцний фундамент електрохімічної теорії був закладений Фарадеєм. Він рекомендував звернути увагу на те, що проходження струму через рідини-електроліти завжди супроводиться реакцією розкладу, при чому продукти розкладу обов'язково виділяються на полюсах. Уже самий цей факт є достатньою підставою визнати, що струм в електролітах переноситься матеріальними частинками.

З погляду розвинутої Фарадеєм теорії молекули електролітів тим відрізняються від молекул неелектролітів, що мають здатність під дією електричного притягання і відштовхування, які виходять від електродів, розпадатись на дві частини, з яких кожна складається з одного або кількох атомів. При цьому розпаді (дисоціації) одна частина заряджається позитивною електрикою, а друга — рівною кількістю негативної. Першу ми назвали позитивним іоном, другу — негативним іоном. Під дією електрики, що виходять від електродів, позитивні іони прямують до катода, негативні — до анода. Звідси позитивним іонам була надана назва *катіонів*, негативним — *аніонів*.

¹⁾ Ми обираємо історичний підхід до викладу тому, що новіша фізика не набула ще такої всебічної виявленості і повної погодженості всіх своїх частин, при яких був би більш педагогічним її строго систематичний виклад.

На підставі експериментального вивчення електролізу Фарадей встановив, що, поперше, при проходженні струму через даний електроліт кількість відкладених на електродах продуктів електролізу пропорційна кількості перенесеної електрики і, подруге, що при проходженні струму послідовно через кілька електролітів кількості продуктів електролізу, що виділяються на електродах, відносяться як відповідні хемічні еквіваленти.

Потім теорія Фарадея була удосконалена Даніелем, який з'ясував роль реакцій обміну біля електродів, і Хітторфом, який визначив для деяких окремих випадків відношення швидкості руху катіона до швидкості аніона.

Теорія Фарадея, Даніеля і Хітторфа багато дечого зробила зрозумілим, але вона не розв'язала деяких дуже важливих питань. З кожним роком число питань, на які теорія Фарадея не давала відповіді, зростало і досить швидко стало зрозумілим, що в деяких пунктах теорія є неправильна.

До числа найсерйозніших заперечень, висунутих проти неї, належали такі. Поперше, якщо утворення іонів справді зумовлюється розпадом молекул під впливом сил, які виходять від електродів, то здавалося б, що чим менші сили, які зв'язують частини молекул, тим вільніше повинні відбуватися цей процес розпаду, і чим ці сили значніші, тим більше він повинен бути утруднений. В дійсності спостерігається протилежне: кращими провідниками є речовини, зв'язані сильнішою хемічною спорідненістю. Подруге, виявилось, що через електроліти можуть проходити на завгодно слабкі струми, а це явно суперечить фарадеївському поясненню розпаду молекул на іони, бо для роз'єднання іонів, зв'язаних у молекулу значними силами спорідненості, різниця потенціалів на електродах обов'язково повинна була б бути досить великою.

Обидва заперечення свідчили про важливість вивчення молекулярної структури електролітів. Переважна більшість електролітів — розчини (навіть нечисленні). Таким чином, була усвідомлена необхідність пов'язати дальші шляхи розвитку електрохемічної теорії з теорією розчинів.

Остання спроба обґрунтувати теорію електролізу, незалежно від теорії розчинів, належить Клаузіусові і відноситься до кінця 60-х і 70-х років XIX ст. Клаузіус, виходячи з кінетичної теорії будови речовин, припустив, що молекули електролітів, рухаючись подібно до молекул газу, весь час стикаються і при цьому розпадаються на іони. Таким чином, в електроліті в будьякий час є якесь приблизно стає число вільних іонів, що робить можливим проходження через нього струму навіть і при дуже малій різниці потенціалів на електродах і ставить провідність зовсім у положення, незалежне від сил спорідненості. Проте, схема електролізу, запропонована Клаузіусом (будучи вільною від тих заперечень, які могли було висунути проти теорії Фарадея, в тому вигляді, в якому остання була прийнята Даніелем і Хітторфом), незабаром була облишена, бо виявилось, що й вона суперечить даним експерименту. Роботи Кольтрауша показали, що провідність, віднесена до концентрації розчинів, тим більше, чим слабкіший розчин. За поглядами ж Клаузіуса треба було чекати протилежного, бо чим більш концентрований розчин, тим частіше повинні стикатись молекули, тим більша, таким чином, буде в розчині кількість вільних іонів і тим значнішою повинна бути електропровідність такої розчину.

Слідом за Клаузіусом проблемі електролітів присвятили кілька праць Вільям Томсон і Гельмгольц. Але солідних результатів їм досягнути не вдалось. Тільки Арреніус у 1887 р. дав блискуче розв'язання питання.

§ 379. Теорія електролітичної дисоціації. В 1877 р. Пфеффер, спостерігавшись винайденою Моріцом Траубе напівпроникною перегородкою

кою, відтворив явище осмосу в лабораторних умовах і вказав простий спосіб виміру осмотичного тиску. Вивчення відкритого Пфефером осмотичного тиску привело Вант-Гоффа до „газової теорії розчинів“.

З погляду розвинутої Вант-Гоффом теорії треба уявляти собі, що молекули розчиненої речовини носяться між молекулами розчинника, не утворюючи з ним хемічних сполук і рухаючись ніби в порожньому просторі.

Міжмолекулярні віддалі в концентрованих розчинах настільки малі, що сили притягання повинні в цьому випадку мати помітний вплив на рух частинок, перетворюючи цей рух з прямолінійного і рівномірного на криволінійний і нерівномірний. „Коли б ми могли проникнути в концентрований розчин,—говорить Ван-Лаар,—ми побачили б зовсім іншу картину, ніж у газі. Ми побачили б неправильні криволінійні рухи, що налягають один на одного, при чому молекули розчину були б зближені майже до дотикання“.

Але якщо концентрація розчину невелика, то аналогія розчину з газом повинна простягатись досить далеко, щоб можна було з певністю застосувати до розчину закони ідеальних газів.

Вант-Гофф показав, що рівняння Клапейрона, яке виражає поведінку ідеального газу при нагріванні або розширенні, дає можливість наперед обчислити осмотичний тиск розведеного розчину (§ 202).

Зіставляючи розчини різних речовин в тому самому розчиннику, Вант-Гофф теоретично передбачив, що розчини, які мають однаковий осмотичний тиск, повинні мати однакову пружність пари і однакові точки кипіння й тверднення. Експериментально справедливості цих законів була доведена Раулем (§ 199 і 200).

Закони, встановлені Вант-Гоффом і Раулем, дозволили запровадити в лабораторну практику два нові методи визначення молекулярної ваги тіл: криоскопічний, який ґрунтується на визначенні точки замерзання, і ебуліоскопічний, який ґрунтується на визначенні точки кипіння.

Арреніус, вивчивши експериментальні роботи, проведені Бладеном, Рюдорфом, Коппом і особливо Раулем, звернув увагу на те, що електроліти в багатьох випадках виявляють відхилення від законів, яким усі інші розчини підлягають досить строго. Факт відхилення електролітів від загальних законів розчинів був відомий і раніше, але йому не надавали особливого теоретичного значення.

Арреніус порівняв осмотичний тиск електролітів з їх електропровідністю і хемічною активністю. Виявилось при цьому, що існує строгий паралелізм між коефіцієнтом пропорціональності, на який треба було помножити молекулярну вагу і осмотичний тиск електроліту, обчислені за формулами Рауля—Вант-Гоффа, щоб дістати для них справжні величини, і між хемічною активністю і електропровідністю електроліту.

Через те що невідповідність молекулярної ваги, обчисленої на підставі (взагалі дуже точного) криоскопічного методу, із справжньою вагою виражалася завжди відношенням, яке вказувало на те, що обчислена молекулярна вага менша від справжньої, і через те що для кожного даного випадку точно такі ж результати давали ебуліоскопічний метод і дослідження осмотичного тиску, Арреніус, рішуче відкинувши думку про можливість помилок експерименту, з певністю зробив з цього висновок, що електролітичні розчини справді мають середню молекулярну вагу, меншу від потрібної. Це означало, отже, що частина молекул електроліту перебуває в стані розпаду, дисоціації. Порівнявши цей висновок з повільним синтезом електролітів при проходженні через них струму, Арреніус знайшов, що синтез іонної теорії Фарадея з теорією розчинів усуває багато труднощів у поясненні явищ електролізу й інших електрохемічних явищ. Справді, слабким місцем фарадеевої теорії було пояснення причини роз-

паду молекул на іони; тепер же стало ясним, що було б зайвим шукати цю причину в різниці потенціалів на електродах (як це робив Фарадей) або в стиканні молекул (чим намагався виправити Фарадееву теорію Клаузіус); стало ясно, що причина ця корениться в самій природі електролітів, вона є тією особливістю їх, яка відрізняє їх від звичайних речовин.

Арреніус пропонував визнати як факт, що між деякими розчинниками і електролітами існують дисоціюючі (або — і це є те саме — іонізуючі) сили, під впливом яких молекули електроліту розпадаються на іони. Електроліт, зазнаючи дисоціації молекул на частини, не зазнає, проте, цієї дисоціації повністю. Поряд з вільними іонами, що утворилися, в розчині завжди лишається якась кількість молекул електроліту, які не зазнали розпаду. Іони не лишаються нерухомими, а рухаються і зазнають стикань, результатом яких (у тих випадках, коли стикання відбуваються між електрично полярними іонами) є відновлення молекул. Цей процес має назву молекулізації. В розчині існує динамічна рівновага (§ 178).

Поряд з принципом, який встановлює діяльність іонізуючих сил розчинника, Арреніус висунув другий, не менш плідотворний принцип: *принцип хемічної індивідуальності іонів.*

§ 380. Хемічна індивідуальність іонів. Визнати хемічну індивідуальність іонів змушує безліч фактів. Досить відзначити, що властивості розчиненої речовини, якщо речовина ця є електролітом, звичайно не в якій мірі не відповідають властивостям тієї ж речовини, взятої в ізольованому, нерозчиненому стані. Наприклад, у водному розчині молекул кухонної солі NaCl дисоціюють на іони натрію і хлору; протилежно до іона натрію атом натрію через сильну хемічну спорідненість з гідроксильною групою (ОН) у воді існувати не може; розчин кухонної солі безбарвний; отже, іони натрію, що вільно носяться в цьому розчині, теж безбарвні; цього не можна сказати про атоми натрію. Продовжуючи таке зіставлення щодо смаку, запаху, хемічної активності і т. д., можна легко показати, що фізико-хемічні властивості іона натрію зовсім не збігаються з властивостями атома натрію. Так само можна суто емпірично довести справедливність принципу хемічної індивідуальності іонів відносно іона хлору, водню, цинку і взагалі всіх відомих нам речовин.

Принцип хемічної індивідуальності іонів багато чого робить зрозумілим у деяких галузях хемії, які раніше зовсім не піддавались теоретичному поясненню. Прикладом може бути колоризація (зміна кольору) солей. Водні розчини більшості солей перманганатної кислоти (HMnO_4) всі мають однакове червоно-фіолетове забарвлення. Чим пояснити те дивне явище, що в даному випадку на забарвлення солей колору металу не впливає? З погляду іонної теорії тут немає нічого незрозумілого: іони згаданих металів безбарвні, іон же кислотного лишку перманганатної кислоти (MnO_4) забарвлений у червоно-фіолетовий колір. Як солі, про які йде мова, у водному розчині є добрими провідниками струму, значить, молекули їх дисоційовані на іони, і природно, що забарвлення розчину визначається забарвленням іона MnO_4 .

З тієї ж галузі колоризації солей можна навести приклад і іншого характеру. Темний червонувато-бурий колір концентрованого водного розчину мідь-броміду (CuBr_2) не має нічого спільного з характерним кольором мідних солей. При додаванні води темнобурий колір поступово змінюється на зелений і, нарешті, на синій. Синій колір є колір іона двовалентної міді і властивий більшості розчинів мідних солей. Очевидно, в даному випадку зміна забарвлення пояснюється збільшенням степеня дисоціації при розведенні розчину.

В реакціях між електролітичними розчинами реагуючими групами є іони. Так, наприклад, мідь-сульфат дисоціює при розчиненні у воді на

іони (Cu) і (SO_4), тобто саме на ті групи, які є основними радикалами при обмінних реакціях водних розчинів цієї солі з кислотами, металами і іншими солями. Вивчення реакції між електролітами зводиться до вивчення хемічної індивідуальності іонів.

Поняття сіль, кислота, луг, сила кислоти і т. д. під впливом іонної теорії набули зовсім іншого змісту, ніж той, що його вони мали раніше. З погляду іонної теорії кислотою може бути названий електроліт, здатний у водному розчині відокремлювати іони водню (H). Луг характеризується утворенням гідроксильних іонів (OH). Сіль як катіон виділяє атом металу, як аніон — кислотний лишок. Раніше дуже туманний термін „сила“ або „жадібність“ кислот та основ набув тепер повної визначеності. Кислоти і основи тим „сильніші“, чим більше схильні вони до дисоціації на іони при розчиненні у воді. Звідси випливає, що сильні кислоти і сильні основи в розчинах повинні бути кращими провідниками струму, ніж слабкі.

§ 381. Іонна провідність. При електролізі різниця потенціалів на електродах змушує іони з негативним зарядом пересуватись до анода, з позитивним — до катода. Швидкість їх руху залежить від природи іонів, від в'язкості навколишнього середовища і від напруги струму. Чим вища напруга, тим більша швидкість іонів. При високій напрузі і малій віддалі одного від одного електродів швидкості іонів досягають таких розмірів, що виникає іскровий розряд. У цьому випадку вільні іони, прямуючи до електродів, набувають такої великої кінетичної енергії, що всі молекули, які вони зустрічають на своєму шляху, вони ударами розбивають на іони, що має своїм наслідком різке збільшення електропровідності і відповідно різке зростання величини струму. Якщо різниця потенціалів на електродах порівняно невелика, процес перенесення електрики відбувається менш бурхливо, співударення іонів з молекулами не викликає їх дисоціації і виявляється тільки у виділенні тепла.

Досягнувши електрода, іон втрачає свій заряд, який переходить у зовнішнє металічне коло і рухається в напрямі до другого електрода. Безпосереднім наслідком процесу електролізу є, таким чином, нагромадження біля електродів продуктів хемічного розкладу електроліту.

§ 382. Заряд іона. Електрон. Заряд іона можна дуже точно обчислити на підставі Фарадєєвих законів електролізу, якщо досить точно визначене число Авогадро N (число молекул у граммолекулі речовини). Різні способи визначення числа Авогадро дають значення, що не цілком збігаються одне з одним. Тепер, проте, можна вважати встановленим, що число Авогадро близьке до числа

$$N = 6,062 \cdot 10^{23}.$$

На підставі старанних, неодноразово перевірених вимірів можна твердити, що при електролізі для хемічного розкладу однієї граммолекули речовини, яка розпадається в розчині на одновалентні іони, через електроліт повинна пройти кількість електрики, що дорівнює

$$F = 96\,494 \text{ кулонам.}$$

Звідси знаходимо заряд одного іона

$$e = \frac{F}{N}.$$

В електростатичних одиницях

$$e = 4,774 \cdot 10^{-10} \text{ ел.-ст. одиниць.}$$

З другого закону Фарадєя випливає, що іони, які відповідають двовалентним групам, повинні нести подвійний заряд, тривалентні — потрійний і т. д.; іон „ n “-валентний повинен, отже, нести n -кратний заряд.

Заряд одновалентного іона з пропозиції Стоні дістав назву електрона (електро-іон).

Ідея про атомну будову електрики, про електрон, виникла саме зі спроби з'ясувати зв'язок шляхом експерименту (Фарадей, 1833) страсно визначені співвідношення між кількістю електрики, яка пройшла через електродит, і кількостями речовини, що виділилися на електродах. Автором цієї ідеї є Гельмгольц (1881). „Якщо застосувати, — писав він, — атомну теорію до електричних процесів, то в поєднанні з законом Фарадея вони приводить до надзвичайних висновків. Допускаючи існування хемічних атомів, ми змушені зробити звідси висновок, що також і електрика є позитивна, так і негативна поділяється на певні кількості, які відображають роль атомів електрики“.

На підставі фактів, викладених нижче, ми уявляємо собі тепер електрон як частинку, що має певну масу. В заключних параграфах даного розділу буде показано, що ця маса електрона пов'язана своїм походженням із зарядом електрона.

Негативні і позитивні електрони входять до складу всіх атомів, але при деяких умовах вони відщеплюються від атомів і рухаються незалежно. До найостаннішого часу припускали, що незалежно від атома існують можуть тільки негативні електрони. Проте, недавно (1932 — 1933) було експериментально виявлено існування відщеплених від атомів позитивних електронів (§ 592).

Коли говорять про електрони, не згадуючи про знак їх заряду, завжди мають на увазі негативні електрони. Позитивні електрони дістали назву позитронів (їх називають також антиелектронами).

§ 383. Катодне проміння. У повсякденному житті нам доводиться спостерігати три агрегатні стани речовин: твердий, рідкий і газоподібний. Понад 100 років тому Фарадей висловив припущення, що повинен існувати ще четвертий стан тіл, який він назвав „проемістим“ і який настільки ж відрізняється від газоподібного, наскільки газоподібний відрізняється від рідкого. Через 70 років Вільям Крукс (1879) довів справедливості цієї гіпотези Фарадея експериментальним шляхом: він виявив існування особливого катодного проміння, яке являє собою не що інше, як електричний струм, що протікає в газі.

Явище електричного розряду в евакуйованих трубках (у трубках з розрідженим газом) уже давно притягало увагу фізиків незвичайною красою і загадковістю; проте, не зважаючи на це, довгий час найважливіше в ньому — утворення катодного проміння — залишалося поза полем наукового дослідження.

Відомо, що електропровідність газів збільшується в двох випадках: поперше, під дією деяких фізичних агентів, як, наприклад, рентгенового і ультрафіолетового проміння, полум'я і т. д. (так званих „іонізуючих факторів“), і, подруге, при розрідженні газу (до певної границі).

Коли прикласти різницю потенціалів від індукційної катушки середньої сили до атмосферного повітря, вишеного в трубку довжиною в 15—20 см, іскрового розряду при нормальному тиску повітря звичайно не спостерігають. Проте, досить, не змінюючи різниці потенціалів, видалити з трубки частину повітря з допомогою насоса, щоб між електродами з'явилось у вигляді коливної стрічки фіолетово-рожеве сяйво (якщо трубка була наповнена іншим газом, а не повітрям, то колір цього сяйва буде інший, залежно від хемічної природи газу). Недалеко від катоди сяйво це трохи звужується і набуває голубуватого відтінку. При близькому розгляданні легко виявити, що сяйво не в усіх частинах однаково яскраве і що в двох-трьох місцях воно переривається майже зовсім темними смугами. Особливо помітні ці смуги при тиску приблизно в одну тисячну атмосфери.

Від анода сяйво виходить у вигляді суцільної китиці, яка простягається майже на дві третини всієї довжини трубки, потім ідуть „темний простір Фарадея“, тонкий, що яскраво світиться, „другий катодний шар“, „темний простір Крукса“ і сяйво, яке з усіх боків оточує катод, — „перший катодний шар“ (рис. 398).

При поступовому збільшенні ступеня розрідження область позитивного свічення відходить усе ближче до анода, при чому іноді (залежно від природи взятого для досліду газу) також поділяється на цілий ряд смуг, відмежованих одна від однієї темними проміжками.



Рис. 398. Розряд в евакуйованій трубці.

При розрідженні в одну стотисячну атмосфери (менше 0,01 мм) кружків темний простір поширюється на всю трубку, і, не зважаючи на те, що струм все ще протікає через газ, свічення зовсім зникає. Тільки при уважному розгляданні на темному фоні можна вловити пучок променів, які виходять нормально до поверхні катода і надають навколишньому газу здебільшого фіолетового відтінку. Падаючи на скло, проміння це, яке дістало назву „катодного проміння“, змушує скло флюоресціювати яскравозеленим кольором. Стежачи за місцезнаходженням плями флюоресценції при зміні положення катода, легко бачити, що катодне проміння поширюється прямолінійно (рис. 399).

Тепер твердо встановлено, що в дуже розріджених вакуумтрубках при достатній напрузі на електродах потік електронів прямує від катода в напрямі, перпендикулярному до його поверхні.

Провикність катодного проміння невелика. Вміщуючи на шлях цього проміння тонкі металічні пластинки, наприклад, мідні, срібні, цинкові і т. ін., можна дістати на флюоресціюючому склі трубки різко окреслену тінь. Шар повітря товщиною в кілька сантиметрів для „повільного“ катодного проміння (одержуваного при напрузі в кілька кіловольтів) є вже зовсім непрозорим. Проте, застосовуючи для добре евакуйованих трубок великі напруги (десятки кіловольтів), можна дістати катодне проміння („швидке“), яке має досить значну проникність.

Майже всі тверді тіла флюоресціюють під дією катодного проміння, при чому, як загальне правило, можна помітити, що колір флюоресценції залежить від кольору тіла в звичайному світловому промінні. Надзви-

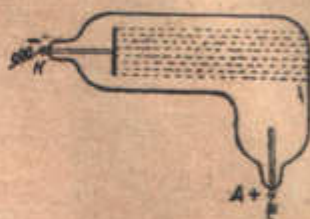


Рис. 399. Направ катодного проміння перпендикулярний до катода незалежно від положення анода.



Рис. 400. Флюоресценція під дією катодного проміння.

чайно красивим видовищем є флюоресценція алмазів (яскравозеленого кольору). Здатність катодного проміння викликати флюоресценцію використана в будові важливого прилада — катодного осцилографа (§ 385).



Рис. 401. Якщо з допомогою вгнутого катода сконцентрувати катодне проміння на платиновій пластинці, то платина розжарюється і може бути навіть розтоплена.

Катодне проміння діє на фотографічну пластинку (викликає її почорніння).

Питання про природу катодного проміння свого часу викликало багато суперечок. Німецькі фізики на чолі з Герцем і Гольдштейном довго були тієї думки, що катодне проміння має таку саму хвильову природу, як і звичайне проміння, і відрізняється від нього тільки тим, що має меншу довжину хвилі.

Більшість англійських фізиків і особливо Вільям Крукс настоювали на тому, що катодне проміння треба розглядати як потік матеріальних частинок, які рухаються з величезною швидкістю. (Суперечка тривала майже двадцять років.)

Щоб справді так, можна потвердити щільним рядом дослідів.

Поперше, катодне проміння відхиляється магнітним

і електричним полями (рис. 402 і 403), подруге, характер цього відхилення виявляє їх електронегативність (ті самі рис. 402 і 403), потретє, в тій же властивості електронегативності можна переконатись і безпосередньо

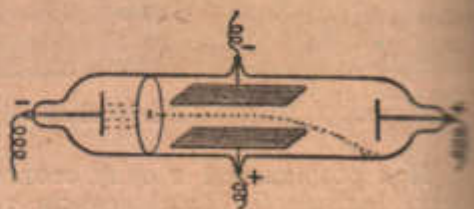


Рис. 402. Відхилення катодного проміння в електричному полі.

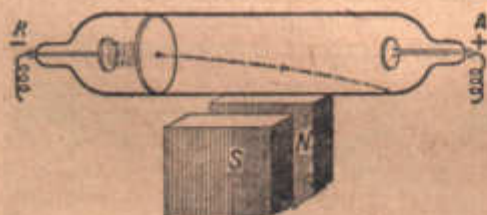


Рис. 403. Відхилення катодного проміння в магнітному полі.

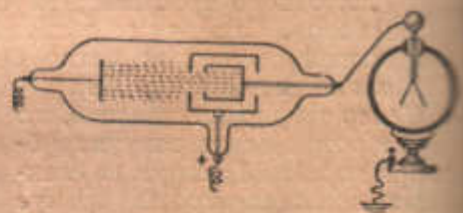


Рис. 404. Дослід Перрена

Всередині трубки вміщений циліндр; сполучений з ним електриською витягкою, що циліндр заважає катодному промінню, яке падає на нього, набувати позитивного заряду.

дослідженням катодного проміння з допомогою електроскопа (рис. 404), нарешті, катодне проміння дає незрівняно більший механічний ефект, ніж можна було б того чекати у випадку, коли б воно мало хвильову природу.

§ 384. Відхилення катодного проміння в електричному і в магнітному полях. Вимір кута відхилення катодного проміння в електричному і магнітному полях дозволяє зробити ряд дуже важливих висновків щодо швидкості, заряду і маси частинок, які утворюють катодний потік.

Нехай заряд катодної частинки дорівнює e і маса m . Уявимо собі, що катодна частинка влітає в горизонтальному напрямі з швидкістю v у простір, пронизаний лініями електричних сил, напрямленими вертикально

(рис. 405). Для простоти припустимо, що електричне поле однорідне. Напруженість електричного поля позначимо через E . Неважко бачити, що рух катодної частинки в цьому випадку буде подібний до руху каменя, кинутого горизонтально в поле сили тяжіння. На катодну частинку діятиме стала сила, яка дорівнює eE . Ця сила спричинить відхилення частинки від прямолінійного шляху, і очевидно, що траєкторією частинки буде парабола. Якщо радіус кривизни траєкторії (в початковій точці параболи) ми позначимо через r , то за законами механіки повинна мати місце рівність:

$$eE = \frac{mv^2}{r}. \quad (1)$$

Уявимо собі, що катодна частинка з тією ж швидкістю v влітає в горизонтальному напрямі у простір, пронизаний лініями магнітних сил, які напрямлені теж горизонтально, але перетинають напрям руху частинки під прямим кутом (на рис. 406 сліди силових ліній, які йдуть від спостережника перпендикулярно до площини рисунка, зображені точками).

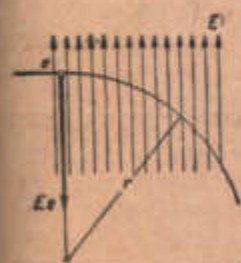


Рис. 405.

Силу, з якою магнітне поле діє на рухомий заряд e , ми можемо визначити на підставі закону Біо і Савара (§ 321 і 329). На елемент l прямолінійного струму однорідне магнітне поле,

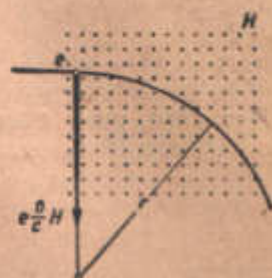


Рис. 406.

яке має напруженість H , діє з силою, що дорівнює $IlH \sin(I, H)$. Нехай розглядає нами рухомий заряд e за час t пересунувся на віддаль l ; це явище подібне до елемента l струму, величина якого $l = et$. Підставивши зазначений вираз для l у формулу Біо і Савара, дістанемо $\frac{e}{t} \cdot l \cdot H \cdot \sin(I, H)$; тут $\frac{l}{t}$ є швидкість руху v ; беручи до уваги далі, що заряд e тут виражений в абсолютних електромагнітних одиницях (бо за формулою Біо і Савара величина струму припускається вимірююю у веберах) і бажаючи в дальшому розуміти під e заряд, виражений в електростатичних одиницях, ми повинні поділити добутий вираз на швидкість світла c (§ 320). Таким чином, остаточно знаходимо, що однорідне магнітне поле діє на катодну частинку, яка рухається перпендикулярно до напрямку поля, з силою $e \cdot \frac{v}{c} \cdot H$.

Під дією цієї сили частинка буде відхилена від прямолінійного шляху (рис. 406) і рухатиметься по колу. Як і раніше, ми через r позначимо радіус кривизни її траєкторії. Тоді за законами механіки повинна існувати рівність:

$$e \cdot \frac{v}{c} \cdot H = \frac{mv^2}{r}. \quad (2)$$

Відхилення катодного проміння в електричному полі легко демонструвати з допомогою спеціально призначених для цієї мети вакуумних трубок, всередині яких астановлені пластинки конденсатора так, що пучок катодних променів проходить між цими пластинками, перетинаючи лінії електричних сил. Якщо на a в x r e s до пластинок конденсатора розмістити дві плоскі полюси електромагніта таким чином, щоб пучок катодних променів проходив одночасно і між полюсами електромагніта і між пластинками

конденсатора, то можна, регулюючи величину струму в обмотці електромагніта, добитись того, щоб відхилення катодного проміння від прямолінійного шляху, спричинене електричним полем, було зовсім знищено рівним щодо величини, але протилежним щодо напрямку відхиленням, яке спричинюється магнітним полем.

Мірилом відхилення катодного проміння від прямолінійного шляху повинен бути, очевидно, радіус кривизни r їх справжньої траєкторії.

В електричному полі радіус кривизни траєкторії катодного проміння згідно з (1) дорівнює:

$$r = \frac{mv^2}{eE}.$$

В магнітному полі за формулою (2) він дорівнює:

$$r = \frac{mv}{eH} c.$$

Для того, щоб електричне і магнітне поля взаємно компенсували одне одне, потрібно, отже, щоб

$$\frac{mv^2}{eE} = \frac{mv}{eH} c,$$

звідки

$$v = c \frac{E}{H}.$$

Ми бачимо, таким чином, що для визначення швидкості катодних частинок досить виміряти напруженості електричного і магнітного полів, дібрані так, щоб їх відхиляючі дії взаємно компенсували одна одну. Якщо розрядити конденсатор і виміряти відхилення катодного проміння в одному магнітному полі, то неважко з допомогою наведених формул обчислити відношення заряду катодних частинок до їх маси. Справді, підставляючи у формулу (2) значення швидкості v з формули (3), дістанемо:

$$\frac{e}{m} = \frac{c^2 E}{rH}.$$

Вперше точно виміряв швидкість катодного проміння в 1897 р. Дж. Томсон. Як і треба було чекати, швидкість катодних частинок у добре евакуйованій трубці була в простій залежності від вольтажу V , прикладеного до електродів трубки. При збільшенні вольтажу швидкість катодних частинок (електронів) зростає. Сто вольтів надають катодним частинкам швидкості в 600 км/сек; при десяти тисячах вольтів швидкість частинок досягає $\frac{1}{8}$ швидкості світла (§ 397).

Дж. Томсон визначив швидкість катодного проміння для різних степенів розрідження газу. Залежність швидкості польоту частинок катодного потоку від тиску з погляду кінетичної теорії може бути легко пояснена тим, що при підвищенні степеня розрідження газу катодні частинки повинні зазнавати меншого числа стикань з малорухомими молекулами і, отже, менше втрачати первісної швидкості. З тієї ж причини катодне проміння малопроникне для рідких і твердих тіл, а також для газів при відносно високому тиску.

Історично катодне проміння було першим явищем, яке виявило існування вільних (не пов'язаних з атомами) електронів. Замість слова „електрон“

трон* іноді говорять „корпускула“. На підставі точних вимірів відхилення катодного проміння в електричному і магнітному полях знайдено:

$$\frac{e}{m} = 5,305 \cdot 10^{17} \frac{\text{абс. ел.-ст. од.}}{\text{грам}}$$

Старанні виміри Міллікена (§ 395) показали, що заряд електрона дорівнює:

$$e = 4,774 \cdot 10^{-10} \text{ абс. ел.-ст. од.}$$

Із зіставлення цього числа з попереднім дістаємо, що маса електрона дорівнює:

$$m = 8,999 \cdot 10^{-28} \text{ грамів.}$$

§ 385. Катодний осцилограф. Властивості катодного проміння застосовують у побудові катодного осцилографа — прилада, винайденого Брауном для спостереження і реєстрації дуже швидких електричних явищ.

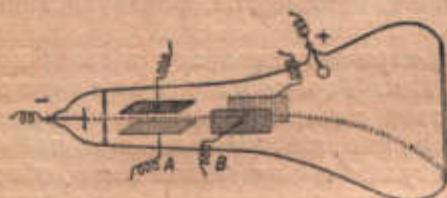


Рис. 407. Схема катодного осцилографа.

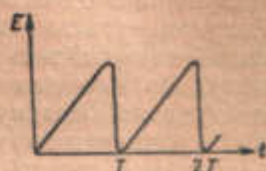


Рис. 408.

Електронний пучок (рис. 407) пропускають через два конденсатори, пластинки яких розміщені перпендикулярно одна до однієї. На один конденсатор (A) накладають електричне поле, яке періодично змінюється за певним законом, наприклад, зростає протягом періоду пропорційно часові і різко спадає до нуля в кінці періоду (рис. 408). Другий конденсатор (B) вмикають у коло вивчуваного струму.

Відхилення електронного пучка в горизонтальному напрямі зображатимуть проміжки часу; відхилення у вертикальному напрямі будуть пропорційні напрузі вивчуваного струму. Таким чином, електронний пучок залишає на фотографічній пластинці або на флюоресцюючому екрані слід, який є розгорнутою картиною вивчаних електричних коливань. Надзвичайно мала інерція електронного пучка дозволяє вивчати електричні явища, які відбуваються дуже швидко (до 10^{-7} секунди).

Важливою практичною деталлю в будові осцилографа є „магнітна лінза“, тобто соленоїд, що оточує пучок. Магнітні лінзи відносно електронного пучка поводяться як скляні відносно світла. Вони дозволяють одержати на екрані чіткий слід електронного пучка у вигляді плямки діаметром до $\frac{1}{3}$ мм.

§ 386. Електронний мікроскоп. Між властивостями звичайних лінз і згаданих у попередньому параграфі „електронних лінз“ існує повна аналогія. Магнітне поле катушки зводить електронний пучок у точку, що лежить на осі катушки. Користуючись оптичною термінологією, говорять, що електронна лінза фокусує пучок електронів.

Останнім часом з кількох „електронних лінз“ побудували „електронний мікроскоп“.

Такий мікроскоп дає збільшене зображення поверхні катода на екрані в „світлі“ електронів, що їх він випускає. Як і в оптичному мікроскопі, в електронному мікроскопі кожній точці катода, яка випускає пучок елек-

тронів, відповідає точка зображення, в якій „лінзи“ мікроскопа зводять цей пучок. З допомогою такого мікроскопа можна діставати дуже чіткі картини, важливі для дослідження якості поверхні катода (наприклад, степеня його однорідності). Збільшення електронного мікроскопа можна у великих границях змінювати, змінюючи струм у катушках „лінз“, що вигідно відрізняє цей мікроскоп від оптичного мікроскопа.

§ 387. **Іонізація газів.** Іонізація газів може бути викликана різними способами. Навіть при нормальних умовах молекули багатьох газів у деякій мірі дисоційовані на іони. Проте, ступінь цієї дисоціації настільки незначний, що довгий час її зовсім не вдавалось виявити.

Подібно до електролізу рідини електричний розряд у газах зумовлений рухом матеріальних частинок — іонів, і електропровідність газів насамперед залежить від числа вільних іонів. Проте, електролізу в звичайному розумінні цього слова в газах не спостерігають. Виявлено, що при достатньому ступені іонізації добрими провідниками електрики можуть служити гази, які хімічно мають безумовно простий склад. Можна навіть пропустити струм через такі гази, як гелій, неон, аргон, молекули яких складаються лише з одного атома.

Експериментальне вивчення електричного розряду в газах при нормальних і низьких тисках привело Дж. Томсона і Резерфорда до висновку, що дисоціація молекул газу полягає у відщепленні електронів від нейтральної молекули. Електрон, що відокремився, при найближчій зустрічі з іншою нейтральною молекулою сполучається з нею, обертаючи її в електронегативний іон. У молекули, яка втратила один негативний заряд, одиниця позитивної електрики лишається ненасиченою, і, таким чином, така молекула реагуватиме як нормальний позитивний іон, подібний до іона електролітичного розчину.

Кращими іонізаторами газу є рентгенове й катодне проміння і радіоактивні речовини. Електричну дисоціацію газів викликає також ультрафіолетове проміння, деякі хімічні реакції та інтенсивне нагрівання.

Не слід, проте, уявляти собі електричну дисоціацію під дією хоча б найсильніших іонізаторів у вигляді бурхливого процесу розпаду, який охоплює одразу всі молекули газу; процес відщеплення електронів охоплює далеко не всі молекули, а тільки небагато з них. Сильніший іонізатор — чиста сіль радію, взята в кількості одного міліграма, за одну секунду може викликати в найближчих шарах повітря на кожні 100 мільйонів молекул утворення тільки одного іона.

Крім того, не можна забувати, що в газах, як і в електролітичних розчинах, паралельно з процесом дисоціації безупинно відбувається процес молізації, тобто процес сполучення полярних іонів у нейтральні молекули.

Якщо усунути іонізатор, то процес молізації одразу знищує майже всі вільні іони. Тому газ проводить електрику тільки під дією іонізуючого фактора і швидко втрачає електропровідність, якщо іонізуючий фактор усунуто. В газах електрична дисоціація не супроводиться хімічною дисоціацією, і тому при пропусканні струму через газ біля електродів не вдається виявити ніяких ознак продуктів розкладу.

§ 388. **Електропровідність газів.** Струм насичення. Лавинний розряд. Електропровідність газу тим більша, чим вищий ступінь його іонізації. Якщо через якийнебудь газ пропускати струм, змінюючи поступово вольтаж, то легко помітити, що спочатку при підвищенні вольтажу величина струму збільшуватиметься, але потім, досягнувши граничної величини, яка залежить від степеня іонізації газу, набуває сталого значення („струм насичення“; рис. 409).

Якщо ступінь іонізації газу великий, а вольтаж незначний, то не всі вільні іони доходять до електродів. При підвищенні вольтажу число іонів, які доходять до електродів, зростатиме доти, поки воно не стане рівним

загальному числу іонів, які виникають у даний проміжок часу в усій товщі газу під дією іонізуючого фактора. Величина струму пропорціональна числу іонів, які нейтралізуються біля електродів за одну секунду. Очевидно, що коли число це стане рівним числу іонів, що виникають, то буде досягнуто граничної величини струму (струм насичення). Дальше підвищення вольтажу на величині струму не позначиться.

В електричному полі іони набувають взагалі досить значних швидкостей. Коли ж вольтаж на електродах, віддалених один від одного на 1—2 см, підвищити до кількох десятків тисяч вольтів, то швидкості ці досягнуть таких розмірів, що при стиканні з іонами зустрічні молекули зазнаватимуть дисоціації, і число вільних іонів швидко зростає. Ця лавина заряджених електрикою частинок попрямує до електродів, знищуючи на своєму шляху всі перепони. Тиск, утворений іонами в електричній іскрі, досягає кількох сот атмосфер; ось чому іскрою можна легко пробити товстий картон і скло. Струси, що їх зазнають молекули при стиканні з іонами, які швидко мчать, позначаються виділенням тепла і утворенням звукових хвиль. Температура вольтової дуги перевищує 3000° .

В кімнатному повітрі нормально міститься тільки дуже незначне число іонів, приблизно кілька тисяч у кубічному сантиметрі. Коли до електродів прикладена досить висока напруга, то починається лавинний розряд, але через те, що початкове число іонів дуже мале, потрібний час (приблизно $\frac{1}{10}$ секунди), щоб лавинний розряд, який почався, закінчився утворенням іскри. Якщо сполучити електроди з джерелом струму високої напруги на час, менший $\frac{1}{10}$ секунди, то розряд не встигне відбутись.

Нижче наведено числові дані, які характеризують величину іскрового проміжка в кімнатному повітрі. Напруженість електричного поля поблизу електродів великою мірою залежить від кривизни поверхні електрода (§ 283); тому мінімальні напруги, при яких для даної віддалі між електродами починається лавинний розряд, неоднакові для електродів різної форми; між вістрями іскровий розряд починається при нижчій напрузі, ніж між кулями або плоскими електродами.

Таблиця 21.

Величина іскрового проміжка в кімнатному повітрі.

Напруга	Проміжок між вістрями	Проміжок між кулями		Проміжок між площинами
		при діаметрі кулі 5 см	при діаметрі кулі 30 см	
20 000 вольтів . . .	15,5 мм	5,8 мм	6,0 мм	6,0 мм
40 000	45,5 .	13 .	13 .	13,7 .
100 000	220 .	45 .	35,7 .	36,7 .
200 000	410 .	262 .	75,3 .	75,3 .
300 000	600 .	530 .	126 .	114 .

§ 389. Явища, які відбуваються у вакуумтрубці при проходженні струму. Коли ми сполучаємо електроди евакуйованої трубки з кондукто-

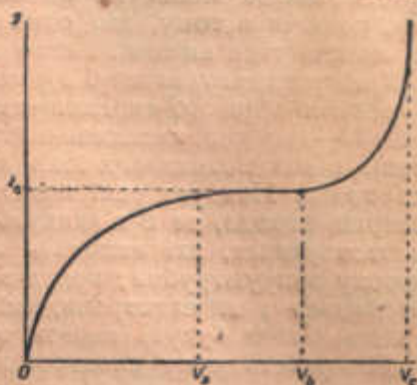


Рис. 409. Залежність величини струму в газах від різниці потенціалів.

У межах між V_0 та V_1 спостерігається струм насичення; при V_2 настає іскровий розряд.

рами електричної машини або полюсами індукційної катушки, то вільні позитивні іони прямують до катода. Спочатку швидкості їх недостатні для того, щоб при зіткненні з зустрітими випадково молекулами газу викликати їх іонізацію, проте, якщо розрідження і, отже, середній вільний шлях значні, то недалеко від поверхні катода швидкість позитивних іонів досягає „критичної величини“, і шар газу, який безпосередньо прилягає до катода, буде іонізованим.

Дисоціація молекули на електрополярні частини, викликана ударом іона, полягає в тому, що один із вміщених у надрах молекули електронів викидається назовні, і сама молекула набуває еквівалентного електронів позитивного заряду. Процес цей супроводиться електромагнітним збуренням ефірного середовища. Таким чином, шар газу, який прилягає до катода, — „перший катодний шар“ (рис. 398, стор. 419) — буде джерелом, поперше, нових позитивних іонів та електронів і, подруге, звичайних світлових хвиль. Новоутворені позитивні іони будуть одразу ж притягнені до поверхні катода, де й віддадуть свій заряд; електрони під дією сил відштовхування, які виходять від катода, попрямують в протилежну сторону вакуумтрубки; поряд з цими електронами в тому ж напрямі рухатимуться і ті електрони, які завдяки ударам позитивних іонів об поверхню катода будуть вирвані з речовини катода.

Швидкість руху електронів поступово збільшуватиметься і швидко зросте настільки, що електрони, подібно до важких позитивних іонів, будуть здатні іонізувати зустрічні молекули. В результаті на деякій віддалі від катода утворюється „другий“ світлий катодний шар сильно іонізованого газу. Від катода його відокремлюватиме кружів темний простір, на всьому протязі якого швидкість електронів зростає. Доля позитивних іонів, які утворилися в другому катодному шарі, тотожна з долею іонів, що виникли в першому катодному шарі; вони будуть притягнені до катода і при дотиканні до його поверхні втратять свій заряд. Електрони, що виникли в другому катодному шарі, спочатку повільно, а потім усе швидше і швидше пересуватимуться до анода, і, коли швидкість їх досягне критичної величини, вони в свою чергу викличуть іонізацію газу. Таким чином виникає анодне свічення, відокремлене від другого катодного шару темним простором Фарадея.

Кінетична енергія іонів залежить, взагалі кажучи, від трьох факторів: від напруги на електродах, довжини вільного шляху і маси рухомих частинок. Через те що заряди позитивних іонів і електронів чисельно рівні (отже, рівні і електричні сили, що діють на них з боку електродів), маса ж позитивних іонів залежно від природи газу від 1800 до 100 000 і більше раз перевищує масу негативних, то очевидно, що швидкість електронів повинна бути незрівняно більша швидкості позитивних іонів.

Збільшуючи степінь розрідження газу, можна легко простежити поступове наростання середньої швидкості руху негативних і позитивних частинок, зумовлене збільшенням довжини їх вільного шляху.

Плавню зменшуючи тиск від $\frac{1}{10\ 000}$ до $\frac{1}{100\ 000}$ ат, можна спостерігати виникнення катодного проміння. Спочатку катодне проміння помітно відхиляється в сторону анода, але потім відхилення це стає зовсім незначним, і напрям руху електронів весь час лишається перпендикулярним до поверхні катода. Природно, що при швидкості, яка доходить до 100 000 км/сек, катодне проміння, не зважаючи на надзвичайно малу величину маси частинок, які утворюють це проміння, може викликати значний механічний ефект. Млинок з лопастями з тонких пластинок слюди ударом електронів приводиться в швидкий обертальний рух; метали, розміщені у фокусі катодного проміння, розжарюються, скло дає тріщини і топиться.

§ 390. Анодне проміння. Поряд з катодним промінням при спеціальній побудові розрядної трубки можна спостерігати анодне проміння.

яке являє собою молекулярний пучок позитивних іонів газу, що рухаються з великою швидкістю. Анодне проміння було відкрито в 1886 р. Гольдштейном. Експериментальні властивості цього проміння були всебічно досліджені Віном і Дж. Томсоном. У руках Томсона розрядні трубки, призначені для спостереження анодного проміння, обернулись у мірні прилади надзвичайної точності, які замінювали терези при зважуванні окремих атомів матерії. Продовжуючи роботи, початі Томсоном, Астон у 1919 р. експериментально відкрив існування ізотопів (хімічно тотожних елементів з різною атомною вагою) і серією блискучих робіт, проведених у наступні роки, довів, що атомна вага майже всіх елементів виражається цілими числами¹⁾.

У фізичній літературі анодне проміння фігурує під кількома назвами: іноді його просто називають позитивним промінням, іноді закатодним, іноді каналовим промінням. Остання назва виникла як результат тих спеціальних умов, які повинна задовольняти побудова катодної трубки, щоб можна було відокремити позитивне проміння від катодного. Катод у розрядній трубці, призначеній для спостереження позитивного проміння, вміщується звичайно не з краю, а посередині трубки; отже, вся трубка поділяється катодом на дві частини. В катоді, який має форму пластинки, просвердлюється один або кілька тонких каналів (рис. 410). Позитивні іони газу, що виникають у просторі між анодом і катодом, прямуючи до катода, набувають в електричному полі трубки величезної швидкості. Більша частина іонів затримується поверхнею катода, але ті іони, які позадають у канали катода, продовжують рухатися вперед за інерцією і в другій половині трубки виходять з отворів катода і утворюють „каналове“ (анодне) проміння.



Рис. 410. Розрядна трубка для спостереження анодного проміння.

Скориставшись впливом магнітного і електричного полів на анодне проміння, Він (у 1898 р.) експериментально довів, що анодне проміння являє собою потік позитивних іонів газу. При цьому йому довелося перемогти ряд труднощів, яких не знали фізики, що вивчали катодне проміння. Справа в тому, що, поперше, різко окреслений пучок каналових променів можна дістати тільки з допомогою отвору в катоді діаметром в один міліметр і менше, але інтенсивність проміння зменшується пропорційно четвертому степеневі діаметра, і це змушує експериментувати з ширшими каналами, примиряючись з немінучою розмитістю пучка; подруге, відхилення анодного проміння в електричному і магнітному полях менше, ніж відхилення катодного, бо маса позитивних іонів значно перевищує масу електронів; потрете, магнітне поле, призначене впливати на анодне проміння, одночасно відхиляє і катодне і взагалі змінює умови розряду в трубці, в результаті чого напрям анодного проміння змінюється, але не в зв'язку з безпосереднім впливом магнітних сил на потік позитивних іонів, а в наслідок побічних причин.

Флюоресценція скла під дією каналового проміння має той самий зеленуватий відтінок, як і у випадку катодного проміння, але інтенсивність її значно менша. Із скла, освітленого каналовим промінням, виділяється пара натрію, яка утворює жорсткий світний шар, що щільно прилягає до поверхні скла.

Штарк (в 1905 р.) вказав спектральний спосіб визначення швидкості позитивних іонів, які утворюють анодне проміння. Він виявив, що коли спек-

¹⁾ Розроблений Томсоном і вдосконалений Астоном метод визначення атомної ваги з допомогою анодного проміння буде викладений у § 587.

гроскоп спрямувати на пучок анодних променів так, щоб частинки цих променів рухались у напрямі до спостережника, то біля кожної спектральної лінії з'явиться слабкий супутник, зміщений в сторону коротших хвиль. З огляду принципу Доплера (§ 472) це явище можна було передбачити: принцип Доплера встановлює, що довжина хвилі світла повинна зменшитися, якщо джерело світла рухається назустріч спостережникові. В даному випадку джерелом світла є нерухомі молекули газу і частинки анодного проміння. Спектр нерухомих молекул займає нормальне положення, спектр рухомих анодних частинок зміщений, як того вимагає принцип Доплера, в сторону коротких хвиль. За величиною цього зміщення спектральних ліній неважко обчислити швидкість проміння.

Частина позитивних іонів при випадкових співудареннях з вільними електронами і з негативними іонами газу нейтралізується або навіть заряджається негативно. Поряд з цим удари, що їх завдають анодні частинки зустрічним молекулам, втягують нейтральні молекули, що іноді розпадаються на атоми, в загальний потік каналового проміння. Таким чином, склад каналового проміння виявляється неоднорідним: переважають позитивні іони, але зустрічаються і нейтральні молекули, і атоми, і негативні іони. Ця неоднорідність складу експериментально була виявлена Віном і з того часу не раз була предметом вивчення.

Анодне проміння можна дістати не тільки таке, що складається з частинок газу, який міститься в трубці, але і з частинок самих електродів. Для цього виготовляють один з електродів — анод — з йодистих сполук металів, а для збільшення його електропровідності додають до них вугільного порошку (метод Герке і Рейхенгейма). При пропусканні постійного електричного струму з напругою близько 4000 V з анода виходить проміння, яке являє собою потік позитивних іонів металу (наприклад, іонів натрію, літію, стронцію і т. д. — залежно від того, який метал у сполучі з йодом було взято як матеріал для виготовлення анода).

§ 391. Електронна провідність металів. При проходженні струму через металічний провідник носіями заряду є електрони. Всередині просторових ґрат, утворених іонами металу, є значна кількість вільних електронів, які, беручи участь у тепловому русі, становлять ніби „електронний газ“, що заповнює простір між іонами.

Друде і Лоренц показали, що, виходячи з цього уявлення про „електронний газ“ і користуючись основними закономірностями кінетичної теорії, можна пояснити якісно, а в деяких випадках і кількісно, найважливіші властивості металічних провідників.

Прикладена до провідника електрорушійна сила ніби впорядковує рух електронів: на хаотичний рух електронів в „електронному газі“ накладається переміщення електронів у напрямі електричного поля.

Безладний рух електронів при відсутності поля служить поясненням великої теплопровідності металів. Тут вирівнювання теплового стану тіла відбувається набагато швидше в наслідок великої рухливості електронів. Легко зрозуміти, що теплопровідність, як і електропровідність, залежить від стану електронного газу в металі. Тому слід чекати існування залежності між коефіцієнтом теплопровідності і питомою електропровідністю того самого металу. Така залежність справді існує і має назву закону Відемана-Франца:

$$\frac{\text{коефіцієнт теплопровідності}}{\text{електропровідність}} = a \cdot T,$$

тобто відношення коефіцієнта теплопровідності до електропровідності пропорціональне абсолютній температурі. При цьому коефіцієнт пропорціональності приблизно однаковий для більшості металів.

Коли до кінців провідника прикладена електрорушійна сила, електрони під дією електричного поля починають рухатись прискорено; коли б не було просторових ґрат металу, було б безперервне зростання величини струму; проте, стикання електронів з позитивними іонами металу (розміщеними у „вузлах кристалічних ґрат“) радикально змінюють картину. В проміжку між двома стиканнями електрон рухається прискорено, при чому його прискорення пропорціональне напруженості електричного поля, величині його заряду і обернено пропорціональне масі:

$$j = \frac{eE}{m}.$$

Якщо позначити через τ середній (для всіх електронів) час вільного пробігу (від молекули до молекули), то швидкість на кінець розгону буде $j\tau$, а середня швидкість протягом проміжка часу τ дорівнюватиме $u = \frac{1}{2} \cdot j\tau =$

$= \frac{1}{2} \cdot \left(\frac{eE}{m} \right) \tau$. Таким чином, середня швидкість упорядкованого руху зарядів у провіднику пропорціональна напруженості електричного поля. Неважко перейти від швидкості зарядів до величини струму і від напруженості поля E до прикладеної напруги. Зробивши такий перехід, ми дістали б для величини струму вираз, аналогічний законі Ома. З зіставлення цього виразу з законом Ома ми могли б встановити, як питомий опір металу ρ залежить від довжини вільного пробігу електрона λ , від середньої швидкості його теплового руху v (вона визначає час

вільного пробігу $\tau = \frac{\lambda}{v}$) і від числа електронів в одиниці об'єму n . Друде знайшов, що

$$\rho = \frac{mv}{e^2 n \lambda}, \quad (5)$$

де m —маса електрона, а e —його заряд. В наведеній формулі немає числового коефіцієнта пропорціональності, який за Друде дорівнює 2 (за Зоммерфельдом цей коефіцієнт дорівнює 1).

Довжина вільного пробігу електронів дуже мала. Тому електрони під дією поля не встигають набути великої швидкості; їх середня швидкість упорядкованого (створюваного полем) руху u в багато разів менша середньої швидкості v їх теплового руху.

Друде і Лоренц при використанні наведеної вище формули виходили з припущення, що тепловий рух електронів підлягає законам класичної статистики (зокрема вони приймали, що швидкості електронів розподілені за законом Максвелла). Повної погодженості теорії з дослідами не дійдено.

Зоммерфельд застосував (1927 р.) до „електронного газу“ квантову статистику Фермі і дістав добре погодження теорії з фактами. Через дуже малу масу електронів „електронний газ“ уже при нормальній температурі перебуває в стані виродження (§ 165). При зниженні температури енергія „електронного газу“ не змінюється. Середня швидкість v теплового руху електронів має порядок величини (залежно від числа вільних електронів) близько 1000 кілометрів на секунду. Довжина вільного пробігу λ знаходиться в складній залежності від температури T ; залежність ця така, що при малих T опір повинен швидко спадати, що і спостерігається в дійсності.

§ 392. Контактна різниця потенціалів. Термоелектрорушійна сила. Підійдемо з погляду теорії „електронного газу“ в металах до питання про явища на границі дотикання двох різнорідних металів. Природно припустити, що в різних металах густина електронного газу неоднакова; тоді ми маємо право чекати вирівнювання цих густин на границі дотикання металів, тобто переходу електронів з одного металу в другий. При цьому той метал, в якому число електронів зменшується, заряджатиметься позитивно, другий — негативно.

Отже, на границі двох металів повинна бути контактна різниця потенціалів, яка виникає в наслідок дифузії електронного газу.

За Друде і Лоренцем (ідучи за квантовою теорією, треба вести міркування інакше) тиск електронного газу в металі пропорціональний абсолютній температурі і пропорціональний числу вільних електронів в одиниці об'єму (це число вільних електронів залежить від властивостей металу):

$$p = knT.$$

Тому різниця тисків електронного газу на границі дотикання металів залежить від властивостей металів, що дотикаються, і пропорціональна абсолютній температурі. Те саме можна сказати про контактну різницю потенціалів, яка зрівноважує цю різницю тисків.

Рис. 411. Схема термопар.

Візьмемо кільцевий провідник, спаяний з двох різнорідних металів. У місцях спаїв ми будемо мати контактні різниці потенціалів; проте, легко зміркувати, що ці різниці потенціалів протилежні одна одній, і при однаковій температурі обох спаїв вони цілком зрівноважують одна одну.

Нагріємо тепер один із спаїв (рис. 411). Контактна різниця потенціалів зростає для цього спаю пропорціонально абсолютній температурі. Ми дістанемо в кільці різницю електрорушійних сил, пропорціональну різниці температур спаїв. У кільці виникне „термоелектричний“ струм, величина якого визначається різницею електрорушійних сил і опором кільця. Цей термострум можна легко виявити, ввімкнувши в коло нашого кільця гальванометр.

Наводимо значення термоелектрорушійної сили для деяких пар.

Таблиця 22.

„Термопари“	Температура холодного спаю 0°C			
	Температура гарячого спаю			
	100°	500°	1000°	1500°
Термоелектрична напруга в мілівольтах				
Мідь — константан	4,1	26,3	—	—
Срібло — платина	0,72	6,26	—	—
Нікель — платина	1,5	5,55	9,59	—
Платина — платина + родій ($Sp/0$)	0,55	3,22	6,79	10,5

Ми бачимо, що термоелектричні напруги невеликі. Навіть різниця температур в 500° дає для дуже вигідної пари мідь — константан напругу тільки в $26 \cdot 10^{-3}$ V. Проте, з допомогою термоелектричних напруг легко добути сильні струми (хоча б в 100 A), якщо утворити коло з провідників малого опору.

Пропорціональність між термоелектрорушійною силою і різницею температур спаїв досить точно підтверджується дослідом для багатьох комбінацій металів. Проте, в деяких випадках закономірність буде складніша.

На рис. 412 дано криві залежності термоелектрорушійної сили від різниці температур для спаїв заліза з нейзильбером, нікелем та ін. Ми бачимо, що для „термопар“ залізо — нейзильбер закономірність строго лінійна; інші термопари, особливо залізо — мідь і залізо — молібден, виявляють різке відхилення; для останніх термопар електрорушійна сила навіть змінює знак при збільшенні різниці температур.

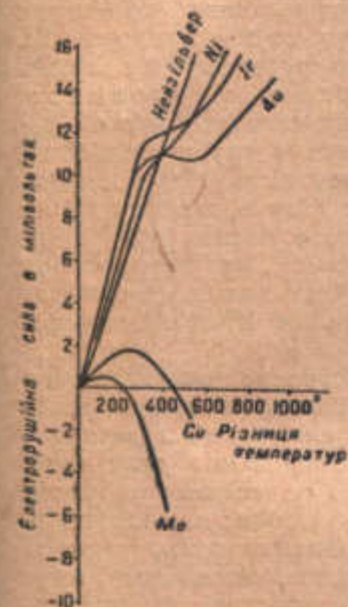


Рис. 412. Залежність термоелектрорушійної сили від різниці температур спаїв.

Явище виникнення термоелектрорушійної сили при зміні температури одного із спаїв широко використовується в лабораторній і технічній практиці як засіб для вимірювання температури. Справді, підтримуючи температуру одного із спаїв сталою, ми можемо проградувати гальванометр, зв'язаний у коло термопар, прямо в градусах термометричної шкали. Такі термометри особливо часто застосовують для вимірювання високих температур порядку 1000° і дуже низьких температур, для яких звичайні термометри непридатні.

На рис. 413 подано туготопкий термоелемент, запропонований Ле-Шательє. Цей термоелемент виготовлений з платини з платино-родієм. Електрорушійна сила його пропорціональна температурі до 1600° з точністю до 10% . Кожен 100° дають електрорушійну силу

близько 0.001 V. Термоелемент вставлений у трубку з вогнетривкого матеріалу. Кінець *a*, де міститься спай обох металів, вставляють у піч, температуру якої хочуть виміряти; клеми *b* і *c* сполучають гальванометром, проградуєваним на градуси температури.

Зрозуміло, що енергія термоелектричного струму виникає коштом енергії джерела тепла. За рахунок витрати тепла відбувається прискорення теплового руху електронного газу, яке і виявляється у вигляді термоелектричного струму. З цього погляду термопара являє собою прилад, який безпосередньо перетворює теплоту в електричну енергію.

Спроби утворити технічний прилад, який ґрунтується на цьому принципі і спеціально призначений для перетворення тепла в електроенергію, робили неодноразово; проте, такі прилади — „термобатареї“ — не знайшли собі застосування, бо термобатарея віддає у вигляді електричної енергії лише $1-3\%$ витраченої теплоти.

§ 393. Явище Пельтьє. Пельтьє показав, що термоелектричні явища оборотні. Якщо пропускати електричний струм через кільце, спаяне з двох різнорідних металів, то, як показує дослід, місця спаїв набувають певної різниці температур; ця різниця температур змінює знак при зміні напрямку струму.

За теорією електронного газу явище Пельтьє пояснюється так. Для одного із спаїв рух електронів, спричинюваний зовнішньою електрору-



Рис. 413. Термоелемент Ле-Шательє.

шійною силою, збігається з тим, який спричинюється різницею тисків електронного газу, в другому спаї вони протилежні. Таким чином, різниця тисків електронного газу в першому спаї сприяє рухові електронів як носіїв струму, прискорюючи їх рух. Енергія, витрачувана на це прискорення, одержується за рахунок внутрішньої енергії м'яса спаю; в зв'язку з цим температура спаю знижується. В другому спаї різниця тисків електронного газу протидіє рухові електронів як носіїв струму; в цьому спаї зовнішнє джерело електроенергії витрачає додаткову роботу, skierовану на перемагання зазначеної різниці тисків, у наслідок чого температура спаю підвищується.

§ 394. Термоелектронна емісія. Формула Річардсона. Як було сказано вище (§ 389), електрони, які утворюють катодне проміння (якщо катод не нагрітий), виділяються атомами газу при іонізації, яка виникає, коли на атоми газу налітають позитивні іони, що рухаються з великою швидкістю; поряд з цим маємо виділення електронів речовини катода, яке відбувається в наслідок удару позитивних іонів об поверхню катода. Можна утворити таке розрідження в трубці (мільйонні частки міліметра ртутного стовпа), що через відсутність вільних електронів утворення катодного проміння припиниться, яку б напругу ми не прикладали до електродів трубки. Теоретично, проте, можна собі уявити утворення катодного проміння за рахунок електронів, які вириваються електричним полем з речовини катода. Але потрібна для цього напруга (якщо судити на підставі підрахунку, що його зробив Шоткі) повинна мати порядок величини 10 000 000 V на 1 см.

Утворивши в трубці зазначене крайнє розрідження, розжаримо катод. Тоді — навіть при незначній напрузі — утворюється потужний потік катодного проміння. В цьому випадку викидання електронів з речовини катода відбувається в результаті інтенсивного теплового руху електронів. Прикладена до електродів трубки напруга не впливає на число електронів, що вириваються щосекунди з речовини катода; при наявності електричного поля електрони, що вирвалися з речовини катода, рухаються в напрямі ліній електричного поля від катода, коли ж поля немає, вони падають назад, але на їх місце вилітають інші, і в просторі над поверхнею розжареного металу утворюється своєрідна електронна хмара.

Утворення електронної хмари над поверхнею розжареного металу являє собою явище, аналогічне випаровуванню рідини. Чим вища температура металу, тим більшої швидкості теплового руху набувають електрони всередині металу і тим більша їх кількість залишає поверхню розжареного металу. Кожний електрон, залишаючи метал, повинен перемогти притягання з боку позитивних іонів металу. Тому з „електронного газу“, який міститься всередині металу, вириваються назовні тільки найшвидші електрони, а саме ті, кінетична енергія яких перевищує „роботу виходу“.

Електронна хмара являє собою негативний заряд, розміщений у просторі близько від поверхні розжареного металу. Відмінно від звичайного поверхневого заряду електронну хмару називають „просторовим зарядом“, самий же процес випускання електронів розжареним тілом має назву термоелектронної емісії.

На явищі електронної емісії ґрунтується будова багатьох приладів, зокрема рентгенових трубок (§ 398) і електронних ламп (про них докладно буде сказано в розділі, присвяченому фізичним основам радіотехніки).

З підвищенням температури потік електронів, що їх випускає розжарений метал, зростає спочатку повільно, а потім усе швидше й швидше. Річардсон вивів теоретично формулу, що виражає залежність інтенсивності випускання електронів від температури тіла, яке випускає їх. Якщо розжарений метал являє собою катод розрядної трубки, до якої прикладена така напруга, що всі електрони, які випускаються металом,

захоплюються електричним полем, то інтенсивність випускання електронів вимірюватиметься величиною „струму емісії“, що припадає на кожний квадратний сантиметр розжареної поверхні металу. Зазначену величину I_s називають також густиною струму емісії при струмі насичення. (Якщо до електродів прикладена надто мала напруга, то не всі електрони, які випускаються металом, захоплюються полем, і густина струму буде менша, ніж при струмі насичення, тобто менша, ніж I_s .)

Формула Річардсона має такий вигляд:

$$I_s = A\sqrt{T} \cdot e^{-\frac{b}{T}} \quad (6)$$

Тут T —абсолютна температура, e —основа натуральних логарифмів ($e \approx 2,718$), A і b —сталі величини, які мають різні значення для різних металів.

Через те що константа b стоїть у показнику степеня, її величина має значно більший вплив на величину густини струму емісії I_s , ніж коефіцієнт A ; чим менша константа b , тим більша (при інших рівних умовах, тобто при заданих T і A) густина струму емісії.

За змістом виводу формули Річардсона коефіцієнт A пропорціональний числу електронів в одиниці об'єму електронного газу всередині металу. Емісійна константа b являє собою відношення „роботи виходу“ електрона, вимірної в ергах, до Больцманівської сталої k (§ 151). Якщо наведені нижче числові значення константи b помножити на універсальну газову сталу, то добуті числа означатимуть ніби заховану теплоту випаровування „граматома електронів“.

На рис. 414 показано, як зростає з підвищенням температури густина струму емісії для вольфраму. При підвищенні температури вольфраму від 2000 до 2100°, тобто лише на 5%, густина струму емісії збільшується майже в чотири рази.

Наводимо значення емісійних констант A і b для деяких металів і вугілля; значення константи A вказані для випадку, коли густина струму емісії I_s виражена в міліамперах на 1 см² розжареної поверхні металу.

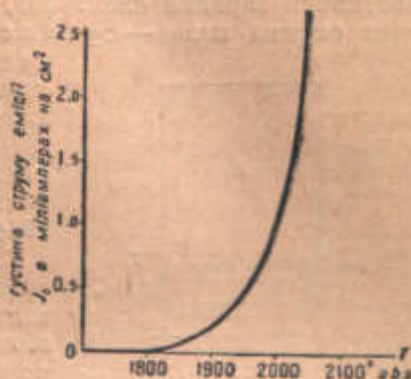


Рис. 414. Графік закону Річардсона для вольфраму.

Назва металу	A	b
Вольфрам	$23,6 \cdot 10^9$	52 500
Тантал	$11,9 \cdot 10^9$	50 000
Молібден	$22 \cdot 10^9$	50 000
Платина	$11,5 \cdot 10^9$	51 000
Вугілля	$2,4 \cdot 10^9$	48 700
Торій	$200 \cdot 10^9$	39 000
Нікель	$4,6 \cdot 10^9$	34 000

Деякі домішки надзвичайно сильно впливають на величину електронної емісії. Цей вплив домішок був детально вивчений багатьма вченими, особливо Лангмюром (1913—1923 рр.). Вольфрам при незначній домішці торію (1—2%) дає випускання електронів, яке в багато тисяч разів перевищує випускання чистого вольфраму. Таке саме збільшення

емісії викликається домішками оксидів деяких металів. Струм емісії в 150 міліамперів на 1 см² поверхні розжареного чистого вольфраму дістають при температурі приблизно 2300° абсолютної шкали; при розжарюванні „оксидованого“ вольфраму ту саму густину струму емісії дістають при температурі приблизно 1300° К. Спеціально оброблений „торійований“ і „оксидований“ вольфрам дуже широко застосовується в приладах, що ґрунтуються на явищі електронної емісії.

§ 395. Гіпотеза про субелектрони. Досліди Міллікена. Не раз висловлювалось припущення, що спостережувані звичайно електрони не являють собою найменших електричних зарядів, які можуть існувати в природі. Висувались гіпотези про існування частинок, що мають заряд у десятки, в сотні або в тисячі разів менший, ніж заряд одного електрона; цим частковим зарядам електрона, що ніколи не спостерігались, була навіть дана окрема назва — субелектрони. Гіпотезу про субелектрони

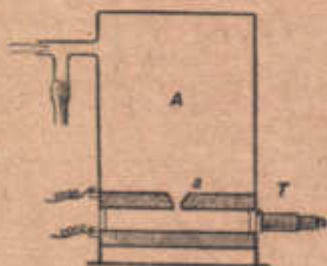


Рис. 415. Схема міллікенової камери для спостереження наелектризованих крапельок.

недавнього часу особливо наполегливо підтримувала група віденських фізиків на чолі з Еренгафтом.

Найточніші досліди для визначення заряду електрона і для з'ясування питання про існування субелектронів були проведені (в 1909—1914 рр.) американським фізиком Міллікеном.

Міллікен спостерігав рух найдрібніших заряджених електрикою крапельок. З допомогою особливого пульверизатора дрібні крапельки масла вдували в камеру А, де вони повільно падали на дно (рис. 415). Багато з цих крапельок через тертя пульверизатора були зарядженими. Деякі з них, падаючи, позадали в отвір а і крізь нього в електричне

поле конденсатора. Тут рух крапельок можна було спостерігати крізь невеличке віконець з допомогою короткофокусної труби Т. Перезаряджаючи конденсатор і змінюючи, таким чином, напрям електричного поля в конденсаторі, можна було змушувати рухатись ту саму крапельку то вгору, то вниз, не випускаючи її в той же час з поля зору труби. З напруги, яку треба було створювати на обкладках конденсатора, для того щоб силою поля зрівноважити вагу крапельки, можна було визначити заряд крапельки. Дослід показав, що крапельки завжди несуть на собі заряди, кратні від заряду одного електрона.

В багатьох випадках рух однієї і тієї ж крапельки можна було спостерігати протягом кількох годин. Протягом цього часу заряд крапельки кілька разів раптом різко змінювався через випадкове приєднання до неї іонів повітря. Зміна заряду завжди відбувалась на величину заряду одного або двох електронів. Таким чином була спростована гіпотеза про існування субелектронів і було доведено, що заряд електрона являє собою не якусь середньостатистичну величину, а є справжнім атомом електрики.

З допомогою описаних дослідів Міллікен знайшов, що число значення заряду електрона дорівнює $4,774 \cdot 10^{-10}$ абс. ел.-ст. од. кількості електрики.

§ 396. Вимірювання енергії електронів у вольтфарадах (у „вольтах“). Кінетичну енергію електрона часто буває зручно вимірювати в особливих одиницях енергії — у вольтфарадах.

Нагадаємо, що числом Авогадро називають число молекул у грамолі ($N_{Av} = 6,06 \cdot 10^{23}$); сумарний заряд авогадрового числа електронів називають фарадеєм. Цей заряд дорівнює:

$$1 \text{ фарадей} = N_{Av} \cdot e = 96494 \text{ кулонам.}$$

При електролізі носієм цього заряду є грамеквівалент речовини (§ 409). Робота, виконувана зарядом в 1 фарадей при проходженні різниці потенціалів в 1 вольт, має назву вольтфарадея. Робота ця, очевидно, дорівнює 96 494 джоулям.

$$1 \text{ вольтфарадей (1 „вольт“)} = 96,5 \cdot 10^{10} \text{ ергів} = 23,06 \text{ кг} \cdot \text{кал.} \quad (7)$$

Вольтфарадей часто позначають скорочено символом „вольт“, при чому звичайно (це може викликати непорозуміння) не ставлять навіть лапок, які вказують, що мова йде про одиницю енергії, а не про одиницю напруги.

Очевидно, що один електрон, пробігаючи різницю потенціалів у V вольтів, набуде енергії, рівної:

$$\frac{V}{N_{Av}} \text{ „вольтів“} = 1,59 \cdot 10^{-12} \cdot V \text{ ергів.} \quad (8)$$

§ 397. Формула для обчислення швидкості електронів. Якщо електрон проходить різницю потенціалів V без співударянь з атомами, то його кінетична енергія дорівнюватиме роботі електричних сил (форм. 8). Отже:

$$\frac{mv^2}{2} = \frac{V}{N_{Av}} \text{ „вольтів“}.$$

З цього співвідношення, знаючи масу електрона m і напругу V , яку пробігає електрон (без втрати енергії на співударяння), легко обчислити швидкість, що Π набуває електрон:

$$v = \sqrt{\frac{2V \text{ „вольт“}}{mN_{Av}}}.$$

Добуток mN_{Av} являє собою вагу „граматома електронів“; через те що електрон у 1840 раз легший атома водню, то, отже: $mN_{Av} = \frac{1}{1840} \text{ г}$. Беручи до уваги, що $1 \text{ „вольт“} = 96,5 \cdot 10^{10} \text{ ергів}$, знаходимо:

$$v = \sqrt{2 \cdot 96,5 \cdot 10^{10} \cdot 1840 \cdot V} \frac{\text{см}}{\text{сек}},$$

або остаточно:

$$v = 600\sqrt{V} \frac{\text{км}}{\text{сек}}. \quad (9)$$

Наведена нижче таблиця, обчислена за цією формулою, показує, яких величезних швидкостей набуває електрон, пробігши (без втрати енергії на співударяння) порівняно невеликі¹⁾ різниці потенціалів V .

Таблиця 23.

Різниця потенціалів V у вольтах	1	25	100	1000	10 000	63 000
Швидкість електрона v в км/сек	600	3 000	6 000	19 000	60 000	150 000
Швидкість електрона v в частках швидкості світла	1/500	1/100	1/50	1/16	1/5	1/2

¹⁾ Для дуже великих різниць потенціалів, коли швидкість електронів стає близькою до швидкості світла, в наведений нами розрахунок треба ввести поправку на залежність маси електрона від швидкості (§ 402). Якщо ввести цю поправку, то виявиться, що ні при якій різниці потенціалів швидкість електрона не може стати рівною швидкості світла.

§ 398. Рентгенове проміння. В 1895 р. Рентген виявив, що з катодової трубки виходить особливе проміння, яке не видиме для ока, але впливає на фотографічну пластинку і викликає флюоресценцію деяких речовин (наприклад, цинк-сульфіду, барій-платиноціаніду і т. ін.). Проміння це проходить через скло і через багато речовин, непрозорих для проміння видимого світла (наприклад, через картон, дерево, органічні тканини). Виявилось, що різноманітними речовинами це проміння вбирається тим сильніше, чим більший атомний номер елементів, з яких складається речовина.

Проміння це (воно тепер називається промінням Рентгена) іонізує газ, роблячи їх електропровідними. В магнітному і електричному полях проміння Рентгена не відхиляється.

Рентген встановив, що відкрите ним проміння виходить з тих місць трубки, на які падає катодне проміння. Найінтенсивніше випромінювання можна дістати, поставивши на шляху катодного пучка пластинку, виготовлену з важкого металу, наприклад, вольфраму або платини.

Рентгенове проміння знайшло широке застосування в медицині і в техніці. В зв'язку з цим надзвичайно розвинулась техніка одержання рентгенового проміння і його використання — рентгентехніка. Одночасно вивчення властивостей рентгенового проміння дало дуже цінний матеріал для теоретичної фізики.

Установка для одержання рентгенового проміння складається з апарату, що дає постійний щодо напрямку „прямлений“ струм високої напруги, і рентгенової трубки. Тепер найбільш поширені рентгенові трубки з розжарюваним катодом — трубки Куліджа. У скляному балоні, з якого викачано повітря до вакуума 10^{-6} — 10^{-7} мм рт. ст., на одного стояла, знаходиться вміщена в металічний циліндр плоска вольфрамова спіраль K , що є катодом; ця спіраль



Рис. 416.

Трубка Куліджа.

розжарюється струмом від спеціального трансформатора розжарювання. Анодом (або, інакше, „антикатодом“) служить вольфрамова або платинова пластинка A (в деяких спеціальних трубках пластинка з молібдену, срібла, міді або заліза), впаяна в основу порожнистого мідного циліндра.

Якщо підвищувати температуру розжарення нитки, збільшуючи величину розжарюючого струму, то зростає електронна емісія спіралі і відповідно збільшується інтенсивність рентгенового випромінювання при незмінній „якості“ проміння. При збільшенні напруги, прикладеної до трубки, також збільшується інтенсивність рентгенового проміння, але при цьому зростає „жорсткість“ проміння, тобто здатність його проходити крізь речовину — „проникаюча здатність“.

Для зручнішого регулювання інтенсивності випромінювання Лілієнфельд запропонував рентгенову трубку, яку схематично подано на рис. 417. У нижній частині балона розміщений розжарюваний стороннім струмом (у 10 — 15 V) вольфрамовий дріт G . Між просвердленим катодом K і дротом G накладається напруга в кілька сот вольтів, яка примушує електрони, що випускаються дротом G , проходити через отвір катоду. Між катодом і антикатодом A діє висока напруга порядку 100 000 V, яка надає електронам прискорення. Вгорі є резервуар з водою для охолодження мідного циліндра, в нижню основу якого впаяна антикатодна



Рис. 417. Трубка Лілієнфельда.

пластинка. При сталій температурі розжарення дроту G , змінюючи напругу між дротом G і катодом K , можна в широких границях змінювати кількість електронів, які проходять через отвір у катоді, і регулювати таким чином інтенсивність рентгенового випромінювання.

Як було згадано, живлення рентгенових трубок відбувається „випрямленим“ струмом високої напруги. Для випрямлення струму, одержуваного

від трансформатора, найчастіше служать розрядні трубки особливої будови — кенотрони. Подібно до трубки К у ліджа кенотрон являє собою відкачану до крайніх меж розрідження розрядну трубку з розжареним катодом. Катодом кенотрона служить розжарювана стороннім струмом вольфрамова спіраль; анодом служить танталовий кружечок або кулька (рис. 418). Проходження струму через таку трубку зумовлене емісією електронів від розжареного катода до анода; якщо анод не нагрітий, то в зворотному напрямі струм не може проходити. Струм не проходить в зворотному напрямі навіть при напрузі 150 000—300 000 V.

Рис. 418. Пустотний випрямляч з розжареним катодом (кенотрон).

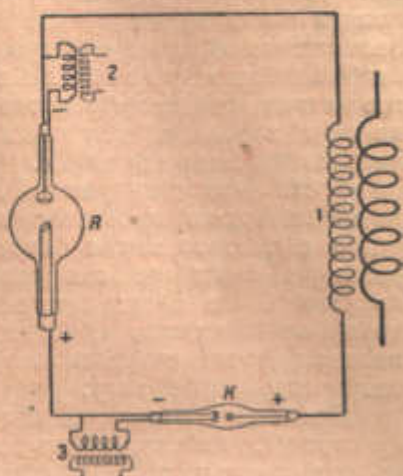


Рис. 419. Схема рентгенової установки.

На рис. 419 показано найпростішу схему живлення рентгенової трубки струмом. На схемі: 1 — трансформатор високої напруги, 2 і 3 — трансформатори розжарення рентгенової трубки і кенотрона, R — рентгенова трубка і K — кенотрон.

В медицині застосовують для діагностики рентгенові трубки на напруги близько 60 000 V при величині струму від 10 до 400 mA (величину струму добирають відповідно до часу просвічування: коли користуються струмом 200—400 mA, то вмикають струм тільки на 5—10 секунд). У техніці користуються установками і трубками двох типів: на великі напруги до 400 000 V і вище і на порівняно малі напруги 30 000—80 000 V.

Ряд досліджень з вичерпною переконливістю показав, що рентгенове проміння подібно до проміння видимого світла являє собою електромагнітні хвилі, але з дуже малою довжиною хвилі. Найкоротші хвилі видимого спектра мають довжину $4 \cdot 10^{-5}$ см. Довжина хвилі м'якого рентгенового проміння вимірюється кількома ангстремами, а жорстких — частками ангстрема (1 ангстрем дорівнює 10^{-8} см).

Рентгенове випромінювання виникає при раптовій зупинці електронів біля поверхні анода. Кожний електрон, що рухається, подібно до електричного струму утворює магнітне поле. Різка зупинка електрона призводить до швидкого знищення магнітного поля, що його супроводить, при цьому в сусідніх точках індуктується за законами електродинаміки електричне поле, яке, зникаючи, збуджує знову магнітне поле і т. д.; таким чином виникає і поширюється короткий електромагнітний імпульс. Чим швидший електрон, тим більш різка його зупинка біля анода, тим менша довжина хвилі рентгенового випромінювання, що створюється при цьому, тим випромінювання це, як кажуть, „більш жорстке“¹⁾.

¹⁾ Треба відзначити, що таке трактування виникнення суцільного рентгенового спектра недостатнє для пояснення особливостей розподілу в ньому енергії за довжинами хвиль.

В 1912 р. був знайдений спосіб точного визначення довжини хвилі рентгенового проміння (§ 521). Відтоді спектри рентгенового проміння вивчені дуже детально. На рис. 420 наведені криві, які характеризують розподіл енергії у випромінюванні гальмування (у „суцільному“ в „білому“ рентгеновому випромінюванні); δ_1 означає енергію, що припадає на проміння з довжиною хвилі від λ до $\lambda + d\lambda$; на осі абсцис відкладені довжини хвиль в ангстремах (умовне позначення ангстрема: Å). Крім „випромінювання гальмування“, речовина антикатада випускає (при досить великих швидкостях електронів) ще так зване характеристичне випромінювання, вся енергія якого припадає на певні характерні для даної речовини антикатади довжини хвиль.

§ 399. **Фотоелектричний ефект.** Коли на поверхню провідника падає проміння світла, то метал випускає електрони і через це сам заряджається позитивно. Це явище випускання електронів освітлюваною поверхнею металу має назву фотоелектричного ефекту або, скорочено, фото ефекту.

Дослідами виявлено, що кількість електронів, які вилітають з металу, пропорційна тій енергії випромінювання даного спектрального складу, яка падає на поверхню металу. При цьому виявляється, що швидкість електронів, які випускає метал, зростає із зменшенням довжини хвилі випромінювання; іншими словами, швидкість електронів зростає при збільшенні частоти випромінювання.

Надзвичайно важлива особливість явища фото ефекту полягає в тому, що для кожної даної металічної поверхні існує цілком певна мінімальна частота випромінювання, здатного виривати з металу електрони; освітлення металу промінням меншої частоти не дає ніякого ефекту.

Перелічені властивості фото ефекту не можна пояснити з погляду хвильової природи світла; їх, проте, легко можна зрозуміти з погляду квантової теорії. Виходячи з теорії квантів, Ейнштейн у 1905 р. дає просте рівняння, яке розкриває суть фото ефекту.

Квант радіації (випромінювання) з частотою ν має енергію, рівну $h\nu$ ($h = 6,55 \cdot 10^{-27}$ ерг \cdot сек — стала Планка; § 167). Уявимо собі, що вся ця енергія переходить до якогось електрона, що знаходився всередині атома речовини. Якщо A_1 є робота, потрібна для виривання електрона з атома (тобто для іонізації атома), і A_2 — робота, потрібна для виведення електрона крізь поверхневий шар речовини, то кінетична енергія електрона, який виривався назовні, становитиме:

$$K = h\nu - (A_1 + A_2).$$

Зокрема, з погляду класичних уявлень, не можна пояснити існування границі суцільного спектра з боку малих довжин хвиль, визначеної формулою:

$$\lambda_{\min} = \frac{12300}{V} \text{ ангстремів,}$$

де V — різниця потенціалів між електродами трубки, виражена у вольтах. Повітряний рентгеновий спектр створена на основі квантових уявлень про природу рентгенового проміння (§ 555).

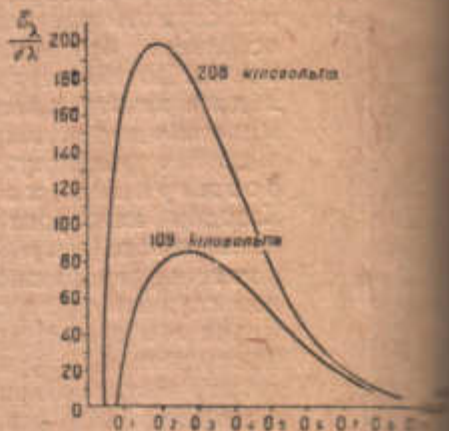


Рис. 420. Розподіл енергії в суцільному рентгеновому випромінюванні при напрузі на електродах в 109 000 і 208 000 В.

В цьому рівнянні Ейнштейна маємо пояснення всіх основних властивостей фотоефекту. Ми бачимо, що для вильоту електронів треба освітлювати поверхню тіла промінням такої частоти ν , щоб $h\nu$ було більше суми $A_1 + A_2$. Кінетична енергія, а, отже, і швидкість електронів, які вилітають, тим більша, чим більша частота випромінювання ν , тобто чим менша довжина хвилі. Число вирваних електронів визначається числом квантів, що падають на поверхню тіла. Через це кількість висланих за секунду електронів пропорціональна потужно ті радіації, яку вбирає тіло.

При освітленні рентгеновим промінням, яке має дуже велику частоту, вириваються електрони, що були розміщені глибоко всередині атома (для них робота виривання A_1 велика). Освітлення видимим і ультрафіолетовим промінням викликає завжди звільнення периферійного в атомі електрона.

Від описаного вище „нормального“ фотоефекту відрізняють так званий „селективний фотоефект“, спостережуваний у лужних металів. Особливість селективного фотоефекту полягає в тому, що при освітленні лужного металу радіацією, яка має якусь певну довжину хвилі, виявляється максимум електронної емісії; якщо освітлювати той самий метал промінням більшої або меншої частоти, виривається менше число електронів.

Якщо електрони вириваються дією радіації з атомів речовини, але при цьому залишаються всередині тіла, а не вириваються назовні, то електропровідність речовини зростає. Цим явищем „внутрішнього фотоефекту“ пояснюється різке збільшення електропровідності селену, коли його піддавати освітленню.

§ 400. Фотоеlementи. Прилади для спостереження і використання фотоефекту — фотоеlementи — роблять звичайно так (рис. 421). Частину внутрішньої поверхні колби вкривають шаром металу (наприклад, шаром натрію, калію, цезію і т. д.; звичайно ці метали наносять на „підшар“ із срібла); цей шар металу K є катодом. Частину колби залишають прозорою для освітлення катодного шару.

Всередині колби вміщують другий електрод A — анод, що являє собою сітку, кільце або просто металічний ввід у центрі. Колба відкачується, і між електродами накладається різниця потенціалів. Електрони, що вириваються під дією світла з катодного шару металу, прямують до анода й зумовлюють проходження струму.

Для спостереження фотоефекту вмикають у коло гальванометр. Величина одержуваного струму залежить від освітленості і має звичайно порядок величини 10^{-5} амперів. При сталій освітленості величина фотоструму спочатку зростає з напругою, але при збільшенні напруги до 200 — 250 V всі електрони, що їх випускає катод, вловлюються анодом, і через це настає „насичення“, отже, дальше підвищення напруги вже не приводить до збільшення величини струму.

При виготовленні технічних фотоеlementів металічний катод особливим способом „обробляють“ (його піддають впливові сірки, водню, азоту), що підвищує його чутливість. Для посилення фотоструму колбу фотоеlementа наповнюють інертним газом (неоном або аргоном); у цьому випадку кожний фотоелектрон, рухаючись із великою швидкістю до анода, викликає на своєму шляху іонізацію багатьох атомів газу, що утворює іонний струм, у 25 — 50 раз більший, ніж струм фотоелектронної емісії¹⁾.

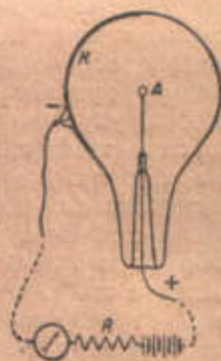


Рис. 421. Фотоеlement.

¹⁾ Такі фотоеlementи дають струм до 500 μ A на люмен.

Великого поширення набув фотоелемент із „запірним шаром“. Цей фотоелемент (рис. 422) являє собою дві виготовлені з окисдованих металів пластинки A і B , що дотикаються одна до одної і вкриті зверху товстим прозорим шаром металу. Цей шар металу сполучають провідником з мідною пластинкою. Під дією світла у фотоелементі виникає струм, який іде в напрямі від півпровідника B до металу A . В цьому випадку немає потреби направляти рух електронів ззовні прикладеною напругою.

До останнього часу дію цих фотоелементів з запірним шаром пояснювали тим, що вихід фотоелектронів, звільнених світлом у пластинці B відбувається переважно в напрямі $B \rightarrow A$. Проте, недавні роботи Вайтбеля (1932 р.) вказують, що переважне значення тут мають не фотоелектричні, а термоелектричні явища. Ці елементи

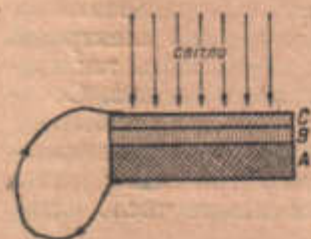


Рис. 422. Фотоелемент із „запірним шаром“.

рідні фото- (або, можливо, термо-) елементи з запірним шаром дають удвоє більшу величину струму, ніж звичайні фотоелементи. З допомогою їх вдається перетворити енергію падаючого промінювання в електричний струм з максимальним доступним тепер коефіцієнтом корисної дії.

Фотоелементи дозволяють перетворити велику інтенсивність і зміни забарвлення світла в електричні струми. На цьому ґрунтуються їх численні застосування. У поєднанні з катодними підсилювачами фотоелементи зробили можливим здійснення чутливих автоматів, що реагують на зміни освітленості: автомати, що відкривають двері, що вмикають і вимикають

освітлення, що керують світлофорами, що сортують дрібні речі і т. д.

Завдяки фотоелементам стало можливим винайдення звукового камерного мікрофона.

§ 401. Електромагнітне походження маси електрона. Про масу тіла ми судимо з величини того опору, який тіло чинить, коли ми хочемо змінити швидкість його руху. Механіка Ньютона вчить нас, що величина цього опору не залежить від того, чи перебувало раніше тіло в стані спокою чи рухалось. Механіка Ньютона твердить, що при будь якій швидкості руху тіло має ту саму масу. З погляду механіки Ньютона інертність тіла (тобто величина опору, який треба подолати, щоб, діючи на тіло протягом однієї секунди, збільшити швидкість тіла на 1 см/сек) однакова для різних напрямів сили і однакова для будь яких швидкостей. Саме цей факт ми й хочемо констатувати, коли говоримо, що інертність або маса тіла інваріантна (незмінна) відносно станів руху. Позірність „інертність“ і „маса“ майже рівнозначні. Ідучи за історичною традицією ми розрізняємо ці поняття як причину і наслідок. Маса тіла ми уявляємо собі як міру його інертності.

Маса тіла може бути зумовлена або властивостями самого тіла, або властивостями середовища, в якому воно рухається. В зв'язку з цим ми відрізняємо „справжню масу“ від „позірної маси“ тіла. Опір, що чинить тіло спробам змінити швидкість його руху у в'язкому середовищі, значно більший від справжньої інертності тіла, бо в цьому випадку надаючи тілу прискорення, ми повинні одночасно привести в рух велику масу навколишнього середовища. Загальновідомий факт, наскільки глибокі і повільні рухи людини у воді. Дослідом встановлено, що бульбашка повітря об'ємом 1 см^3 у воді має інертність, рівну приблизно половині грама; разом з тим справжня маса повітря, що міститься всередині такої бульбашки, являє собою величину приблизно рівну одній тисячній частині грама.

Будь яке тіло ми можемо уявити собі як таке, що рухається в цьому середовищі, яке зумовлює позірне наростання його маси. З цього погляду ми маємо рацію, коли розглядаємо позірну масу як зовнішню

властивість тіла, відмінно від справжньої маси, що є його невід'ємною властивістю. Але коли через своєрідні особливості самого тіла було б неможливо уявити собі рух цього тіла поза середовищем, що зумовлює наростання його маси, то в цьому випадку було б нелогічним розглядати позірну масу як якусь зовнішню властивість тіла, протиставляючи її справжній масі.

По суті саме цей випадок ми й маємо під час руху електрично зарядженого тіла.

Рух електрично зарядженого тіла завжди супроводиться виниканням магнітного поля.

Неважко зрозуміти, чому магнітне поле, яке виникає під час руху зарядженого тіла, надає тілу додаткової інертності. На утворення магнітного поля треба витратити роботу. При загальмовуванні енергія магнітного поля обертається в роботу, спрямовану проти загальмовуючих сил. Магнітне поле, яке рухається разом із зарядженим тілом, прагне зберегти швидкість і напрям руху незмінним.

Відносно рухомого зарядженого тіла магнітне поле відіграє роль середовища, що принципіально невід'ємне від рухомого зарядженого тіла. Якщо йде мова про заряджене тіло макроскопічних розмірів, то ми ще можемо зберегти протиставлення позірної маси, частково зумовленої магнітним полем, і його справжньої маси, розуміючи під справжньою масою масу незарядженого тіла. Інша справа електрон. Матеріальна частинка з масою, що дорівнює масі електрона, але позбавлена властивого електронів заряду, ніколи не спостерігалась, і ми не маємо підстав припускати, що існування електрона, позбавленого заряду, взагалі можливе. Через це ми не можемо розглядати рух електрона окремо і незалежно від супровідного йому магнітного поля. Ми повинні тому зробити висновок, що інертність магнітного походження для електрона зовсім не є зовнішньою властивістю. Оскільки „позірна маса“ електрона зумовлена магнітним полем, а магнітне поле невід'ємне від рухомого електрона, то очевидно, що позірна маса і повинна розглядатись як справжня маса електрона.

Енергія магнітного поля зростає при збільшенні швидкості руху приблизно пропорціонально квадратові швидкості. В зв'язку з цим інертність зарядженого тіла, зумовлена магнітним полем, не є величина інваріантна, а залежить від швидкості руху. Чим більша швидкість, тим значніший вплив магнітного поля на заряджене рухоме тіло, тим стійкіший рух. Інертність магнітного походження найменше значення має тоді, коли тіло в спокої. Проте, і в цьому випадку вона зовсім не дорівнює нулеві, бо для того, щоб привести заряджене тіло, яке перебувало раніше в спокої, в рух, уже треба витратити роботу на утворення магнітного поля.

Електромагнітна маса електрона може бути наперед обчислена теоретично. Один із простіших розрахунків, проте, недосить точний з причин, які будуть вказані нижче, такий.

Припустимо, що крім маси електромагнітного походження, електрон має ще масу якогось іншого, не зв'язаного з його зарядом походження. Чи вірне це припущення, чи ні, до цього питання ми повернемося пізніше. Позначимо цю особливу неелектромагнітну масу буквою μ . Якщо електрон рухається з швидкістю v , то кінетична енергія його дорівнює $\mu \frac{v^2}{2}$.

Електродинаміка встановлює, що магнітне поле рухомого зарядженого тіла великою мірою залежить від розмірів тіла і від того, як розміщені заряди всередині тіла. Якщо рухоме тіло являє собою сферу радіуса a , заряджену кількістю електрики e , зосередженої на поверхні сфери, то енергія магнітного поля такого тіла, що рухається із швидкістю v , наближено дорівнює $W_m = \frac{e^2 v^2}{3a c^2}$. Таким чином, загальна енергія електрона,

якщо припускати, що електрон сферичний і що заряд його рівномірно розміщений по поверхні сфери, дорівнює:

$$\mu \frac{v^2}{2} + \frac{e^2}{3a} \frac{v^2}{c^2} = \left(\mu + \frac{2}{3} \frac{e^2}{ac^2} \right) \frac{v^2}{2}.$$

Неважко бачити, що вираз, узятий в дужки, відіграє роль маси:

$$m = \mu + \frac{2}{3} \frac{e^2}{ac^2}.$$

Якби ми виходили з гіпотези, що заряд електрона не зосереджений на його поверхні, а рівномірно розподілений по всьому його об'єму, то ми дістали б для електромагнітної маси електрона аналогічний вираз, помножений на $\frac{2}{5}$ замість $\frac{2}{3}$. Одержана нами формула показує, що електромагнітна маса електрона, так само як і всякого взагалі сферичного зарядженого тіла, тим більша, чим менший його радіус. Якби ми захотіли експериментально виявити інертність електромагнітного походження, вивчаючи рух заряджених кульок, нам це, безумовно, не вдалося б, не зважаючи на надзвичайну точність сучасного лабораторного досліду. Справді, знайдена нами формула показує, що кулька радіусом в 1 см (а така кулька, як відомо, має ємність, рівну одному сантиметрові в абсолютних електростатичних одиницях), заряджена до потенціала в мільйон вольтів, має масу, зумовлену електромагнітним полем, рівну

$$\frac{2}{3} \frac{e^2}{ac^2} = \frac{2}{3} \left(\frac{10^6}{300} \right)^2 \frac{1}{(3 \cdot 10^{10})^2} \approx 10^{-13} \text{ г.}$$

Припустимо, що вся маса електрона — електромагнітного походження, тобто що $\mu = 0$, в такому випадку знайдена нами формула дозволяє обчислити радіус електрона. Справді, з досліду знайдено, що маса електрона в 1847 раз менша маси атома водню; отже, вона дорівнює частці від ділення 1 г на число Авогадро і на 1847, що дає $m = 9 \cdot 10^{-28}$ г.

Звідси:

$$a = \frac{2}{3} \frac{e^2}{c^2} \frac{1}{m} = \frac{2}{3} \left(\frac{4,77 \cdot 10^{-10}}{3 \cdot 10^{10}} \right)^2 \cdot \frac{1}{9 \cdot 10^{-28}} \approx 2 \cdot 10^{-13} \text{ см.}$$

Це співвідношення вказує на те, що радіус електрона в 100 000 раз менший від радіуса атома (радіус атома — величина порядку 10^{-8} см).

§ 402. Поперечна і поздовжня маса електрона. Формула Лоренца—Ейнштейна для залежності маси електрона від швидкості. Розрахунок маси електрона, який ми навели в попередньому параграфі, правильний тільки для швидкостей малих порівняно з швидкістю світла. Він стає неточним, якщо швидкість руху електрона досягає помітних часток швидкості світла. При дальшому збільшенні швидкості похибка одержаних нами формули швидко зростає.

Для спрощення розрахунку ми ввели три припущення, які при точному розрахунку не можуть мати місця.

Поперше, ми прийняли, що енергія магнітного поля рухомого електрона виражається простою формулою $W_m = \frac{e^2}{3a} \left(\frac{v}{c} \right)^2$. Насправді залежність енергії магнітного поля електрона від швидкості його руху виражається складнішим законом. Закон цей може бути написаний у вигляді нескінченного ряду, в якому прийнятий нами вираз $\frac{e^2}{3a} \left(\frac{v}{c} \right)^2$ відіграє роль

першого члена, при чому всі інші члени ряду містять вищі степені відношення $\frac{v}{c}$. При швидкостях малих порівняно з швидкістю світла, коли відношення $\frac{v}{c}$ значно менше одиниці, сума всіх дальших членів ряду становить незначну величину, на яку можна не зважати порівняно з першим членом ряду.

Подруге, ми не взяли до уваги надзвичайно важливої особливості маси електрона, а саме залежності маси від напрямку. Ми припускали, що маса електрона від напрямку прискорення не залежить. Ми припускали, інакше кажучи, що стійкість руху електрона з погляду числового значення швидкості і з погляду прямолінійності траєкторії однакова. Насправді це не так. Виявляється, що при швидкості руху електрона, близькій до швидкості світла, легше надати електроніві бічного прискорення, тобто порушити прямолінійність цього руху, ніж збільшити числове значення швидкості в напрямі його шляху.

Перший закон Ньютонової механіки говорить, що всяке тіло, залишене на самого себе, зберігає стан рівномірного прямолінійного руху. Вплив сил виявляється або в тому, що швидкість тіла змінюється щодо величини, або в тому, що порушується прямолінійність його траєкторії. Вже в цьому класичному формулюванні першого закону механіки можна бачити натяк на двоїстість маси. З одного боку, маса зумовлює стійкість швидкості руху, з другого — вона визначає прямолінійність траєкторії. В зв'язку з цим ми могли б говорити про інертність поздовжню і про інертність поперечну. Під поздовжньою інертністю ми повинні були б у такому випадку розуміти той опір, який тіло чинить, коли ми хочемо надати тілу додаткового прискорення в напрямі його шляху; під поперечною інертністю ми повинні були б розуміти опір, що його тіло чинить при спробі змінити напрям його руху. Проте, в класичній механіці, коли мова йде про рух незаряджених тіл, таке розчленовання маси або інертності тіла на масу поздовжню і поперечну, хоч і було б логічне, але не могло б дати ніякої користі, бо другий закон механіки Ньютона встановлює, що інертність тіла для різних кутів між швидкістю і прискоренням чисельно однакова. Те саме має місце і для електрона при малих швидкостях руху. Але при великих швидкостях опір, що його чинить електрон при спробі надати йому прискорення в напрямі шляху, не дорівнює опоріві, що його при тій самій швидкості руху чинить електрон, коли ми хочемо надати йому прискорення в напрямі, перпендикулярному до напрямку руху. Легше викривити траєкторію електрона, який швидко летить, ніж чисельно збільшити швидкість його руху. Тому в динаміці електрона розмежування поздовжньої і поперечної маси є істотно необхідним.

Примітка. Коли ми маємо масу, що залежить від швидкості, то виникає потреба вибрати між двома можливими формулюваннями другого закону механіки:

$$I. F = m \frac{dv}{dt}$$

$$II. F = \frac{d(mv)}{dt}$$

Все сказане в наведеному вище абзаці стосується того випадку, коли в побудові механіки ми виходимо з першого „шкільного“ формулювання: $F = m \frac{dv}{dt}$. В цьому випадку, беручи до уваги той факт, що однакові за величиною сили надають електроніві різних прискорень залежно від кута між силою і напрямом руху, ми неминуче приходимо до розмежування понять поздовжньої і поперечної маси електрона.

Інакше стоїть справа, коли в побудові механіки виходити з Ньютонового формулювання другого закону: $F = \frac{d(mv)}{dt}$. Тоді, виявляється, вже немає потреби розрізнати поздовжню

і поперечну масу електрона; в цьому випадку для всіх кутів між силою і напрямом руху ми повинні будемо приписати електроніві ту саму масу, а саме таку, яку в першому випадку ми приписуємо електроніві при поперечній дії сили.

Третє спрощення, яке ми зробили в наведеному вище розрахунку маси електрона, полягало в тому, що ми ігнорували можливу мілілінійну форму електрона. Електромагнітне поле, викликане електронем, впливає на електрон, коли ми хочемо змінити швидкість і напрям його руху. Поставляється питання, чи не існує цього впливу завжди, зокрема і тоді, коли електрон рухається прямолінійно і рівномірно, і чи не зводиться в такому випадку вплив поля на електрон до стаціонарної деформації поверхні електрона. Тут немає можливості викладати всі ті міркування, які зв'язані з цим питанням. У всякому разі треба відзначити, що коли б формули електродинаміки і дані досліду привели нас до висновку, що електромагнітне поле справді деформує електрон, то було б неправильно розглядати цей висновок як несподіваний і незрозумілий.

Уперше строгий розрахунок залежності поздовжньої і поперечної маси електрона від швидкості його руху і від величини його заряду був проведений в 1902 р. Абрагамом. Абрагам виходив з гіпотези сферичного розподілу заряду і припускав, що форма електрона під час його руху не змінюється.

Трохи пізніше Лоренц обчислив масу електрона, виходячи з іншої гіпотези, а саме Лоренц припустив, що рух електрона супроводиться його сплюсненням у напрямі руху, при чому розміри електрона в напрямі перпендикулярному до руху, залишаються незмінними, а радіус електрона в напрямі руху зменшується пропорціонально $\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}$, де v — швидкість руху електрона, а c — швидкість світла.

Гіпотеза деформованого електрона виникла як один із способів пояснення причин негативного результату дослідів Майкельсона (§ 13). Завдання дослідів Майкельсона, які він уперше поставив у 1881 р. і які пізніше продовжили Морлей і Міллер, полягало в тому, щоб з допомогою спектральних методів встановити швидкість руху Землі відносно світового ефіру. Аналіз дослідів Майкельсона привів Ейнштейна до теорії відносності. Висновки теорії відносності стосуються до законів, які визначають залежність маси електрона від швидкості, збігаються з висновками Лоренца. Математичний зміст теорії відносності і гіпотези стиску електрона майже однаковий.

Формули, що їх дістали Лоренц і Ейнштейн для залежності поперечної m_{\perp} і поздовжньої m_{\parallel} маси електрона від швидкості v , мають такий вигляд:

$$m_{\perp} = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}; \quad (11)$$

$$m_{\parallel} = \frac{m_0}{\left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{\frac{3}{2}}}, \quad (12)$$

де m_0 — маса електрона, що перебуває в стані спокою; $m_0 = \frac{2}{3} \frac{e^2}{ac^2}$.

Якщо праву частину цих формул розкласти в ряд Тейлора, то встановимо:

$$m_{\parallel} = m_0 \left(1 + \frac{3}{2} \frac{v^2}{c^2} + \frac{15}{8} \frac{v^4}{c^4} + \frac{35}{16} \frac{v^6}{c^6} + \dots \right),$$

$$m_{\perp} = m_0 \left(1 + \frac{1}{2} \frac{v^2}{c^2} + \frac{3}{8} \frac{v^4}{c^4} + \frac{5}{16} \frac{v^6}{c^6} + \dots \right).$$

При малих швидкостях, коли $\frac{v}{c}$ дуже мале, формули ці дають відповідно до одержаного нами вище виразу:

$$m_{\perp} = m_{\parallel} = m_0 = \frac{2}{3} \frac{e^2}{ac^2}.$$

Експериментальні дані говорять на користь теорії Лоренца і Ейнштейна; формули, виведені Абрагамом на підставі гіпотези недеформованого електрона, даним дослідів не відповідають.

§ 403. Результати експериментальної перевірки формули Лоренца—Ейнштейна. Залежність маси електрона від швидкості експериментальним шляхом була вперше вивчена Кауфманом (1899—1906 рр.). Кауфман вимірював відхилення β -променів радію (потік електронів¹⁾) в магнітному і електричному полях. З величини відхилення електронів від прямолінійного шляху знаючи напруженості магнітного й електричного полів, неважко обчислити поперечну інертність електрона (§ 384). Виміри Кауфмана мали якісний характер і не могли з достатньою виразністю вказати, яким формулам, Лоренца—Ейнштейна чи формулам Абрагама, ми повинні дати перевагу.

В 1909 р. були опубліковані нові точні дослідження Бухерера, повторені ще з більшою точністю в 1914 р. Нейманом. Бухерер, так само як і Кауфман, вивчав відхилення β -променів радію в магнітному і електричному полях. Ці виміри незаперечно встановили, що ніякої іншої маси, крім маси електромагнітного походження, електрон не має. Якби крім маси електромагнітного походження, яка за теорією Лоренца—Ейнштейна повинна дорівнювати $\frac{m_0}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}}$, електрон мав ще масу μ

неелектромагнітного походження, що від швидкості не залежить, то тоді залежність сумарної поперечної маси електрона від швидкості повинна була б визначатись формулою:

$$m_{\perp} = \mu + \frac{m_0}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}}.$$

Неважко бачити, що в цьому випадку добуток безпосередньо спостереженої маси m_{\perp} на $\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}$ не був би величиною сталою, а мав би різні значення залежно від швидкості руху електронів, а саме: цей добуток повинен був би меншати при зростанні швидкості. Навпаки, якщо ніякої іншої маси, крім маси електромагнітного походження, електрон не має, то добуток спостереженої поперечної маси електрона m_{\perp} на $\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}$ повинен був би бути величиною, однаковою для всіх швид-

¹⁾ В радіоактивних випромінюваннях ми розрізняємо три види променів: α -промені, які являють собою потік викинутих з надр радіоактивних атомів позитивно заряджених дво- або тривалентних іонів гелію, β -промені, які складаються з електронів, і γ -промені, що аналогічні звичайному рентгеновому промінню, але відрізняються від нього значно меншою довжиною хвилі.

костей руху, числово рівною масі електрона, що перебуває в стані спокою. Нейман, вивчаючи відхилення електронів від прямолінійного шляху в магнітному й електричному полях, дістав для добутку $m_{\perp} \cdot \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}$ такі значення (див. табл. 24):

Таблиця 24.

$\frac{v}{c}$	0,30	0,40	0,60	0,71	0,85
$m_{\perp} \cdot \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} \cdot 10^{30} =$	9,01	9,03	9,03	9,05	9,00

Ця таблиця з очевидністю показує, що добуток $m_{\perp} \cdot \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}$ залишається однаковим для всіх швидкостей руху; отже, $\mu = 0$; значить, вся маса електрона зумовлена його зарядом, і ніякої іншої маси, крім маси електромагнітного походження, електрон не має.

В 1921 р. нові старанні виміри відхилення електронів від прямолінійного шляху магнітним і електричним полями були проведені в Швейцарії Гіжем, Ратновським і Лаванші. Було досліджене швидке катодне проміння. Деякі результати цих вимірів дані в табл. 25. В першій графі цієї таблиці вказане відношення швидкості руху електрона до швидкості світла; в другій — відношення маси електрона m_{\perp} при швидкості v до маси електрона m_0 , що перебуває в стані спокою; в третій дані значення того ж відношення, обчислені за формулою Лоренца — Ейнштейна.

Таблиця 25.

$\frac{v}{c}$	$\frac{m_{\perp}}{m_0}$ спост.	$\frac{m_{\perp}}{m_0}$ обчисл.	Δ
0,258	1,041	1,035	+ 0,006
0,303	1,046	1,049	- 0,003
0,355	1,070	1,069	+ 0,001
0,404	1,096	1,094	+ 0,002
0,483	1,139	1,142	- 0,003

Остання графа цієї таблиці показує різницю між числами двох попередніх граф. Проглядаючи цю графу, легко бачити, що відхилення спостережених величин від обчислених незначні й випадкові і скорше повинні бути віднесені на рахунок похибки досліду, ніж на рахунок неточності формули.

РОЗДІЛ XV.

ФІЗИЧНІ ОСНОВИ ЕЛЕКТРОХЕМІЇ.

§ 404. Електроліз. Дисоціація на іони. Речовини, які проводять струм і при цьому розкладаються, називають провідниками другого роду, або електролітами, самий же розклад їх електричним струмом — електролізом (§ 378). До електролітів належать розчини кислот, лугів і солей як у воді, так і в інших розчинниках. Крім того, електролітичну провідність мають розтоплені солі.

Не треба, проте, вважати, що електролітична провідність завжди зв'язана з розтопленням або розчиненням станом речовини. Мідь, будучи розтоплена, залишається провідником першого роду (проводячи струм, вона при цьому хімічно не змінюється). Проходження струму через розчин натрію в рідкому амоніаку теж не супроводиться процесом розкладу. З другого боку, деякі солі вже в твердому стані, особливо при нагріванні, виявляють електролітичну провідність.

Найбільш наочний приклад електролізу твердого тіла являє електроліз скла (стоп натрій-силікату і калій-силікату). Анодом (А, рис. 423) є амальгама (ртутний розчин) натрію, що міститься в нагрітому до 300° фарфоровому тиглі, катодом (К) — алюмінієвий дріт; *g* — скляна трубка з дуже розрідженим гелієм. Ми маємо, отже, коло: алюмінієвий катод — розріджений гелій — нагріте скло — амальгама натрію. Внаслідок великого опору цього кола джерело струму повинне давати напругу не менше 200 V. Як тільки коло замкнене, наявність у ньому струму виявляється свіченням гелію, що наповнює трубку, а розклад скла — виділенням на внутрішній стінці трубки однієї з складових частин скла — натрію у вигляді блискучого металічного дзеркала (на рис. 423 відзначено пунктиром).

Всякий електричний струм є переміщенням електричних зарядів. Електричний струм можуть проводити тільки такі середовища, в яких є електрично заряджені частинки, що мають потрібну рухливість, здатні переміщатись. У металах носіями електрики є електрони, в електролітичних розчинах — іони, на які розчинник розщеплює молекули розчиненої речовини.

Не слід, проте, вважати, що іони виникають лише тоді, коли, наприклад, кристалик солі попадає у воду. Згідно з електронною теорією валентності утворенню молекули (для багатьох складних речовин) передують електронний обмін між атомами елементів, які сполучаються; в результаті цього обміну одні атоми віддають електрони, перетворюючись у позитивні іони, а інші набувають електрони, стаючи негативними іонами, після чого ті й другі, внаслідок взаємного електричного притягання, утворюють електрополярну або, як говорять інакше, гетерополярну молекулу.



Рис. 423. Електроліз скла.

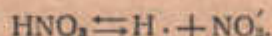
Число електронів, яке при цьому віддає або набуває атом того чи іншого елемента, визначається його валентністю. Наприклад, атоми кисню (двовалентний елемент), сполучаючись з атомами інших елементів, завжди набувають по два електрони, атоми хлору (одновалентний елемент) — по одному електрону; атоми металів завжди віддають електрони.

Втрату тієї чи іншої кількості електронів звичайно зображають відповідним числом точок, приставлених до символу даного елемента (наприклад, одновалентний іон натрію — Na^{\cdot} , двовалентний іон міді — $\text{Cu}^{\cdot\cdot}$). Набування ж електронів зображають рисочками (наприклад, O'' , Cl'). Молекула мідьII-оксиду зображається так: $\text{Cu}^{\cdot\cdot}\text{O}''$; мідьII-хлориду — $\text{Cu}^{\cdot\cdot}\text{Cl}_2'$; натрій-хлориду — $\text{Na}^{\cdot}\text{Cl}'$.

Дія розчинника полягає лише в тому, що він розщеплює молекулу складної речовини на ті іони, які в ній уже заздалегідь існують.

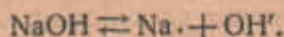
Розпад молекул на іони відбувається за такими схемами.

I. Кислоти дисоціюють на іони водню (протони) і іони кислотного лишку. Наприклад:

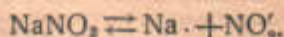


Іони H^{\cdot} при цьому гідратуються, тобто сполучаються з молекулами води, утворюючи складні („комплексні“) іони $\text{H}_3\text{O}^{\cdot}$, так звані іони гідроксонію. Саме іони гідроксонію і є носіями „кислотних“ властивостей розчинів кислот, а не вільні протони, як вважали раніше.

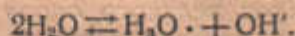
II. Луги дисоціюють на іони металу і іони гідроксилу (водного лишку). Наприклад:



III. Солі дисоціюють на іони металу і іони кислотного лишку. Наприклад:



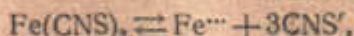
IV. Вода також у незначній мірі дисоціює за рівнянням:



Основною причиною такої руйницької дії води на молекули є її здатність зменшувати напруженість електростатичного поля в певне число разів, рівне її діелектричній сталій (для води $\epsilon = 81$; § 288 і 289). Щодо діелектричної сталі, а звідси і щодо дисоціюючої здатності води належить перше місце серед усіх відомих рідин. З останніх порівняно велику діелектричну сталу має винний (етиловий) спирт; більшість же рідин мають діелектричні сталі, які мало перевищують одиницю, тобто ці рідини майже зовсім не „екранують“ електричних сил; наприклад, діелектрична сталі бензолу 2,3; бензину — ще менша. Тому в цих рідинах солі, кислоти й луги майже не розчиняються і не дисоціюють на іони.

Якщо розчинити у воді якийнебудь електроліт, молекули якого мають інше забарвлення, ніж іони, то забарвлення, властиве молекулам, не зовсім зникає. Так, залізоIII-тіоціанат $\text{Fe}(\text{CNS})_3$, яке дисоціює за схемою

⊙



в досить концентрованих розчинах ще зберігає кривавочервоний відтінок, властивий його молекулам. Отже, дисоціація молекул на іони не є повною. Проте, немає підстави вважати, що одні молекули залізоIII-тіоціанату міцніші, ніж інші, і більш здатні протистояти дисоціуючій дії води. Оскільки взаємне притягання протилежно заряджених іонів у водному розчині не повністю зникло, а тільки сильно ослабло, порад

з дисоціацією молекул у розчині повинне відбуватись і безперервне їх новоутворення шляхом зчеплення іонів при взаємній їх зустрічі. Цей процес відірвання іонів у молекулу називають молізацією. Якщо за одиницю часу стільки ж молекул розпадається, скільки й утворюється знов, то розчин перебуватиме в стані рівноваги: всі його властивості, зокрема і забарвлення, залишатимуться незмінними.

§ 405. Степінь дисоціації. Закон Оствальда. При рівновазі в розчині число молекул, які виникають за одиницю часу, в наслідок випадкових стикань протилежно заряджених іонів, дорівнює числу молекул, які розпадаються за той же проміжок часу на іони. Позначимо загальне число молекул розчиненої речовини в одиниці об'єму буквою N . Степінь дисоціації, тобто відношення числа молекул, які розпались на іони, до загального числа молекул розчиненої речовини позначимо через α . Число молекул, які не зазнали розпаду, дорівнює, очевидно, $(1 - \alpha)N$, число позитивних іонів дорівнює αN і таким же буде число негативних іонів (у тому випадку, звичайно, якщо молекула при дисоціації розпадається тільки на два іони).

Імовірність співударяння якогонебудь негативного іона з одним з позитивних іонів пропорціональна числу позитивних іонів αN . Загальне число співударянь іонів, α , значить, і число молекул, що виникають за одиницю часу, пропорціональне: поперше, імовірності, що даний негативний іон зустрінеється з якимсь позитивним іоном, і, подруге, числу негативних іонів; отже, воно пропорціональне добуткові $\alpha N \cdot \alpha N$. Якщо коефіцієнт пропорціональності позначити літерою K_1 , то ми можемо написати, що число молекул, які виникають за одиницю часу, дорівнює $K_1 \alpha^2 N^2$.

З другого боку, очевидно, що число молекул, які розпадаються за одиницю часу на іони в зв'язку з іонізуючою дією розчинника, буде тим більше, чим більше при інших рівних умовах загальне число молекул, які не розпались. Якщо в даному випадку коефіцієнт пропорціональності ми позначимо літерою K_2 , то можемо написати, що число молекул, які розпадаються за одиницю часу на іони, дорівнює

$$K_2(1 - \alpha)N.$$

Через те що при рівновазі процес дисоціації повинен зрівноважуватися процесом молізації, то

$$K_1 \alpha^2 N^2 = K_2(1 - \alpha)N,$$

звідки

$$\frac{\alpha^2}{1 - \alpha} N = \text{const.} \quad (1)$$

Це рівняння відоме під назвою закону Оствальда.

Вливу температури на інтенсивність процесів молізації і дисоціації в попередніх міркуваннях ми не брали до уваги, тому праву частину названого рівняння, яку ми назвали константою, ми в дійсності можемо розглядати як величину, незмінну тільки в тому випадку, коли температура розчину стала. Закон Оствальда зв'язує, таким чином, степінь дисоціації α з числом молекул N розчиненої речовини в одиниці об'єму, тобто з концентрацією розчину, але він не встановлює залежності степеня дисоціації від температури.

Неважко бачити, що коли N у законі Оствальда меншає, то $\frac{\alpha^2}{(1 - \alpha)}$ повинне зростати, отже, α повинна наближатись до одиниці. Це значить, що при розведенні розчину степінь дисоціації зростає. В графіці, в нескінченно розведеному розчині, степінь дисоціації повинен до-

рівнювати одиниці, тобто всі молекули розчиненої речовини повинні бути дисоційовані на іони. В розведеному розчині іони більш віддалені один від одного, і можливість утворення недисоційованих молекул знижена.

Закон Оствальда може бути виведений також термодинамічним шляхом у припущенні, що молекули розчиненої речовини і іони в розчині не взаємодіють один з одним. Якщо ця передумова більш-менш законна щодо молекул, то щодо іонів вона, очевидно, не вірна. На взаємодію іонів можна не зважати тільки у випадку дуже розведеного розчину, коли іони в достатній мірі віддалені один від одного. Тому закон Оствальда є граничним законом.

В сучасній теорії електролітичних розчинів, з погляду здатності до дисоціації, слабкі електроліти протиставляються сильним. Для перших залишається в силі поняття „ступінь дисоціації“ і регулюючий її закон розведення Оствальда. Для сильних же електролітів, до яких зокрема належать майже всі солі, дисоціація приймається повною при якій завгодно розведеннях.

§ 406. Стан електролітів у розчинах. Сильні і слабкі електроліти; гідроліз; комплексні іони; буферні системи. Сили „хімічного спорівлення“, як раніше називали причини хімічних реакцій, являють собою з сучасного погляду сили електричної взаємодії, які діють між елементарними частинками речовини, молекулами і атомами, на віддаль, сумарних з розмірами молекул і атомів. Якісна відміна хімічних взаємодій від звичайних електричних залежить, отже, від кількісної відміни, від віддалей.

Розглянемо з цього погляду електролітичний розклад і ознайомимось з рядом важливих явищ, що супроводять його: з поділом електролітів на сильні і слабкі, з поступовою дисоціацією багатоосновних електролітів, з гідролізом, утворенням комплексних іонів і з так званими буферними системами.

Для цього уявимо собі іон спрощено у вигляді сфери певного радіуса з зарядом у центрі.

Радіуси іонів відомі з рентгеноаналізу кристалів і виражаються такими числами, якщо радіус іона O'' прийняти за одиницю¹⁾:

Одновалентні іони: $F' = 1,01$, $Cl' = 1,37$, $Br' = 1,49$, $J' = 1,67$, $ClO_4' = 2,26$.

Двовалентні іони: $(O'' = 1)$, $S'' = 1,32$, $SO_4'' = 2,26$.

Тривалентні іони: $N''' = 0,98$, $PO_4''' = 2,26$.

„Об'ємність“ атомів і іонів залежить від наявності в них електронної оболонки, взаємне відштовхування яких перешкоджає атомам і іонам швидко зближуватись. Через те що у протона (тобто водневого атома позбавленого свого єдиного електрона) електронної оболонки немає, приймають, що він може наблизитись до будьякого негативного іона на довільно близьку віддаль (і навіть „зав'язнути“ в його електронній оболонці), тобто радіус протона в теоретичних розрахунках звичайно приймають рівним нулеві.

Уявимо собі тепер молекулу, утворену зчепленням негативного одновалентного іона X' і протона H' (рис. 424, а). Потенціальна енергія цієї молекули HX згідно з електростатикою дорівнює: $-\frac{e^2}{r}$, де r — віддаль між центрами X' і H' , яка дорівнює, як видно з рисунка, просто радіусу іона X' . Через те що радіуси іонів ми виражаємо у відносних одиницях, то і потенціальна енергія тут і далі виражена у відносних одиницях. Цілком так само ми розраховуємо і потенціальну енергію іона XH'' , де

¹⁾ В абсолютних одиницях „радіус сфери дії“ іона O'' дорівнює $1,32 \cdot 10^{-8}$ см.

приклад, гідроксиду OH^- , з тією тільки різницею, що тут протон приєднується не до одновалентного, а до двовалентного іона X^{n-} (наприклад, $\text{O}^{2-} + \text{H} = \text{OH}^-$) із зарядом $2e$; отже, потенціальна енергія виявляється рівною $-\frac{2e^2}{r}$, де r — радіус іона X^{n-} .

Уявимо тепер молекулу H_2X з протонами, розміщеними по обидві сторони двовалентного іона X^{n-} (рис. 424, *b*). Для того щоб розщепити її на окремі іони, ми повинні двічі витратити енергію $\frac{2e^2}{r}$ (на розрив кожного з двох зв'язків між X^{n-} і H^+), але частина цієї витрати буде компенсована при цьому тією позитивною роботою, яка буде виконана протонами, що віддаляються один від одного, як однойменно зарядженими тілами. Беручи до уваги, що заряди протонів дорівнюють e , а початкова віддаль їх у молекулі $2r$ (рис. 424, *b*), знаходимо цю роботу: $\frac{e^2}{2r}$. Отже, повна потенціальна енергія молекули H_2X дорівнює:

$$-\frac{4e^2}{r} + \frac{e^2}{2r} = -\frac{3,5e^2}{r}$$

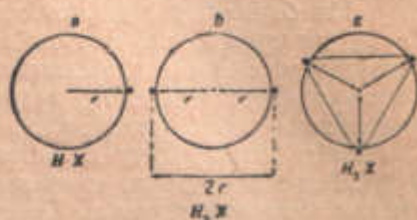


Рис. 424.

З погляду електростатики ми не бачимо підстави для того, щоб іон X^{n-} , уже приєднавши два протони з утворенням нейтральної молекули XH_2 , не міг приєднати ще й третього протона (рис. 424, *c*) з утворенням позитивно зарядженого комплексного іона H_3X^+ .

Потенціальна енергія H_3X^+ , як легко розрахувати, користуючись наведеними при розрахунку H_2X міркуваннями, становить: $-\frac{4,268e^2}{r}$.

Таким чином, приєднання третього протона до нейтральної молекули H_2X (наприклад, перетворення молекули H_2O на іон гідроксонію H_3O^+) є процес, зв'язаний з виділенням енергії (в кількості: $\frac{4,268e^2}{r} - \frac{3,5e^2}{r}$) і тому енергетично виправданий.

З одержаних числових даних, приєднавши до них розраховані таким же способом потенціальні енергії для випадку, коли X — тривалентний негативний іон, складаємо таку розрахункову таблицю потенціальних енергій окремих хемічних форм:

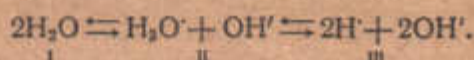
Таблиця 26.

	X	XH	XH ₂	XH ₃
X одновалентний	0	$-\frac{e^2}{r}$	$-\frac{1,5e^2}{r}$	$-\frac{1,268e^2}{r}$
X двовалентний	0	$-\frac{2e^2}{r}$	$-\frac{3,5e^2}{r}$	$-\frac{4,268e^2}{r}$
X тривалентний	0	$-\frac{3e^2}{r}$	$-\frac{5,5e^2}{r}$	$-\frac{7,268e^2}{r}$

З допомогою цієї таблиці і значень іонних радіусів можна зробити, як ми покажемо, висновки про рівноваги різних електролітів при заданих хемічних умовах. Залишаючи осторононь впливи температури і концентрації, які ускладнюють розрахунок (але не мають у розглянутих нижче випадках переважного значення), можемо прийняти, що хемічний рівновазі близько відповідає мінімум потенціальної енергії системи.

Розглянемо спочатку стан хемічно чистої води. Поряд з молекулярним станом можна припустити для води цілий ряд інших станів,

з яких ми розглянемо два: розпад молекул H_2O на іони OH' і H' (старо-уявлення про електролітичну дисоціацію води) і розпад молекул H_2O на іони гідроксилу і гідроксонію (сучасне уявлення):



Для кожного з трьох можливих варіантів рівноваги розраховуємо його потенціальну енергію, підсумовуючи потенціальні енергії індивідуальних форм, які беруть у них участь:

$$\begin{array}{r} 2H_2O \rightleftharpoons H_3O^+ + OH' \rightleftharpoons 2H^+ + 2OH' \\ \underline{2 \cdot 3,5} \quad \underline{4,268} \quad \underline{2} \quad \underline{0} \quad \underline{2 \cdot 2} \\ \underline{-7e^2} \quad \underline{-6,268e^2} \quad \underline{-4e^2} \\ \underline{r} \quad \underline{r} \quad \underline{r} \end{array}$$

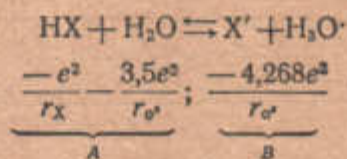
Ми бачимо, що домінуючим станом води повинен бути молекулярний стан як такий, що має найменшу потенціальну енергію; тільки в незначній мірі може здійснитись розпад молекул на H_3O^+ і OH' , бо потенціальна енергія першого варіанту значно менша, ніж другого, і практично не повинен зовсім мати місце розпад на OH' і H' , бо потенціальна енергія відповідного варіанту дуже велика.

Легко зрозуміти, чому в чистій воді не відбувається масового утворення іонів гідроксонію. Приєднання протона до молекули води тут може відбутись тільки за рахунок відщеплення його від іншої молекули води.

Потрібна для цього витрата енергії: $\frac{3,5e^2}{r} - \frac{2e^2}{r} = \frac{1,5e^2}{r}$ не компенсується виділенням енергії при утворенні іона H_3O^+ :

$$\frac{4,268e^2}{r} - \frac{3,5e^2}{r} = \frac{0,768e^2}{r}$$

Уявімо собі тепер, що у воді розчинена одноосновна кислота HX . Між іонами X' і O'' виникає конкуренція за максимальне насичення своїх силових полів протонами. Подивимось, чи може і при яких умовах ця боротьба мати наслідком перетягування єдиного протона від X' до O'' (з утворенням іона гідроксонію):



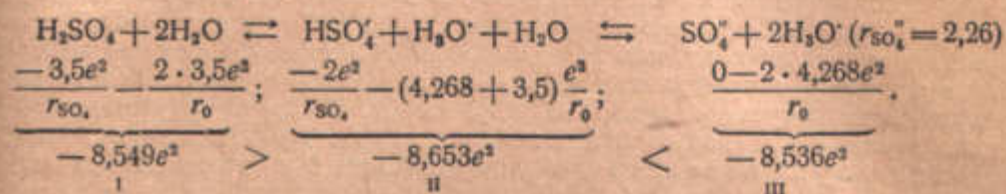
Якщо $A < B$, розчинена у воді кислота HX залишиться у молекулярному стані і буде тільки незначно дисоціювати на X' і H_3O^+ ; таку кислоту ми назвемо слабкою кислотою. Коли ж виявиться, що $A > B$, то, навпаки, кислота HX повинна дисоціювати у воді майже цілком, тобто виявиться сильною кислотою. Очевидно, що все залежить від величини r_x . Підставивши $r_o'' = 1$ і розв'язавши відносно r_x рівняння:

$$-\frac{e^2}{r_x} - 3,5e^2 = -4,268e^2, \text{ звідки } r_x = 1,30,$$

знайдемо, що кислота буде сильною, якщо радіус кислотного лишку буде більший 1,30, і слабкою, якщо $r_x < 1,30$. Пояснимо цей висновок. Витрати

енергії на відщеплення протона від молекули HX тим менша, чим більший радіус кислотного лишку X' ; при $r_x > 1,30$ енергія, потрібна для відщеплення протона, стає настільки малою, що з надвишком компенсується за рахунок енергії утворення іона гідроксонію, і тому дисоціація кислоти стає повною. Повернувшись до наведених на стор. 450 числових значень радіусів одновалентних негативних іонів, знаходимо, що тільки радіус іона F' ($r_F = 1,01$) менший 1,30, отже, кислота HF протилежно кислотам HCl , HBr і HJ повинна бути слабкою кислотою; найсильнішою ж одноосновною кислотою повинна бути перхлоратна кислота $HClO_4$, бо радіус кислотного лишку ClO_4' значно перевищує радіуси Cl' , Br' і J' .

В електрохімічних дослідах найчастіше користуються розчинами двоосновної сульфатної кислоти. Подивимося, у якому стані вона повинна перебувати в цих розчинах:



(Потенціальну енергію складного іона SO_4'' можна в даному випадку прийняти за 0.) Вправо від молекулярного варіанту ми маємо дисоціацію сульфатної кислоти двома послідовними ступенями.

Порівнюючи потенціальну енергію варіантів рівноваги, бачимо, що найменше значення II відповідає першому ступеневі дисоціації; отже, у водному розчині сульфатна кислота відщеплюватиме тільки один протон. Через те що потенціальні енергії варіантів I і III практично дорівнюють один одному, домінуючий у розчині іон HSO_4' майже в такій же мірі повинен бути схильний молізуватись, тобто повертати втрачений протон, як і відщепляти той, що лишається. Треба мати на увазі, що цей висновок, як і всі інші наші висновки, стосується розчинів середніх концентрацій. З § 405 ми знаємо, що на стан рівноваги в розчинах впливає не тільки природа речовин, що містяться в них, але і їх концентрація. Беручи сильно концентровані розчини сульфатної кислоти, ми спостерігаємо зміщення рівноваги в сторону II \rightarrow I, в сильно ж розведених розчинах в сторону II \rightarrow III.

Вивчаючи розчин сульфатної кислоти, ми спостерігаємо в ньому властиве всім багатоосновним кислотам явище поступової дисоціації: перший протон відщеплюється легко, другий — значно важче, третій, коли він є, — ще важче і т. д.

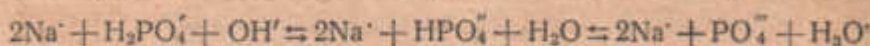
Протони зв'язані, звичайно, з однаковою силою, але легко зрозуміти, що відщеплення будьякого з них утруднює відщеплення тих, що лишаються. Наприклад, у випадку сульфатної кислоти енергія, витрачувана на відщеплення першого протона, становить $\frac{3,5e^2}{2,26} - \frac{2e^2}{2,26} = 0,663e^2$, менше, ніж виділяється при утворенні іона H_3O' , чому перший протон повністю дисоціює. На відщеплення ж другого протона витрата енергії становить $\frac{2e^2}{2,26} = 0,885e^2$, вже трохи більше, ніж може виділитись при утворенні H_3O' , тому другий протон дисоціює тільки частково.

Розглянемо в зв'язку з цим ще один приклад: водні розчини однієї двометалічних солей триосновної фосфатної кислоти ($r_{PO_4'''} = 2,26$):



$$\frac{-7,268e^2}{r_{\text{PO}_4''}} - \frac{2e^2}{r_0}; \quad \frac{-5,5e^2}{r_{\text{PO}_4''}} - \frac{3,5e^2}{r_0}; \quad \frac{-3e^2}{r_{\text{PO}_4''}} - \frac{4,268e^2}{r_0}$$

$$\frac{-5,216e^2}{A} > \frac{-5,933e^2}{B} < \frac{-5,595e^2}{C}$$



$$\frac{-5,5e^2}{r_{\text{PO}_4''}} - \frac{2e^2}{r_0}; \quad \frac{-3e^2}{r_{\text{PO}_4''}} - \frac{3,5e^2}{r_0}; \quad \frac{-4,268e^2}{r_0}$$

$$\frac{-4,433e^2}{D} > \frac{-4,827e^2}{E} < \frac{-4,268e^2}{F}$$

В обох випадках ми зважаємо на дві можливості: 1) приєднання до домінуючого іона (в першому випадку $\text{H}_2\text{PO}_4'$, в другому HPO_4'') протона від молекули води, або гідроліз солі, і 2) відщеплення домінуючим іоном одного з затримуваних ним протонів, який приєднується до молекули води з утворенням іона гідроксонію. В першому випадку, як видно з рівнянь, у воді з'являються надлишкові іони гідроксилу, тобто виникає лужна реакція, в другому випадку утворюються іони гідроксонію — кисла реакція. З порівняння підрахованих потенціальних енергій варіантів ми бачимо, проте, що форма $\text{H}_2\text{PO}_4'$ у випадку першої солі і форма HPO_4'' у випадку другої солі є в даних умовах стійкими. Бо варіанти, які включають їх, мають найменше значення потенціальної енергії. Отже, перетворення їх у тому чи другому з двох тількищо означених напрямів повинне мати місце в незначній мірі. При цьому у випадку однометалічної солі повинна переважати тенденція до розщеплення в напрямі $B \rightarrow C$, тобто розчин має слабкокисло реакцію, а у випадку двометалічної солі — в зворотному напрямі $F \rightarrow D$ (гідроліз), тобто розчин дає слабколужну реакцію, бо $D < F$.

Змішавши у відповідній пропорції розчини обох солей, можна дістати розчин строго нейтральної реакції, тобто такий розчин, який містить стільки ж іонів гідроксилу, скільки й іонів гідроксонію, і тих і інших при цьому надзвичайно малу кількість — стільки, скільки їх міститься в абсолютно чистій воді. Добутий розчин має при цьому цікаву властивість буферності. А саме, якщо додати до нього невелику кількість сильної кислоти, протони її, відщепившись, приєднуються не до молекул води, а, як легко зміркувати, до наявних іонів HPO_4'' , перетворюючи їх в іони $\text{H}_2\text{PO}_4'$; якщо ж додано луг, гідроксиди його забиратимуть протони від іона $\text{H}_2\text{PO}_4'$, перетворюючись у молекули води і перетворюючи іон $\text{H}_2\text{PO}_4'$ в іон HPO_4'' . В обох випадках розчин залишається тому майже нейтральним. У наслідок цього одно- і двометалічні солі фосфатної кислоти мають значне застосування в електрохімії в тих випадках, коли потрібно забезпечити розчиніві збереження нейтральності, не зважаючи на можливу появу в ньому в процесі досліду сильних кислот або лугів (§ 424).

Слід зазначити, що подане тут нами уявлення про будову атома і молекули є дуже спрощеним. Між елементарними частинками матеріалюють також сили, які не виражаються законом Кулона, принаймні в його простішій, використаній нами формі. Молекули не завжди мають симетричну будову; наприклад, у молекулі води обидва протони дуже зміщені від „полюсного“ положення в одну сторону. Розрахунки, які ґрунтуються на застосованих нами уявленнях, приводитимуть до висновків, погоджених з експериментом, якщо тільки метод розрахунку буде такий, що некула-

нівські роботи не будуть значно впливати на результат. Викладений нами метод розрахунку саме такий: перетворюючи систему з одного варіанту, наприклад, $HX + H_2O$, в інший, наприклад, $H_3O^+ + X^-$, ми: 1) вивираємо протон з однієї молекули і 2) додаємо його до другої; крім враховуваних нами „кулонівських“ робіт на першому шляху ми повинні виконати ще якусь роботу φ_1 проти некулонівських сил; на другому ж шляху протон, приєднуючись до молекули води, сам виконає аналогічну роботу φ_2 , яка приблизно компенсує витрачену роботу φ_1 , і ефект буде такий же, як коли б при перетворенні системи з одного стану в інший діяли тільки кулонівські сили.

Основні ідеї електростатичного методу в хемії були розвинуті в 1916—1920 рр. Косселем і Магнусом. Ці дослідники, проте, зовсім не брали до уваги впливу „хемічного середовища“. Замість різних варіантів хемічної рівноваги, де є співіснування різних хемічних форм, Коссель і Магнус розглядали окремі абстраговані хемічні форми.

Електростатичний метод у хемії вже в тому вигляді, в якому він існує в даний момент, може дати велику користь хемії. Для дальшого уточнення цього методу потрібне термодинамічне врахування впливу „фізичного середовища“, тобто врахування впливу на хемічну рівновагу концентрацій речовин і температурних умов.

§ 407. Досліди, які виявляють напрям руху іонів при електролізі. Для з'ясування якісної картини електролізу розглянемо дослід, схематично поданий на рис. 425. Кусочок фільтрувального паперу, на якому нанесено олівцем поперечну риску і позначки „+“ і „-“ на кінцях, занурюють у розчин натрій-хлориду і вміщують на скляну пластинку. Потім беруть кусочок білої нитки, занурюють пінцетом у розчин солі $[Cu(NH_3)_4]CrO_4$ і акуратно накладають вздовж риски на заготовлений папір. Після цього залишається обережно підсунути скляну пластинку під дрютяні електроди так, щоб вони лягли симетрично по обидві сторони ниточки. Результат виявляється через кілька секунд. Позитивно заряджені іони металу $[Cu(NH_3)_4]^{2+}$ рухаються від ниточки суцільним „синім фронтом“ до катода, а негативно заряджені іони кислотного лишку CrO_4^{2-} утворюють по другу сторону ниточки жовту обвідку, яка весь час розширюється і повернена до анода.

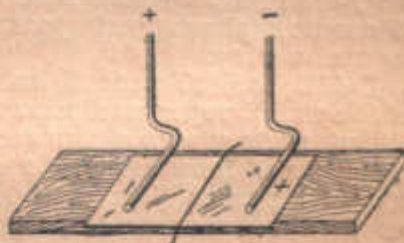


Рис. 425. Дослід, який показує рух іонів під час електролізу.

Так само можна визначити напрям руху при електролізі (а, отже, і знак заряду) інших кольорових іонів, змочуючи ниточку розчином відповідної солі, а також безбарвних іонів, якщо змусити останні виконувати на шляху певні хемічні дії, наприклад, забарвлювати „індикатор“. Так, якщо папірець змочити розчином натрій-сульфату і фенол-фталейну, а нитку — розчином ідкого натру, то після вмикання струму іони гідроксиду починають рухатись до анода „малиновим фронтом“, передній край якого вирисовано дуже чітко. В тому ж напрямі рухається друга лавина гідроксильних іонів, які утворились біля катода в наслідок побічних реакцій (§ 408).

Так само можна виявити рух водневих іонів до катода, змочивши нитку хлоридною кислотою і додавши до розчину натрій-сульфату метилоранжу (жовта фарба, яка забарвлюється водневими іонами в рожевий колір).

Напрямок руху іонів визначається силовими лініями. В цьому можна переконатись так. Заготуємо на скляній пластинці папірець, зволожений розчином $NaCl +$ метилоранж. Посиплемо її дрібними кристаликами

оксалатної кислоти і підведемо під електроди. Через короткий час у кожній крупинки оксалатної кислоти утворюється червоний язичок. Язичок здовжуватиметься і загинатиметься в тому напрямі, в якому в даному місці проходить силова лінія електричного поля. Коли язички досить здовжяться, дослід закінчують, папірець підсушують і на ньому олівцем відзначають положення кристалників і проводять у напрямі язичків силові лінії (рис. 426).

З цього досліду можна зробити висновок, що при електролітичному осіданні металу цей метал переважно осідатиме на тих ділянках катода, де силові лінії згущаються.

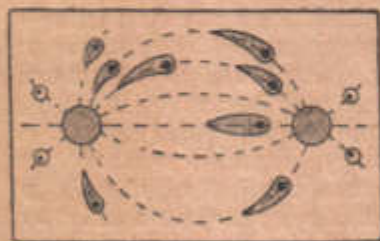


Рис. 426. Дослід, який показує рух іонів по силових лініях.

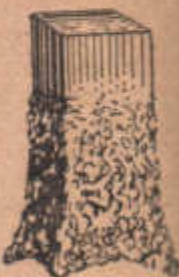


Рис. 427. Осідання металу в місцях згущення силових ліній.

Відомо, що місцями згущення силових ліній є вістря і ребра провідника. Рис. 427 показує, що в цих саме місцях і відбувається справді переважне нагромадження осаджуваного металу. Тому при гальванічному осіданні металів, для того щоб дістати рівномірний шар, не досить користуватись однією тільки

анодною пластинкою. Бажано предмет, який вкривається, оточити анодними пластинками з усіх боків, щоб забезпечити рівномірний розподіл силових ліній по всій поверхні металу.

§ 408. Побічні реакції на електродах і їх технічне застосування. Найбільший інтерес має розгляд явищ на поверхні електродів, де електронний потік у металічних частинах кола переключується на іонні потоки в електроліті. Іони нездатні проникнути в метал, як електрони нездатні перейти в розчин. Рух іонів і електронів зупиняється на поверхні електрода, і тут відбувається їх взаємна нейтралізація.

Нехай відбувається електроліз CuCl_2 . До катода прямують електрони з джерела струму і сюди ж підходять іони з розчину електроліту. Іон Cu^{++} є атом міді, позбавлений двох електронів; одержуючи їх від насиченого електронами катода, іон Cu^{++} перетворюється в незаряджений атом металу. Позначаючи вільний електрон значком (e'), ми можемо написати реакцію на катоді в такій формі:



З анода джерело струму, навпаки, „висмоктує“ електрони, надаючи йому тим самим позитивного заряду. Cl' -іони, що мають надлишкові електрони, притягуються анодом і передають йому свої надлишкові електрони, перетворюючись у незаряджені атоми хлору:



Ця нейтралізація іонів на поверхні електродів є необхідною ланкою в проходженні струму через гальванічне коло, бо інакше в електродах і поблизу від них в електролітичному розчині скупчилися б величезні заряди, які протидіють дальшому протіканню струму.

У промисловості електролізом користуються саме для процесів розкладу на електродах. Ці процеси часто ускладнюються побічними реакціями, що відбуваються біля одного або біля обох електродів. Побічні реакції полягають у взаємодії первинних продуктів електролізу з розчинником або з матеріалом електродів. Для уникнення побічних реакцій електрода

виготовляються з хемічно інертних і нерозчинних матеріалів (платина, графіт).

Побічні реакції можуть полягати також у взаємодії катодних і анодних продуктів електролізу. Цього можна уникнути, розділяючи анодний і катодний простори ванни пористою перегородкою, яка не затримує руху іонів, але перешкоджає безпосередньому змішуванню анодного і катодного розчинів.

У наслідок побічних реакцій кінцеві продукти електролізу звичайно бувають не ті, яких можна було б чекати безпосередньо. Розглянемо найтипівіші випадки електролізу, який супроводиться побічними реакціями.

А. На катоді виділяється метал, що розкладає воду. Якщо піддавати електролізу водний розчин звичайної (кухонної) солі (NaCl), то натрій, що виділяється на катоді, очевидно, не збережеться у металічному вигляді, а, діючи на воду, виділятиме з неї водень і утворюватиме ідкий натр. Разом з хлором, який виділяється на аноді, ми маємо, отже, три продукти електролізу, з яких ідкий натр являє собою найбільшу промислову цінність (для його добування електроліз кухонної солі провадять у масовому масштабі).

В. На аноді розряджається лишок кисневої кислоти. При електролізі розчину натрій-сульфату Na_2SO_4 іон SO_4^{2-} , розрядившись на аноді, перетворюється в молекулу SO_4 , в якій сірка має валентність 8, тоді як максимальна валентність її 6. Тому молекула SO_4 є нестійкою і відщеплює зайвий кисень, перетворюючись у молекулу сульфат-ангідриду SO_2 , яка в свою чергу сполучається з водою і утворює сульфатну кислоту H_2SO_4 . Маємо, отже, чотири продукти електролізу: H_2 і NaOH на катоді, O_2 і H_2SO_4 на аноді. Цей випадок електролізу для нас дуже цікавий у зв'язку з наявністю в Карабугазькій затоці невичерпних запасів натрій-сульфату, який можна таким способом перетворювати безпосередньо у важливі хемічні продукти — в сульфатну кислоту і ідкий натр.

С. Кисень, що виділяється на аноді, оксидує матеріал анода. Якщо яканебудь слабка киснева кислота (наприклад, хроматна) зазнає електролізу при алюмінієвому аноді, то звільнюваний на аноді кисень оксидує алюміній, утворюючи на його поверхні надзвичайно тонку склоподібну плівку Al_2O_3 , яка має високу механічну і діелектричну міцність. Цей тип електролізу, так званий „анодний процес“, дуже поширився як кращий спосіб поверхневої обробки деталей з алюмінію і його сплавів, призначених для автомобілів і для літальних машин, з метою захисту їх від корозії.

Крім того, електролітична оксидация алюмінію дає можливість виготовити конденсатор великої ємності при малому об'ємі. Алюмінієва жерсть і електроліт, в який вона занурена, є обкладками цього конденсатора, а утворений на жерсті шар Al_2O_3 є діелектриком, який розділяє їх. Через надзвичайну тонкість цього шару віддаль між обкладками дуже мала, і відповідно ємність конденсатора велика.

Утворення ізолюючого оксидного шару на алюмінії має ще одне своєрідне застосування: електролітична посудина з алюмінієвим електродом і розчином бури, звімкнена в коло змінного струму, проводить струм тільки в одному напрямі — „випрямляє“ струм¹⁾.

У випадку алюмінієвого анода коло побічних реакцій на аноді уривається на утворенні оксиду, бо алюміній-оксид нерозчинний у кислотах. Оксиди інших металів у кислотах розчинні, і коло побічних реакцій на аноді збагачується ще однією ланкою.

¹⁾ Чому при цьому одержуємо уніполярну провідність (тобто струм одного напрямку пропускається, а зворотного — затримується), це питання ще не з'ясоване.

Д. Оксид металу реагує з кислотою. При електролізі мідного купоросу CuSO_4 на катоді осідає мідь, а на аноді, як і у випадку електролізу натрій-сульфату, утворюється O і H_2SO_4 . Якщо як анод взято мідну пластинку, електролітичний кисень оксидує мідь, а сульфатна кислота розчиняє мідь II-оксид, знову утворюючи мідний купорос. Електроліз зводиться до осідання міді на катоді і до розчинення мідного анода. Склад електроліту при цьому не змінюється, бо кожній молекулі CuSO_4 , яка розпалась, відповідає утворення нової молекули CuSO_4 біля анода. В результаті мідь ніби переноситься з анода на катод.

Даний тип електролізу лежить в основі майже всіх видів гальванічного покриття (гальваностегії). Деталь, яку треба вкрити тим або іншим металом, уміщують як катод у розчин солі цього металу. Як аноди беруть пластини металу, яким треба вкрити деталі.

§ 409. Електрохімічні еквіваленти. Нормальні розчини. Нагадаємо, що авогадровим числом N називають число атомів у грамамі речовини (або, що є те саме, число молекул у граммолі). Це число дорівнює $6,06 \cdot 10^{23}$. Авогадрове число електронів становить заряд, який називається фарадеєм. Очевидно, що

1 фарадей $= Ne = 6,06 \cdot 10^{23} \cdot 4,77 \cdot 10^{-10}$ абс. ел.-ст. од. $= 96\,500$ кулонів.

Якщо при електролізі на електродах нейтралізуються одновалентні іони, то проходження через електроліз 96 500 кулонів буде, очевидно, супроводитись виділенням на кожному електроді авогадрового числа атомів, тобто грамама речовини. Коли ж носіями струму в електроліті є іони, які мають n -кратний заряд електрона („ n -валентні“ іони), то, очевидно, проходження того ж заряду 96 500 кулонів супроводитиметься виділенням на кожному електроді $\frac{1}{n}$ авогадрового числа атомів, тобто

$\frac{1}{n}$ грамама речовини.

Вагові кількості різних простих речовин, виділювані при електролізі тією самою кількістю електрики, називають електрохімічними еквівалентами. Ми бачимо, що електрохімічним еквівалентом заряду в 96 500 кулонів є $\frac{1}{n}$ грамама речовини (для водню, атомна вага якого 1,008 і валентність 1, це буде 1,008 г; для срібла, атомна вага якого 107,9 і валентність 1, це становитиме 107,9 г; для двовалентної міді, атомна вага якої 63,6, це становитиме $\frac{63,6}{2} = 31,8$ г і т. д.).

$\frac{1}{n}$ грамама речовини, де n — валентність, має назву грамаеквівалента.

Очевидно, що електрохімічним еквівалентом заряду в 1 кулон є $\frac{1}{96\,500}$ грамаеквівалента, або (це те саме) ще в n раз менша частина грамама. В практичних розрахунках часто користуються електрохімічними еквівалентами 1 кулона, а також нерідко 1 ампергодини (3600 кулонів); значення цих електрохімічних еквівалентів наведені у таблиці 27 (стор. 459).

В теоретичних розрахунках завжди зручніше розглядати електрохімічні еквіваленти 1 фарадея, тобто грамаеквіваленти. В зв'язку з цим прийнято виміряти концентрацію розчинів числом грамаеквівалентів, які містяться в одному літрі.

Таблиця 27.

Електрохімічні еквіваленти.

Аніони	Число грамів в 1 грамеквіваленті	1 кулон виділяє міліграмів	1 ампер-година виділяє грамів	Катіони	Число грамів в 1 грамеквіваленті	1 кулон виділяє міліграмів	1 ампер-година виділяє грамів
Br ⁻	79,9	0,828	2,982	Ag ⁺	107,9	1,118	4,025
Cl ⁻	35,5	0,3672	1,322	Al ³⁺	9,0	0,0936	0,3369
CO ₃ ²⁻	30,0	0,3108	1,119	Au ³⁺	65,7	0,681	2,431
J ⁻	126,9	1,315	4,735	Ba ²⁺	68,7	0,712	2,562
NO ₃ ⁻	62,0	0,642	2,312	Ca ²⁺	20,1	0,2077	0,748
O ²⁻	8,0	0,0829	0,2983	Cu ⁺	63,6	0,659	2,372
OH ⁻	17,0	0,1762	0,634	Cu ²⁺	31,8	0,3294	1,186
SO ₄ ²⁻	48,0	0,4975	1,791	Fe ⁺	27,9	0,2835	1,042
				Fe ²⁺	18,6	0,1930	0,695
				H ⁺	1,008	0,01044	0,03759
				Hg ⁺	200,6	2,072	7,46
				K ⁺	39,1	0,4056	1,460
				Mg ²⁺	12,2	0,1262	0,4542
				Mn ²⁺	27,5	0,2849	1,025
				Na ⁺	23,0	0,2388	0,860
				NH ₄ ⁺	18,0	0,1869	0,673
				Pb ²⁺	103,6	1,072	3,858
				Zn ²⁺	32,7	0,3387	1,219

1 кулон розкладає 0,0033 мг води і виділяє 0,174 см³ гримучого газу при 0° і 760 мм.

1 ампергодина розкладає 336 мг води і виділяє 626 см³ гримучого газу при 0° і 760 мм.

Розчин, який містить 1 грамеквівалент у літрі, називають нормальним розчином електроліту. Якщо в літрі розчину міститься не 1 грамеквівалент, а, наприклад, 0,01 грамеквівалента, то говорять, що концентрація розчину дорівнює 0,01 нормального (це коротко позначають так: 0,01 N).

Поряд із зазначеним змістом терміну „нормальний розчин“ в електрохімії часто користуються цим терміном для позначення розчину, що містить 1 грамеквівалент іонів у літрі (тобто $\frac{1}{n}$ авогадрового числа іонів у літрі). Таким чином, слід розрізняти: 1) концентрацію розчину, яку визначають зіставленням з нормальним розчином електроліту, і 2) концентрацію розчину, яку визначають зіставленням з нормальним розчином іонів. Так, визначувані концентрації чисельно збігаються тільки у випадку повної дисоціації електроліту, тобто для розведених розчинів і для сильних електролітів.

§ 410. Рухливість іонів і електропровідність розведених розчинів. Електропровідність електролітів залежить від числа іонів в одиниці об'єму і від рухливості іонів.

Рухливість іонів певного сорту виражається швидкістю їх переміщення в розчиннику під дією електричного поля із спаданням потенціала в 1 вольт на 1 см.

Дослідам, які були описані в § 407, можна надати кількісної форми і таким способом безпосередньо виміряти рухливість різних забарвлених (або таких, що забарвлюють індикатори) різновидностей іонів. Проте, тут вважають за краще користуватись іншими, побічними, але точнішими методами виміру рухливостей. Результати цих вимірів подані в таблиці 28. Числові значення екстрапольовані для нескінченно великих розведень відповідних електролітів.

Таблиця 28.

Рухливості u і v деяких іонів у водному розчині при 18°С
(в см сек⁻¹ вольт⁻¹).

Катіони	u	Аніони	v
H ₃ O ⁺	33 · 10 ⁻⁴	OH ⁻	18,2 · 10 ⁻⁴
Li ⁺	3,5 · 10 ⁻⁴	Cl ⁻	6,85 · 10 ⁻⁴
Na ⁺	4,6 · 10 ⁻⁴	Br ⁻	7,0 · 10 ⁻⁴
K ⁺	6,75 · 10 ⁻⁴	I ⁻	6,95 · 10 ⁻⁴
Ag ⁺	5,7 · 10 ⁻⁴	NO ₃ ⁻	6,5 · 10 ⁻⁴
NH ₄ ⁺	6,7 · 10 ⁻⁴	MnO ₄ ⁻	5,6 · 10 ⁻⁴
Zn ²⁺	4,8 · 10 ⁻⁴	SO ₄ ⁻	7,6 · 10 ⁻⁴
Fe ²⁺	4,8 · 10 ⁻⁴	C ₂ O ₄ ⁻	6,6 · 10 ⁻⁴
Fe ³⁺	4,6 · 10 ⁻⁴	CO ₃ ⁻	6,2 · 10 ⁻⁴

Як видно з таблиці, рухливості різних іонів, незалежно від знака і величини їх зарядів, мають близькі значення, але рухливості гідроксонію і гідроксилу перевищують всі інші в кілька разів. Це явище легко спостерігати вже в якісних дослідах, описаних у § 407. Воно зв'язане, очевидно, з тим, що іони гідроксилу і гідроксонію побудовані з тих самих елементів (H⁺ і O²⁻), з яких побудовані молекули розчинника (води), і механізм їх руху в розчині трохи інший, ніж для інших іонів; їх переміщення до електродів здійснюється, очевидно, „естафетним“ шляхом. Так, у випадку гідроксонію його протон передається незарядженій молекулі води, яка лежить поблизу і сама тепер стає іоном гідроксонію, і таким же порядком естафета йде далі, в напрямі до катода, так, як це наочно показано на рис. 428. Цілком очевидно, що такий фіктивний рух гідроксонію повинен відбуватися швидше, ніж коли гідроксоній, подібно до інших іонів, переміщався сам. Цікаво, що приблизно так уявляв собі спочатку механізм електролізу фундатор теорії електролізу Гротгус, який не знав ще про існування в розчинах вільних іонів.

Покажемо, як з допомогою таблиці рухливостей іонів обчислюється електропровідність розчинів настільки розведених, щоб іони були досить віддалені один від одного і в наслідок цього, з одного боку, не зчеплювалися у молекули, а з другого — не гальмували руху один одного своїми власними електричними полями. Нехай у розчині міститься по n позитивних і негативних іонів у кожному кубічному сантиметрі і ми маємо спадання потенціала 1 V/см; катод міститься зліва, анод — справа. Уявимо собі площинку розміром в 1 см², перпендикулярну до напрямку силових ліній. Протягом однієї секунди через цю площинку пройдуть, рухаючись зліва направо, всі аніони, які в початковий момент були віддалені від неї

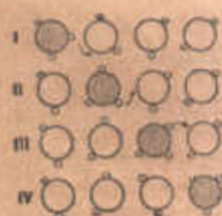


Рис. 428. Фіктивний рух іона гідроксонію при електролізі.

не далі ніж на v см, тобто містились в об'ємі шару, основою якого служить вибрана площинка, а висотою — v^1). Об'єм цього шару $(1 \times v) \text{ см}^3$, у ньому міститься nv аніонів, і коли заряд їх дорівнює e , то кількість електрики, яку вони перенесуть з собою через розглядааний переріз, дорівнює nev .

Міркуючи аналогічно, для катіонів знайдемо, що кількість позитивної електрики, яка щосекунди переноситься ними через ту саму площинку, але в протилежному напрямі, становить pe .

За означенням, питома електропровідність розчину (як і всякого провідника) є кількість електрики, яка переноситься через 1 см^2 поперечного перерізу провідника протягом секунди, при спаданні потенціала в 1 V на 1 см . При цьому з формального погляду перенесення позитивної електрики справа наліво еквівалентне перенесенню такої ж кількості негативної електрики зліва направо. Отже, електропровідність нашого розчину

$$\sigma = en(u + v).$$

В цій формулі en є заряд усіх іонів одного знака, що містяться в 1 см^3 розчину. Втім нам відомо, що заряд одного грамаквівалента якихнебудь іонів дорівнює $96\,500$ кулонам. Тому, якщо ми позначимо через η еквівалентну концентрацію іонів, тобто число грамаквівалентів іонів одного знака, що містяться в 1 л розчину, то

$$1000 \cdot en = 96\,500 \eta,$$

отже,

$$\sigma = 96,5 \eta(u + v). \quad (2)$$

Якщо в розчині не два види іонів, а більше, то взагалі

$$\sigma = 96,5 (\eta_1 u_1 + \eta_2 u_2 + \eta_3 v_1 + \dots),$$

тобто частка участі кожного виду іонів в електропровідності пропорційна їх концентрації, з одного боку, і рухливості — з другого. Наприклад, електропровідність $0,001 \text{ N}$ розчину нітратної кислоти

$$\sigma = 0,001 \cdot 96,5 \cdot \frac{33 + 6,5}{10\,000} = 0,00038 \frac{1}{\text{ом}}.$$

Тут ми скористалися правом вважати сильні електроліти (такою є нітратна кислота), тим більше в слабких розчинах ($0,001 \text{ N}$), повністю дисоційованими, і вважати тому, що задане значення концентрації $0,001$ однаково стосується як концентрації самої нітратної кислоти, так і кожного з її іонів (§ 409). Поряд з питомою електропровідністю, яку ми розглядали в цьому параграфі, в електрохімії часто користуються поняттям еквівалентної електропровідності.

Еквівалентна електропровідність є електропровідність такого шару розчину, який містить один грамаквівалент розчиненої речовини між електродами, віддаленими один від одного на 1 см . Еквівалентна електропровідність чисельно дорівнювала б питомій для такого розчину, який містив би 1 грамаквівалент розчиненої речовини в 1 см^3 розчину. Якщо ми маємо справу з більш розведеним, наприклад, розведеним у V раз розчином, то ми вимірюємо на досліді його питому електропровідність σ і знаходимо з неї еквівалентну електропровідність λ , помножуючи σ на розведення V .

§ 411. Залежність електропровідності від концентрації. Відповідно до формули (2) питома електропровідність σ електролітичних розчинів

¹⁾ Тут u і v , як на табл. 28, означають рухливості аніона і катіона.

при досить розведених розчинах зростає пропорціонально збільшенню їх концентрації. В більш концентрованих розчинах пропорціональність між концентрацією і питомою електропровідністю, якої вимагає знайдене нами співвідношення, порушується. Спостережена електропровідність σ зви-

чайно менша від обчисленої σ_0 , тобто $\frac{\sigma}{\sigma_0} < 1$. Це має дві причини. Насамперед у випадку малорозведених розчинів ми вже не маємо справи з повною дисоціацією електроліту; в кожний даний момент частина іонів зв'язана в молекули і не бере участі в проведенні електричного струму.

Тому відношення $\frac{\sigma}{\sigma_0}$ повинне дорівнювати степеневі дисоціації α електроліту в даному розчині. Тим самим вимірювання електропровідності розчинів є дуже простим, зручним і широко застосовуваним способом визначення степеня дисоціації; добути таким способом значення α добре погоджуються із значеннями, знайденими іншими способами, а також із значеннями α , обчисленими для тих же розчинів на підставі закону Оствальда. Проте, погодження з законом Оствальда має місце тільки для слабких електролітів. Зміна електропровідності сильних електролітів з концентрацією відбувається не так, як можна було б чекати на підставі закону діючих мас. Тут при високій концентрації зменшується не число іонів, які фактично беруть участь у проведенні струму, а зменшуються u і v , тобто їх рухливості. Супротивно заряджені іони притягують один одного електростатично; ним самим зменшуються їх рухливість і участь в електропровідності. Електростатичний розрахунок цих впливів дуже складний; він виконаний Дебаєм¹⁾.

§ 412. Закон Ома в застосуванні до електролітів. З теорії руху тіл у в'язкому середовищі відомо, що швидкість стаціонарного руху у в'язкому середовищі пропорціональна силі, що діє на тіло. Іон, який рухається до електрода, задовольняє ті умови, для яких виведено це співвідношення; тому швидкість руху іона повинна бути пропорціональна силі, що діє на іон, тобто добутковій напруженості поля на заряд іона. Якщо напруга струму, а отже, і напруженість поля збільшаться в n раз, то в стільки ж разів збільшиться швидкість руху всіх іонів, які є в розчині, в стільки ж разів збільшиться і кількість електрики, яка щосекунди переноситься ними через будьякий поперечний переріз провідника, тобто величина струму.

Таким чином закон Ома про пропорціональність між величиною струму, який проходить через електролітичний розчин, і напругою являє собою власне не більш як окремий випадок закону руху тіл у в'язких середовищах (закон Стокса). Він повинен бути правильний у тих границях, в яких зберігається пропорціональність між швидкістю руху іонів і електричною силою, що діє на них. Ці границі дуже широкі. Невдавно доведено, що відхилення від закону Ома стають помітними тільки при напругах порядку 10^6 вольтів на 1 см. При цих напругах швидкості руху іонів, що їх ледве вловлює око в дослідах, описаних у § 407, приблизно дорівнюють швидкості руху пасажирських поїздів.

§ 413. Баланс енергії при електролізі. Потенціал розкладу. Енергія джерела струму при електролізі витрачається, з одного боку, на переміщення іонів в електроліті, з другого — на розрядження іонів на електродах. Енергія, витрачена на переміщення іонів — на перемагання в'язкості розчинника, — перетворюється в джоулеве тепло, енергія ж, витрачена на розрядження іонів, — у хемічну енергію одержаних при електролізі

¹⁾ Російською мовою виклад і критика теорії сильних електролітів дані знавцем цієї галузі проф. В. К. Семєн-ченком (зокрема у книзі „Молекулярные силы и их электрическая природа“, 1928 р. і в „Успехах физических наук“, т. VIII).

продуктів. Співвідношення цих двох витрат енергії залежить від величини струму, а отже, від прикладеної напруги.

Дослід показує, що електроліз розчину кожної солі починається з певної, характерної для неї напруги („потенціал розкладу“). Якщо напруга тільки на нескінченно малу величину перевищуватиме потенціал розкладу даної солі, то енергія струму буде використана з максимальним коефіцієнтом корисної дії, але електроліз затягнеться на нескінченно довгий час, бо швидкість переміщення іонів до електродів буде нескінченно мала. Щоб електроліз відбувався досить швидко, напруга струму повинна набагато перевищувати потенціал розкладу, але при цьому надлишкова частина електроенергії буде перетворена в джоулеве тепло. Наприклад, якщо провадити електроліз при напрузі струму, яка вдвоє перевищує потенціал розкладу, то 50% енергії піде на хемічну роботу і 50% перетвориться в джоулеве тепло.

Користуючись тим, що кожний електроліт має свій потенціал розкладу, можна, наприклад, із сумішки солей виділяти в певній послідовності один за одним метали, які містяться в солях, поступово підвищуючи напругу. На цьому ґрунтується електрохімічний аналіз.

Нижче (в § 418) будуть пояснені причини, які зумовлюють існування потенціала розкладу.

§ 414. Різниця потенціалів між металом і розчином. Електролітична пружність розчинення. При зануренні металу в електроліт звичайно спостерігається їх взаємна електризація: метал заряджається негативно, рідина — позитивно. Це можна виявити з допомогою установки, поданої на рис. 429. Тут Z — пластинка цинку, P — смужка фільтрувального паперу, зануреного нижнім кінцем у розчин, з допомогою якої частині поверхні розчину ніби надано вертикального положення. Всередині утвореного таким чином конденсатора ZP підвішена дуже тонка платинова дротинка, відтягувана кварцовим важком. Прямкуючи до цієї дротинки і до пластинки Z два полюси батареї з напругою близько 50 V, можна спостерігати відхилення дротинки в сторону цинкової пластинки, якщо дротинка прилучена до позитивного полюса батареї, і в сторону вологого папірця, якщо дротинка прилучена до негативного полюса батареї. Різниця потенціалів між металом і електролітом, яка виявляється таким способом, звичайно має величину порядку кількох вольтів.

Для пояснення таких явищ введено поняття про електролітичну пружність розчинення металів — про їх здатність переходити в розчин у вигляді іонів. Електрони, які належали атомам металу, лишаються при цьому в металі і надають йому негативного заряду:

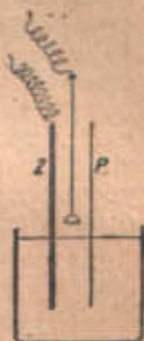
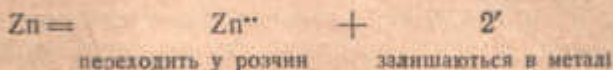


Рис. 429. Дослід, який показує існування різниці потенціалів між металом і розчином.

Особливість даного випадку розчинення твердого тіла в рідині полягає в тому, що іони металу, які перейшли в розчин, не віддаляються від металічної пластинки, а втримуються біля неї силами притягання, які виходять від електронів, що залишилися в металі. Вздовж поверхні металічної пластинки утворюється подвійний електричний шар з електронів і іонів. Метал заряджається негативно, розчин — позитивно.

Перехід іонів з металу в розчин, очевидно, триватиме тільки доти, поки між металом і розчином не виникне напруга, достатня для того, щоб перешкодити дальшому „розчиненню“ металу. Скільки іонів перейде

таким чином у розчин і якою буде в наслідок цього різниці потенціалів між металом і розчином, залежить від природи металу і рідини, яка розчиняє його, а також від того, чи були вже раніше в розчині іони даного металу у вигляді якоїнебудь його солі. Якщо концентрація останньої досить велика, подвійний шар може й не утворитись: розчин ніби насичений іонами даного металу. В цьому випадку слід припустити, що пружність розчинення металу чисельно дорівнює осмотичному тискові іонів металу в розчині. Звідси: для числової характеристики електролітичної пружності розчинення, недоступної безпосередньому вимірюванню, можна вимірювати замість неї осмотичний тиск іонів металу в такому розчині його солі, в якому метал не утворює „подвійного шару“.

Якщо метал занурити в розчин його солі, ще більш концентрований, тобто ніби пересичений його іонами, деяка частина останніх відлітяться на металі, надавши йому позитивного заряду; аніони ж скупчатся поблизу поверхні металу в розчині, і останній зарядиться негативно.

Заряди, які виникають при зануренні металу в розчин, зосереджені в місці стикання металу й електроліту, в шарі молекулярної товщини. Тому постає питання: яке походження зарядів, що виявляються в описаному вище досліді на вільній поверхні рідини і на кінці металічної пластинки, що виступає з розчину? Легко зрозуміти, що поява в розчині поблизу зануреного в нього металу позитивних іонів повинна викликати певний перерозподіл іонів, які вже були в розчині. Скупчення поблизу пластинки позитивних іонів викличе переміщення в цей шар із сусіднього шару розчину негативних іонів; позитивні ж іони з цього шару будуть відтиснені в більш віддалений від металу шар. Такі ж зміщення стануться і в цьому шарі: частина негативних іонів, що були в ньому, перейде в перший шар і замість них сюди прийдуть негативні іони з дальшого, третього, шару, а надвишок позитивних іонів витісниться в третій шар і т. д. Таким чином для кожного з внутрішніх шарів розчину убуток іонів кожного знака в один сусідній шар буде компенсований прибутком їх з другого, сусіднього шару, який прилягає з протилежного боку.

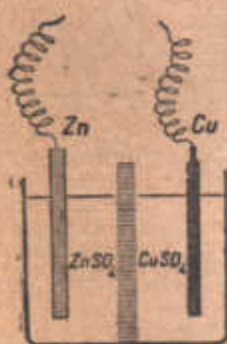


Рис. 430. Схема гальванічного елемента.

Це не буде мати місця тільки для останнього шару, який безпосередньо прилягає до вільної поверхні рідини; отже, в цьому шарі буде якийсь надвишок позитивних іонів, і шар буде позитивно зарядженим.

З другого боку, негативні іони, які перемістились у найближчий до металу шар, приймуть на себе частину силових ліній, що виходять з позитивних іонів металу, які перейшли в розчин, і тим самим „звільнять“ частину електронів подвійного шару. Ці електрони дістануть можливість перейти у виступаючий над рівнем рідини кінець металічної пластинки і зарядять його негативно.

§ 415. Теорія гальванічного елемента. Метал і розчин, в який він занурений, являють собою півелемент; не зважаючи на наявність різниць потенціалів і електропровідність усіх своїх складових частин, „півелемент“ не дає електричного струму, бо все тут перебуває в стані рівноваги.

Візьмемо тепер два такі „півелементи“, наприклад, мідь у розчині мідного купоросу і цинк у розчині цинкового купоросу, приведемо їх у стикання через пористу перегородку (рис. 430) і сполучимо цинкову й мідну пластинки якимнебудь металічним дротом. Цинк має незрівняно більшу пружність розчинення, ніж мідь, тому цинкова пластинка дістає сильніший негативний заряд, ніж мідна. Електрони з цинкової пластинки перемістяться по дроту на мідну. Тим самим порушиться рівновага в подвійному шарі цинкової пластинки; частина іонів

цинку, які утворюють цей шар, попрямує в розчин. Так само порушиться рівновага в подвійному шарі мідної пластинки, негативний заряд якої посилюється за рахунок електронів, що прибули з цинку. Тут, навпаки, частина іонів міді, які утворюють подвійний шар, сполучиться з надвишковими електронами й осіде на пластинку вже у вигляді атомів.

Проте, зазначеними процесами рівновага не буде відновлена. „Подвійний шар“ цинку зруйнований. Цинк намагається відновити його, віддаючи в розчин нові іони, але він не в силі втримати ці іони поблизу своєї поверхні, бо електрони, які були зв'язані з цими іонами силами притягання, безперервно віддалятимуться в мідну пластинку, де вони нейтралізують іони міді, що прибувають з розчину. Так буде доти, поки або не розчиниться весь цинк, або не будуть витрачені всі іони міді.

Протягом процесу розчин у цинковому півелементі збагачується позитивними іонами, а в мідному — втрачає їх. Внаслідок цього розчин повинен був би набути в одній частині позитивного, а в другій — негативного заряду. Насправді цього не буває, бо одночасно з рухом електронів по дроту від цинкового електрода до мідного в розчині від мідного електрода до цинкового рухаються через пористу перегородку негативні іони. Кінець-кінцем в описаному елементі відбувається, отже, перетворення цинку в цинк-сульфат, а мідь осідає з розчину мідь-сульфату:



§ 416. Різновидності гальванічних елементів. У попередньому параграфі ми розібрали простіший гальванічний елемент, відомий під назвою елемента Данієля (рис. 430). Розглянемо, що є важливе і що другорядне в його конструкції. Цинковий електрод, звичайно, необхідний, бо цинк є безпосереднім учасником хемічної реакції, енергія якої живить елемент. Навпаки, неважливо, що за другий електрод ми взяли саме мідь. Цей другий електрод у хемічній реакції не бере участі; він є лише передавачем електронів, які нейтралізують іони міді. Тому ніщо не змінилося б, якби за другий електрод ми взяли якийнебудь інший електропровідний матеріал з низькою пружністю розчинення, наприклад, платину або вугілля. Одразу ж після замикання струму на платині або на вугіллі осів би якнайтонший шар міді, і далі елемент працював би так само, як коли б електрод в самого початку був мідний.

З двох застосованих електролітів, навпаки, найбільше значення має мідний купорос, бо саме він поряд з цинком бере участь у реакції, енергія якої живить елемент. Проте, замість мідь-сульфату ми могли б узяти будьяку іншу сіль міді. Важливо лише, щоб були в наявності іони міді, незалежно від того, у вигляді якої солі вони введені в розчин. Цинк-сульфат же знову таки може бути замінений сіллю якогонебудь іншого металу, наприклад, кухонною сіллю. Заміняючи цинк іншими металами з високою пружністю розчинення або мідний купорос солями інших металів з низькою пружністю розчинення, ми одержуємо ряд нових гальванічних елементів.

Слід відзначити роль пористої перегородки. Її призначення полягає лише в тому, щоб перешкоджати безпосередній дії мідного купоросу на цинк. При безпосередній дії мідного купоросу на цинк енергія реакції виділялась би у вигляді теплоти в самому гальванічному елементі, замість того щоб перетворитись в електричний струм. У деяких конструкціях гальванічних елементів пориста перегородка не потрібна. Вона не була б потрібна і в розглянутому елементі Данієля, якби застосовуваний у ньому цинк був ідеально чистий; хемічно чистий цинк, як показує дослід, не взаємодіє з мідним купоросом при безпосередньому дотиканні. Позитивні іони цинку, що скупчилися поблизу поверхні цинку,

в подвійному шарі, відштовхують одночасно заряджені іони міді і перешкоджають їх стиканню з металічним цинком.

Напруга на полюсах розімкненого гальванічного елемента (електрорушійна сила) залежить не від його геометричних властивостей (величина і форма електродів, об'єми рідин, в які електроди занурено, спосіб розділення цих рідин), а виключно від хемічної природи матеріалів, узятих для електродів і електролітичних розчинів, а також від концентрації останніх.

Електрорушійні сили деяких найбільш уживаних елементів наведені в таблиці 29.

Таблиця 29.

Електрорушійні сили гальванічних елементів.

Е л е м е н т	Електрорушійна сила у вольтях
Данієля: цинк у розчині сульфатної кислоти (5—10% кислоти), мідь у насиченому розчині мідного купоросу; пориста посудина	1,1
Бунзена: цинк у розчині сульфатної кислоти, вугілля в мішій вугільній кислоті; пориста посудина	1,8
Мейдінгера: цинк у розчині „гіркої“ солі або магnezій-сульфату ($MgSO_4$), мідь у насиченому розчині мідного купоросу	1
Крюгера: цинк у розчині цинкового купоросу, вкрита міддю свинцева пластинка в насиченому розчині мідного купоросу	1
Хромовий: цинк і вугілля у водному розчині хроміку $K_2Cr_2O_7$ і сульфатної кислоти (приблизно 100 частин води, 16 частин хроміку, 37 частин сульфатної кислоти)	2
Лекланше: цинк і вугілля з манган-пероксидом у розчині нашатиру	1,5
Свинцевий акумулятор: свинець і свинець-пероксид у розчині сульфатної кислоти	2
Акумулятор Едісона: порошокподібне залізо і нікель-пероксид у 21-процентному розчині ідкого калі (KOH)	1,3

§ 417. Електродні потенціали. Щоб виміряти в півелементі напругу (V_1) між електродом і розчином звичайним способом, ми неминуче повинні були б підвести напругу розчину до мірного прилада з допомогою того або іншого провода, але в місці стикання провода і розчину утворюється нова напруга V_2 , тому може бути виміряна тільки різниця між шуканою і другою теж невідомою напругою.

Для практичних потреб, проте, важливо знати не стільки абсолютні значення потенціалів, скільки їх відносні значення для різних металів. Тому умовились нульовим потенціалом вважати такий потенціал, якого виявляє водень при стиканні з таким розчином, в якому концентрація водневих іонів нормальна (1 грамаквівалент в 1 л). Вільний водень не має, проте, необхідної для електрода властивості — електропровідності. Як водневий електрод застосовують платинову пластинку, що міститься в атмосфері водню. Водень сильно розчинний у платині і в цьому стані виявляє подібну до металів цілком певну електролітичну пружність розчинення. Пластинка частково занурена в двоно р м а л ь н и й розчин сульфатної кислоти. Двоно р м а л ь н и й розчин її беруть тому, що молекула сульфатної кислоти, як зазначено в § 406, відщеплює у водному розчині тільки один з двох протонів; отже, двоно р м а л ь н и й розчин сульфатної кислоти є саме одноно р м а л ь н и м відносно водневих іонів (або, точніше, іонів гідроксонію).

Склавши елемент з такого водневого півелемента і другого виучуваного півелемента, вмикають елемент у мірну установку і знайдене значення електрорушійної сили приписують виучуваному півелементові як його потенціал відносно нормального водневого електрода.

Нижче в таблиці подаємо електролітичні потенціали деяких металів при стиканні з *нормальними розчинами їх іонів*, тобто розчинами, що містять 1 грамаквівалент іонів в 1 л („нормальні потенціали“):

Zn/Zn ⁺⁺ — 0,77 V	H/H ⁺ + 0,000 V.
Cd/Cd ⁺⁺ — 0,42 „	Cu/Cu ⁺⁺ + 0,33 „
Fe/Fe ⁺⁺ — 0,34 „	Hg/Hg ⁺⁺ + 0,76 „
Ni/Ni ⁺⁺ — 0,23 „	Ag/Ag ⁺ + 0,77 „
Pb/Pb ⁺⁺ — 0,15 „	

З допомогою цієї таблиці можна обчислювати електрорушійну силу гальванічних елементів, складених з наведених півелементів у будь якій комбінації. Наприклад, для розглянутого вище елемента Данієля маємо:

$$\begin{array}{c|c} V_2 & V_1 \\ (+) \text{Cu/Cu}^{++} & \text{Zn/Zn}^{++} (-) \\ +0,33 & -0,77 \end{array}$$

$$V_2 - V_1 = 0,33 - (-0,77) = 1,10 \text{ V.}$$

При цьому розрахунку ми не взяли до уваги стрибка потенціала на границі між розчинами мідної і цинкової солей, бо цей стрибок порівняно дуже малий. Якби ми вибрали за нульовий електрод не водневий, а, наприклад, свинцевий, то потенціали всіх електродів зменшилися б на однакову величину (0,15 V), але різниця будьякої пари цих потенціалів, яка є електрорушійною силою відповідного елемента, залишилась би тією самою. Довільність у виборі нульового потенціала не позначається, таким чином, на обчисленні електрорушійних сил.

§ 418. **Поляризація.** Із сказаного в попередньому параграфі випливає, що два куски того самого металу, занурені в електроліт, ще не утворюють елемента. Між обома кусками металу не існує напруг, бо відносно електроліту установка є цілком симетричною. В ній не можуть відбуватись якінебудь процеси або реакції, які змушували б електрони переміщатись в якомусь одному напрямі. Наприклад, стрілка вольтметра не відхиляється, якщо вольтметр прилучений до двох платинових електродів, занурених у розчин сульфатної кислоти. Але якщо через цю систему пропускати протягом якогось часу струм із стороннього джерела струму, а потім, вимкнувши джерело струму, знов увімкнути вольтметр, то між електродами матимемо напругу порядку одного-двох вольтів, як і в раніше розглянутих гальванічних елементах.

Цю напругу називають *поляризаційною напругою*. Вона напрямлена протилежно до напруги, яку прикладали ззовні. Незавжно пояснити причину її виникання. При електролізі на платинових електродах виділяються водень і кисень, які утворюють на них тонкі газові плівки. Якщо перервати електроліз, вимкнувши струм, то атоми водню, які насичують один з електродів, у наслідок високої пружності розчинення водню знову переходять в розчин у вигляді іонів, заряджаючи розчин позитивно; електрод же дістане при цьому негативний заряд.

Так само атоми кисню, які осіли на другому електроді, вагаються увійти в розчин у вигляді негативних іонів. Таким чином, ми маємо справу з гальванічним елементом, у якому джерелом електричної енергії

є реакція утворення води шляхом сполучення водню з киснем, тобто процес, протилежний тому, який фактично здійснюється при електролізі водного розчину сульфатної кислоти. Така електрохімічна поларизація, тобто виникнення „зустрічного“ гальванічного елемента, буває майже при будьякому випадку електролізу. Очевидно, що при електролізі струм проходить через електроліт тільки в тому випадку, якщо прикладена ззовні напруга більша „зустрічної“ напруги гальванічного елемента, утвореного продуктами електролізу, які виділяються на електродах.

Звідси стає очевидною фізична суть „потенціалів розкладу“, про які ми говорили в § 413.

§ 419. Акумулятори. Зіставляючи гальванічний елемент з електролітичною ванною, в якій провадиться електроліз, бачимо, що вони тотожні конструкцією, але всі явища в тому і в другому відбуваються в зворотному порядку. На рис. 431 показана схема дії елемента Данієля як гальванічного елемента і як електролітичної ванни. Всі процеси в гальванічній ванні і в гальванічному елементі мають зворотний напрям; зокрема електромотор — вбирає енергії — обернувся в динамомашину — джерело електроенергії (рис. 431).

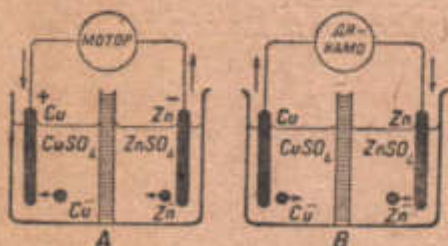


Рис. 431. Елемент Данієля як акумулятор. Стрілки вгору показують напрями рухів електронів.

Звідси впливає, що, пропускаючи через напіввикористаний елемент струм, зворотний до того струму, який спричиняється елементом, можна зарядити елемент, тобто викликати в ньому утворення нового запасу тих хімічних речовин, витрачання яких зумовлюється дією елемента.

На цьому ґрунтується виготовлення акумуляторів. Акумулятори — ті самі гальванічні елементи, але матеріали для електродів і електроліти в них дібрані з таким розрахунком, щоб оборотність досягалась якнайлегше. Акумулятори після часткового використання можна знов „заряджати“ (відновлювати) струмом.

§ 420. Свинцеві і лужні акумулятори. В практиці найбільше поширені свинцеві акумулятори. В незарядженому вигляді вони складаються з двох і більше свинцевих пластин, відлитих у формі ґрат. Отвори їх замазані тістом із свинець-II-оксиду і води. Ґрати занурюються в 20-процентний розчин сульфатної кислоти, яка перетворює свинець-II-оксид у нерозчинний свинець-сульфат. Для того, щоб зарядити акумулятор, пластини прилучаються до протилежних полюсів джерела струму. Відбувається електроліз сульфатної кислоти, при чому свинець-сульфат на катоді відновлюється воднем у металічний свинець, а на аноді киснем перетворюється в свинець-пероксид, відщеплюючи сульфатну кислоту. Після досить довгого пропускання струму матимемо одну пластину чистої свинцю, другу — вкриту свинець-пероксидом, а концентрацію сульфатної кислоти в розчині — збільшеною. При розрядженні акумулятора всі процеси відбуваються в зворотному напрямі, повертаючи у вигляді електричного струму енергію, витрачену при зарядженні.

Надто велика вага свинцю є причиною громіздкості свинцевих акумуляторів, яка дуже утруднює їх поширення в техніці. Тому робляться спроби винайдення акумуляторів з іншими матеріалами. В акумуляторі Юнгнера — Едісона електролітом служить їдкий калій (20 — 25-процентний розчин) з додатком їдкого літію; позитивний електрод — з нікель-пероксиду, негативний — з тонкороздробненого заліза. При розрядженні залізо оксидується, а нікель-пероксид частково відновлюється; при за-

рядженні акумулятора оксиди, що містяться в залізі, відновлюються, і утворюється знову нікель-пероксид, тоді як електроліт залишається незмінним. Зарядження полягає, власне, в перенесенні кисню в одному напрямі, від заліза до нікелю, а розрядження — в зворотному.

Трудність знайти такий хімічний процес, на основі якого може бути побудований акумулятор, полягає в тому, щоб виключити побічні фізичні процеси, які в умовах роботи акумулятора не були б оборотні. Цілком очевидно, наприклад, що звичайний тип гальванічного елемента з двома розділеними пористою перегородкою рідинами і з металічними електродами, які розчиняються, потрібним умовам не задовольняють, бо дифузійні процеси, що відбуваються в них, не можуть бути оборотними.

§ 421. Енергетичний баланс гальванічного елемента. Для з'ясування енергетичних співвідношень, які бувають у діючих елементах, розглянемо спочатку елемент Даніеля. Теплота Q реакції, що відбувається в ньому (§ 415), визначена калориметричним шляхом і становить $1,03 \cdot 10^6$ джоулів на кожний грамеквівалент. Енергія, яку дає елемент Даніеля, може бути в свою чергу розрахована з допомогою такого міркування. Замкнувши елемент на досить великий опір, ми можемо практично всю енергію, яку дає елемент, реалізувати в зовнішньому колі. При цьому напруга на полюсах елемента практично залишається рівною 1,09 V, як і в розімкненому елементі. Використання кожного грамеквівалента цинку зв'язане з переміщенням у зовнішньому колі 96500 кулонів і, отже, дає роботу:

$$W = 1,09 \times 96500 = 1,05 \cdot 10^6 \text{ джоулів.}$$

Отже, тут практично $Q = W$.

Така еквівалентність між кількістю енергії Q , виділеною під час хімічної реакції в калориметрі, і електроенергією W , віддаваною нею ж у гальванічному елементі, спостерігається не завжди. Часто енергія реакції не може бути цілком реалізована у вигляді роботи електричного струму і частково виділяється всередині елемента у формі тепла.

Найбільший інтерес, проте, являє для нас можливість конструювати елементи, для яких $W > Q$, тобто виконувана елементом робота перевищує теплоту реакції, що відбувається в ньому. Можуть бути здійснені навіть гальванічні елементи, які працюють за рахунок реакції з негати́вним „тепловим ефектом реакції“. В усіх таких випадках, вміщуючи діючий елемент у калориметр, можна встановити зниження температури. Це вказує на те, що *джерелом роботи гальванічного елемента, якщо не виключений теплообмін його з навколишнім середовищем, є не внутрішня, а вільна енергія F* (§ 257). Якщо від елемента береться струм дуже малої величини, то елемент справді задовольняє термодинамічне означення ізотермічно-оборотно працюючої машини, і виконувана ним робота повинна дорівнювати убутковій його вільній енергії.

Залежно від знака $\frac{\partial F}{\partial T}$ (§ 259) виконувана елементом робота W може бути менша або більша, ніж тепловий ефект реакції, при чому в останньому випадку додаткова енергія береться у формі тепла, що притікає до елемента з навколишнього середовища.

§ 422. Гальванічний елемент як мірний прилад. Вільна енергія різних процесів стає доступною безпосередньому вимірюванню, якщо на основі розгляданого процесу можна побудувати гальванічний елемент і виміряти його напругу. Цінність цього, власне, єдиного способу безпосереднього вимірювання вільної енергії зменшується тільки порівняно дуже вузьким колом процесів, доступних такій електрифікації. До числа їх, крім розглянутих нами до цього часу хімічних реакцій, можуть бути приєднані і деякі фізичні процеси. Маючи чутливий вольтметр, можна виміряти,

наприклад, енергетичний ефект наклону металічної пластинки, кручення або розтягування дроту і інших таких механічних деформацій металу. Для цього складається гальванічний елемент із деформованого і недеформованого кусків металу, занурених у розчин відповідної солі. Різну кількість енергії в електродах виявляють з певної різниці потенціалів між електродами. Деформований електрод, як такий, що має більшу осмотичну енергію, при цьому розчиняється, а на недеформованому осідає метал з розчину. Два цілком тотожні зразки металу, зміщені в розчин його солей один над одним і сполучені дротом, також можуть служити джерелом струму, який піддається вимірові прецизійними мірними приладами; тут розчиняється верхній електрод, нарощується нижній, а джерелом електричної енергії є різниця гравітаційних потенціалів.

§ 423. Концентраційні елементи. Великий інтерес мають так звані концентраційні елементи, в яких для виконання роботи використовують різниці концентрацій розчинів.

В звичайних умовах вирівнювання концентрацій відбувається шляхом дифузії. Дифузія належить до числа типових необоротних процесів. Але,

поділяючи області розчину з різною концентрацією і відповідно з різним осмотичним тиском наівпроникною перегородкою, ми могли б провести процес вирівнювання концентрацій оборотно і змусити існуючу в розчині різницю осмотичних тисків виконати певну роботу, причому потрібна для цього енергія була б узята у формі тепла із зовнішнього середовища (вирівнювання концентрацій в розчинах, подібно до розширення газів у пустоту, практично не супроводиться зміною внутрішньої енергії системи).

Рис. 432. Концентраційний елемент.



Тієї ж мети можна досягти так. Введемо в обидві області розчину — з великою і малою концентрацією — по електроду з того металу, сіль якого міститься в розчині (рис. 432). Кожний електрод матиме цілком певний рівноважний потенціал, величина якого залежить від концентрації, або, точніше, від осмотичного тиску іонів цього металу в розчині. Якщо обидва електроди сполучити тепер дротом, перший електрод виділятиме іони в розчин і посылатиме електрони в дріт; другий, навпаки, набуватиме електрони і збиратиме іони з розчину, відкладаючи їх на собі у вигляді металічного шару. Це триватиме, очевидно, до того часу, поки концентрації обох розчинів, в які занурені електроди (в наслідок безперервного убутку солі в концентрованому розчині і прибутку еквівалентної кількості її в розведеному розчині), не зрівняються. Отже, вирівнювання концентрацій відбулося, і причому через властивість оборотності гальванічного елемента відбулось оборотно.

Розрахуємо напругу на полюсах концентраційного елемента, одні полюс якого занурений у розчин з концентрацією іонів C_1 , другий — з концентрацією іонів $C_2 < C_1$. Припустимо, що об'єми обох розчинів настільки великі, що прибуток якоїсь кількості солі в одному і убуток її в другому розчині по суті не змінюють концентрації іонів C_1 і C_2 . Тоді перенесення в зовнішньому колі $n \times 96500$ кулонів, де n — валентність іонів у розчині, відповідає переміщенню одного моля солі з розчину C_1 у розчин C_2 . Через те що осмотичні тиски розчинів⁴⁾ пропорціональні їх концентраціям, то при цьому виконується робота (§ 237):

$$A = RT \ln \frac{P_1}{P_2} = RT \ln \frac{C_1}{C_2}.$$

⁴⁾ Тут взято до уваги тільки ту частину осмотичного тиску, яку робить диссоційована на іони частина розчиненої речовини.

Саме ця робота „осмотичного розширення“, проведеного оборотно й ізотермічно, і реалізується у вигляді електричної енергії елемента. Отже,

$$96500 \varepsilon n = RT \ln \frac{C_1}{C_2},$$

(де ε — шукана напруга) або, якщо використати числове значення R у джоулях і ввести модуль переходу від натуральних логарифмів до десяткових:

$$\varepsilon = \frac{1,98 \cdot 10^{-4}}{n} T \cdot \log \frac{C_1}{C_2} \text{ вольтів.} \quad (3)$$

Ми не зважили тут на стрибок потенціала на границі концентрованого і розведеного розчинів. Цей стрибок потенціала також легко може бути обчислений і дорівнює, як показує теорія, нулеві, якщо рухливості аніона і катіона солі однакові; якщо ж вони значно відрізняються одна від одної (як це, наприклад, має місце в практично важливому випадку кислот), вираз, який зв'язує осмотичну і електричну енергію, потребує виправлення і приймає такий вигляд:

$$\varepsilon = \frac{1,98 \cdot 10^{-4}}{n} \cdot T \cdot \frac{2u}{u+v} \log \frac{C_1}{C_2}, \quad (4)$$

де u — рухливість катіона, а v — рухливість аніона.

Підрахуємо, з якими порядками потенціала ми маємо тут справу. Формула (3) показує, що на абсолютні значення концентрацій можна не зважати; електрорушійна сила визначається їх відношенням. Нехай один розчин у 10 раз¹⁾ міцніший від другого; рухливості іонів однакові; температура — кімнатна (300° abs). Тоді $\varepsilon = 0,026$ V.

Отже, електрорушійні сили концентраційних елементів є такого порядку, що легко доступні вимірюванню. Результати таких вимірів дуже добре погоджуються з електрорушійними силами, обчисленими за формулою (3). Користуючись цим, а також таблицею нормальних потенціалів, легко можна обчислити електрорушійні сили будь-яких елементів, електроди яких занурені в не нормальні щодо концентрації іонів (1 грамеквівалент іонів у 1 л) розчини їх солей, а в розчині будь-якої, але відомої концентрації. Слід лише зміркувати, що збільшенню (зменшенню) концентрації іонів солі в 10ⁿ раз поблизу електрода відповідає зменшення (збільшення) його потенціала приблизно на $n \cdot 0,026$ V. Геометричній прогресії концентрацій — при повній дисоціації на іони — відповідає, отже, арифметична прогресія потенціалів.

Проте, рівняння (3) не є строгим співвідношенням. Справді, якщо ми скористувались при його виводі виразом роботи розширення ідеального газу, ми тим самим не зважили, як в свій час при виводі закону розведення, на електростатичну взаємодію між іонами. Тому рівняння (3) досить точні результати повинне давати тільки щодо розведених розчинів. Більш строгий розрахунок електродних потенціалів з урахуванням іонних взаємодій викладено в підручниках фізичної хемії.

§ 424. Вимірювання активної кислотності (p_H). Найважливішим із практичних застосувань концентраційних елементів є використання їх для вимірювання іонних концентрацій у розчинах. Встановлено, що в багатьох,

¹⁾ Треба підкреслити, що тут ми говоримо не просто про концентрацію солі, а про концентрацію іонів, тобто беремо до уваги тільки дисоційовану частину.

переважно хемічних, виробничих процесах концентрація певних різновидностей іонів, особливо іонів водню або, точніше, іонів гідроксонію (активна кислотність середовища), є таким же важливим фактором нормального режиму процесу, як, наприклад, температура, і тому концентрація повинна безперервно контролюватись. Контроль здійснюють шляхом вимірювання електрорушійної сили концентраційного елемента, який складається так.

Два платинові електроди, що їх безперервно насичують воднем, занурюють: один — у взятую пробу рідини, другий — у стандартний розчин кислоти, яка містить 1 грамаквівалент H_2O^+ -іонів у літрі. Вимірюють електрорушійну силу \mathcal{E} цього елемента і далі розраховують за формулою (3). В даному випадку концентрація H_2O^+ -іонів у стандартному елементі дорівнює одиниці ($C_1 = 1$). Отже, $\log C_1/C_2 = -\log C_2$, тобто електрорушійна сила елемента, поділена на коефіцієнт пропорциональності формули (3) $\left(\frac{1}{n} \cdot 1,98 \cdot 10^{-4} T\right)$, дає значення взятого із знаком мінус логарифма шуканої концентрації H_2O^+ -іонів у досліджуваній рідині. Цю величину — від'ємний десятковий логарифм „водневих іонів“ ($-\log C_2$) позначають через p_{H} і називають водневим показником:

$$p_{\text{H}} = -\log C_2.$$

Очевидно, що водневий показник нормального розчину H_2O^+ -іонів ($C_2 = 1$) дорівнює нулеві; при меншій кислотності ($C_2 < 1$) водневий показник є додатний і тим більший, чим менша кислотність; при кислотності більшій, ніж кислотність нормального розчину H_2O^+ -іонів ($C_2 > 1$), водневий показник від'ємний і тим менший, чим більша кислотність.

Дослід показує, що концентрація H_2O^+ -іонів у хемічно чистій воді при кімнатній температурі відповідає значенню $p_{\text{H}} = 7$, тобто концентрація H_2O^+ -іонів дорівнює 10^{-7} нормального розчину іонів. Такою ж, зазвичай, є і концентрація іонів OH' . Якщо досліджувана рідина має ще меншу концентрацію H_2O^+ -іонів (водневий показник більший 7), то це свідчить про лужну реакцію рідини.

Для вимірювання водневих показників користуються також комплектами органічних фарб, що мають властивість змінювати відтінок у певному для кожної фарби відносно вузькому інтервалі значень водневого показника. Наприклад, лакмус змінює свій колір з червоного в синій через різні відтінки фіолетового при зміні p_{H} від 6 до 8.

При цих і інших таких вимірюваннях та роботах доводиться часто мати справу з стандартними розчинами, водневий показник яких точно відомий. Виготовляти їх не завжди легко.

Надзвичайно важко виготовити, наприклад, хемічно чисту воду, водневий показник якої насправді дорівнював би 7. Якби вода і була виготовлена, то при першому зіткненні з повітрям вона увібрала б вуглекислоту, і водневий показник різко знизився б. Але можна виготовити розчини, водневий показник яких зберігається навіть при деякому порушенні первісного складу розчину, завдяки певним хемічним реакціям, що регулюють його, як це описано для „фосфатної“ буферної системи в § 406.

§ 425. Електрохімічна природа корозії. Гальванічні елементи виникають також всюдепереч нашій волі і бажанню всюди, де ми маємо справу з металічними конструкціями. Ці елементи майже завжди утворюються з різновидних металів з різною пружністю розчинення. На поверхні металу завжди є дуже тонка адсорбована з повітря півка вологи, яка містить водневі іони, що виникають частково від дисоціації самої води, частково від насичення півки вуглекислотою з повітря. Наприклад, у металічній

конструкції, що складається з мідних і залізних частин, ми маємо гальванічний елемент такого роду:



який повинен діяти згідно з такою реакцією:



тобто залізо руйнуватиметься, виділяючи в розчин іони, в наслідок чого утворюється (після наступних вторинних реакцій) іржа, а на поверхні міді виділятиметься водень. Через повільність процесу кисень з атмосфери встигає дифундувати до місць виділення водню й оксидувати останній у воду. Отже, наша конструкція стає подібною до короткозамкненого елемента з деполяризатором. В тому, що корозія металів має справді електрохімічну природу, можна легко переконатися з такого досліду (рис. 433).

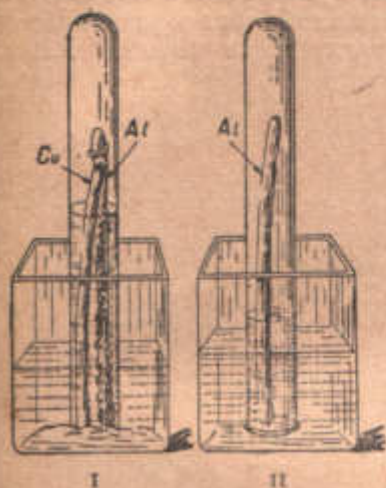


Рис. 433.

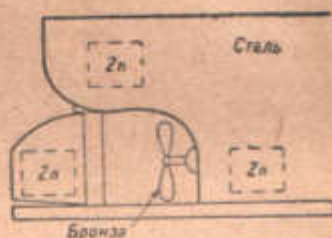


Рис. 434.

У дві ванни, наповнені 5-процентним розчином кухонної солі, перекидаються градуйовані пробірки, наповнені тим же розчином; в обидві пробірки заздалегідь вміщені: в одну (I) — полоска алюмінію, зв'язана вгорі з мідною полоскою, в другу (II) — така ж полоска алюмінію, не зв'язана з міддю. Потім розчин з обох пробірок витісняється киснем, який підводиться з газометра, так щоб рівень розчину в пробірках припадав саме проти нижньої поділки. Через один-два дні можна спостерігати результат. Корозія була в обох випадках; про розміри її ми можемо судити і якісно, оцінюючи на око масу осажденного її продукту (алюміній-гідроксиду), і кількісно, з убитку кисню, який було витрачено на деполяризацію. В I ванні порівняно з II корозія дуже велика. Рівень розчину піднявся дуже значно, алюмінієва полоска і дно ванни вкриті об'ємними пластівцями продукту корозії. Шкідливий вплив контакту з більш благородним металом, тобто таким, який має меншу пружність розчинення, позначився цілком очевидно. Це дуже повчальний дослід для конструкторів, які при проектуванні і конструюванні металічних споруд не завжди враховують вимоги вчення про хемічний опір матеріалів і забувають, що степінь пошкодженості металу корозією залежить не тільки від природи металу, а й від того, яке місце він зайняв у конструкції.

Взагалі кажучи, треба всякими способами уникати дотикання металів, що мають пружності розчинення, які дуже різняться між собою. Проте, в певних випадках це стає, навпаки, бажаним і використовується саме як захід боротьби з корозією. Досить широко застосовується для захисту відповідальних частин тїєї або іншої металічної конструкції так званий метод протекторів. У парові котли вводять листи цинку, металічно

зв'язані із стінками котла. Цинк має більшу пружність розчинення, ніж залізо; він стає в одержаному гальванічному елементі негативним електродом і зазнає розчинення, тоді як на стінках котла і димогарних труб виділяється водень. На рис. 434 показано, як застосовується спосіб протекторів для захисту відповідальних частин морських суден.

Для того, щоб спостерігати захисний ефект, що при цьому відбувається, треба раніше описаний дослід видозмінити, взявши замість алюмінієвих полосок два однакові залізні цвяхи і зв'язавши один з них з цинковою полоскою. Через деякий час перебування заготовлених зразків у солоній воді можна переконатися з підняття рівня розчину, що корозія в обох випадках майже однаково велика, але колір продукту її, який осів, в обох випадках різний: у пробірці, в якій був вміщений ізольований цвях, — іржаво-червоний, а в пробірці, де залізний цвях був зв'язаний з цинком, — чисто білий. Отже, в другому випадку давав корозію тільки цинк, а залізо від корозії було захищене.

РОЗДІЛ XVI.

ФІЗИЧНІ ОСНОВИ РАДІОТЕХНІКИ І ТЕЛЕБАЧЕННЯ.

§ 426. Електромагнітне поле. На перший погляд завдання електричної сигналізації без проводів розв'язується дуже просто. Справді, ми знаємо, що поле, утворюване електричними зарядами, простягається нескінченно. Теоретично, маючи досить чутливі мірні інструменти, ми могли б виявити поле електричного заряду, перебуваючи на будьякій від нього віддалі. Те саме можна сказати і про магнітне поле кільцевого провoda, який обтікається постійним струмом. Цей випадок здається нам ще зручнішим; насправді, скориставшись як „приймачем“ сигналів магнітною стрілкою, яку ми розмістимо поблизу нашого кільця, ми спостерігатимемо її відхилення кожного разу, коли вмикатиметься струм. Здавалося б, досить тільки замінити магнітну стрілку якимнебудь більш чутливим приладом і встановити „код“ (умовний шифр сигналізації), і ми дістанемо розв'язання завдання безпроводного зв'язку.

Проте, такий спосіб зв'язку має істотний дефект. Справа в тому, що напруженості статичних полів надзвичайно швидко спадають із збільшенням віддалі. Так, напруженість поля електричного заряду спадає обернено пропорціонально квадратові віддалі від заряду; напруженість магнітного поля кільцевого струму (на віддаль, які значно перевищують розміри кільця) можна вважати обернено пропорціональною кубові віддалі.

При тих величезних віддаль, з якими доводиться мати справу, напруженість поля в місці приймання сигналу буде настільки мала, що вона не може бути виявлена навіть найчутливішими мірними інструментами. Напруженості полів місцевих електричних і магнітних збурень будуть в усякому разі набагато більші, ніж інтенсивність поля сигналу. Тому описана схема сигналізації з допомогою кільцевого струму і магнітної стрілки практично є незастосовною.

Проте, зазначена схема дозволяє з'ясувати деякі дуже важливі обставини. Справді, звернемо увагу на те, що магнітна стрілка, яка займала до вмикання струму в кільці положення з півночі на південь, після ввімкнення струму повертається і займає нове положення. Цей простий факт дуже важливий. Адже для того, щоб вивести стрілку з її положення рівноваги і повернути на осі, треба виконати певну, хоч і невелику, роботу. За рахунок чого відбувається ця робота? Очевидно, за рахунок енергії струму в кільці. Факт повертання стрілки переконує нас у тому, що в момент установалення струму в кільці, тобто в момент виникання магнітного поля, певна кількість енергії передається від кільця до стрілки. В момент виникання струму кільце, як кажуть, випромінює в простір енергію. Очевидно, що для сигналізації найважливішим саме і є цей процес випромінювання енергії, бо тільки коштом цієї енергії приводяться в дію реєструючі прилади в пункті приймання сигналу.

Тут необхідно особливо відзначити те, що випромінювання енергії відбувається тільки в момент зміни струму в кільці, тобто в момент прискореного руху електричних зарядів у провіднику. Чим більше

прискорення, що його надає електричний заряд, тим інтенсивніше випромінювання енергії. Рух зарядів, який встановився, тобто постійний струм, не супроводиться випромінюванням енергії.

Поле, яке оточує заряди, що прискорено рухаються, являє собою неподільне поєднання електричного і магнітного полів; його називають „електромагнітним полем“.

Розглянемо процес утворення поля. Припустимо, що в якійсь точці А (рис. 435) відбувається прискорений рух зарядів, що неминуче супроводиться виникненням електромагнітного поля.

Чи виникає це поле в усьому навколишньому просторі вмить чи відбувається поступове поширення його від точки виникнення А аж до найвіддаленіших точок простору? Правильним є друге припущення. Електромагнітне поле, що встановлюється, поступово поширюється від точки виникнення А з цілком певною сталою швидкістю, рівною швидкості світла:

$$c = 3 \cdot 10^{10} \text{ см/сек.}$$



Рис. 435. Сферична електромагнітна хвиля, яка поширюється від точки А.

1 — передня грань,
2 — задня грань хвилі.

Цей збіг не випадковий; він вказує на те, що світло також є електромагнітним явищем.

Якщо електромагнітне поле поширюється не у вакуумі, а в середовищі з діелектричною сталою ϵ і магнітною проникністю μ , ми маємо надзвичайно просте співвідношення, яке зв'язує швидкість поширення поля u з цими константами, одержане Максвеллом:

$$u = \frac{c}{\sqrt{\epsilon\mu}}$$

Отже, швидкість поширення електромагнітного поля в середовищі буде менша, ніж швидкість у вакуумі. Для світлових хвиль співвідношення Максвелла добре підтверджується в газах. Докладніше на цьому питанні ми сплинемося в § 515 в розділі „Оптика“.

Через те, що електромагнітне поле, або, як кажуть інакше, електромагнітне збурення, поширюється з точки А з однаковою швидкістю в усіх напрямках, то через деякий час поле займе якийсь сферичний об'єм, радіус цієї сфери зростатиме з швидкістю c . В цьому випадку електромагнітне збурення називають сферичною електромагнітною хвилею; поверхню сфери, яка обмежує в будьякий момент об'єм, зайнятий електромагнітним полем, називають передньою гранню хвилі.

Припинимо тепер рух зарядів у точці А. Очевидно, що з припинення руху зарядів електромагнітне поле повинне зникнути; проте, це зникнення поля також не поширюється вмить. Після припинення руху зарядів виникає задня сферична грань хвилі, яка поширюється з точки А з тією ж швидкістю c .

Таким чином, електромагнітна хвиля поділяє простір на три частини: 1) частину поза передньою гранню хвилі, ще не захоплену електромагнітним збуренням; 2) простір між передньою і задньою гранями хвилі, зайнятий електромагнітним полем, і 3) простір, уже пройдений задньою гранню хвилі, в якому електромагнітного поля вже немає.

Товщина сферичного шару, в якому міститься електромагнітне поле, залишається незмінною при збільшенні радіуса хвилі, бо обидві грані поширюються з однаковою швидкістю.

§ 427. Енергія електромагнітної хвилі. В міру збільшення радіуса хвилі через кожен точку простору пробігає хвиля. При цьому очевидно, що напруженість поля хвилі спадає в міру її поширення. Для нас важли-

вим є з'ясувати, яка швидкість цієї зміни напруженості поля, бо це, кінець-кінцем, визначає придатність електромагнітної хвилі як засобу сигналізації.

Ми знаємо, що густина енергії для електричного і магнітного полів визначається формулами (§ 310):

$$\frac{\epsilon E^2}{8\pi} \text{ і } \frac{\mu H^2}{8\pi},$$

де ϵ — діелектрична стала і μ — магнітна проникність середовища. Для вільного від діелектриків і провідників простору ϵ і μ дорівнюють одиниці. Густина енергії електромагнітного поля виражається сумою

$$\frac{\epsilon E^2}{8\pi} + \frac{\mu H^2}{8\pi} = \frac{1}{8\pi} (\epsilon E^2 + \mu H^2).$$

З рівнянь Максвелла (стор. 390) можна вивести, що в електромагнітному полі

$$\sqrt{\epsilon} E = \sqrt{\mu} H,$$

звідки

$$\frac{\epsilon E^2}{8\pi} = \frac{\mu H^2}{8\pi},$$

тобто енергія електричного поля дорівнює енергії магнітного поля. Тоді загальна енергія може бути виражена двома формулами:

$$\frac{\epsilon E^2}{4\pi} \text{ або } \frac{\mu H^2}{4\pi}.$$

Для випадку сферичної хвилі енергія всього електромагнітного поля, яка міститься в сферичному шарі між передньою і задньою гранями, очевидно, залишається незмінною; проте, густина енергії меншає із збільшенням радіуса хвилі. Об'єм сферичного шару при сталості його товщини змінюється обернено пропорційно квадратові радіуса хвилі; таким чином, густина енергії також повинна бути обернено пропорційна квадратові радіуса.

Але коли густина енергії (пропорційна квадратам напруженостей полів) змінюється обернено пропорційно квадратові віддалі, то очевидно, що напруженості поля змінюються обернено пропорційно першому степеневі віддалі. Ми бачимо, що напруженості електричного і магнітного полів хвилі меншають із збільшенням віддалі значно повільніше, ніж напруженості стаціонарних полів; пояснюється це тим, що енергія електромагнітної хвилі сконцентрована в певному об'ємі.

Для нас було б ще вигідніше дістати не сферичну, а плоску хвилю. В цьому випадку об'єм, що обмежує поле, яке поширюється, залишався б незмінним і, отже, залишалися б незмінними густина енергії і напруженість поля хвилі (рис. 436).

Ми побачимо далі, що одержання хвилі, яка слабо розсіюється (наближається до плоскої форми), цілком можливе. Ця форма хвилі дозволяє здійснити сигналізацію на надзвичайно великих віддальх при відносно малій витраті енергії.

§ 428. Випромінювання електромагнітних хвиль. Як було сказано, випромінювання електромагнітних хвиль викликається прискореним рухом електричних зарядів. Для генерування електромагнітних хвиль користуються періодичним, коливним рухом зарядів.

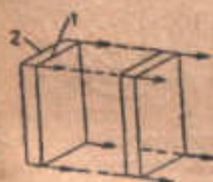


Рис. 436. Два послідовні положення плоскої хвилі, що поширюється.

1 — передня грань, 2 — задня грань плоскої хвилі.

Такий періодичний рух зарядів можна було б здійснити чисто механічно при коливному русі якогонебудь зарядженого тіла. Проте, при цьому як величина заряду, так і прискорення не могли б бути великими.

Найзручнішою формою коливного руху зарядів, яку і застосовують в радіотехніці для генерування електромагнітних хвиль, є змінний електричний струм. Справді, в провіднику, по якому протікає змінний струм, ми маємо періодичний рух електричних зарядів; тому кожний провідник,

по якому протікає змінний струм, повинен випромінювати електромагнітну енергію. При цьому за кожний період зміни струму в провіднику випромінюється окрема електромагнітна хвиля. Енергія хвилі визначається величиною зарядів, що рухаються в провіднику, їх прискоренням і розмірами випромінюючого провідника.

Амплітуда прискорення під час синусоїдального коливного руху зарядів тим більша, чим більша частота коливань; тому

випромінювана потужність зростає при збільшенні частоти змінного струму, який протікає у випромінюючому провіднику. З цієї причини в радіотехніці застосовують змінний струм частоти, багато вищої, ніж частота звичайного освітлювального змінного струму.

Звичайно прийнято називати „високою“ частоту вище 100 000 герців; застосовувана в радіотехніці область частот лежить в границях від 100 000 до $3 \cdot 10^7$ герців.

Скориставшись поняттям про силові лінії, можна побудувати досить наочну картину будови поля хвиль, випромінюваних провідником, по якому тече змінний струм (рис. 437). Виділімо мислено з усієї маси рухомих зарядів два рівні величиною і супротивні знаком заряди e_1 і e_2 ; синусоїдальним коливним рухом таких зарядів біля положення рівноваги ми замінимо картину змінного синусоїдального струму в провіднику.

Легко бачити, що силові лінії електричного поля лежать у площинах, які проходять через вісь провідника; силові лінії магнітного поля кільцями охоплюють провідник. Ця взаємна перпендикулярність напрямів електричного і магнітного полів зберігається і в електромагнітній хвилі, яка поширюється.

Віддаль між зарядами і їх швидкість змінюються в часі синусоїдально; тому і зміна напруженостей електричного і магнітного полів уздовж напрямку поширення хвилі також підлягає синусоїдальному закономірності. На рис. 438 дані послідовні моменти утворення електромагнітної хвилі. Ми бачимо, що в момент повертання зарядів до положення рівноваги електричні силові лінії зникають. Електромагнітна хвиля, яка виникає, не має сферичної форми; випромінювання відбувається головним чином у площині, перпендикулярній до осі провідника; проте, в міру поширення хвилі її форма все більше наближається до сферичної. Таким чином, ми можемо вважати, що на достатній віддалі від випромінюючого



Рис. 437.

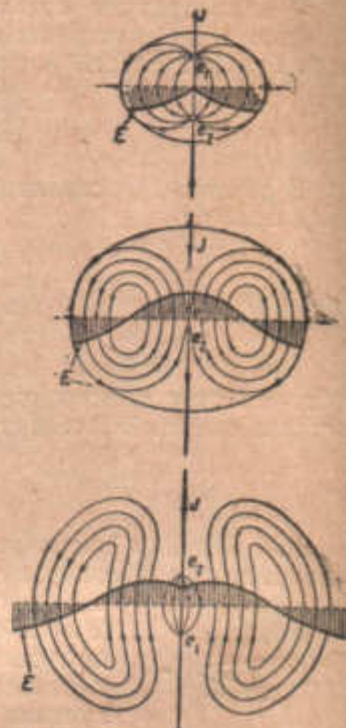


Рис. 438. Картина поля електромагнітних хвиль, випромінюваних під час руху зарядів у провіднику, яким тече змінний струм.

провідника напруженість полів змінюється обернено пропорційовально віддалі.

На рис. 438 ординати синусоїдальних кривих зображують напруженість електричного поля хвилі, що поширюється; на рис. 439 графічно показаний розподіл напруженостей електричного і магнітного полів хвилі вздовж лінії її поширення.

Довжина електромагнітної хвилі дорівнює тій віддалі, яку хвиля проходить протягом одного періоду зміни струму у випромінюючому провіднику. Якщо частота змінного струму дорівнює ν періодам за секунду (герц), то тривалість одного періоду дорівнює:

$$T = \frac{1}{\nu} \text{ сек.}$$

Довжина хвилі, очевидно, становитиме:

$$\lambda = cT = \frac{c}{\nu} = \frac{3 \cdot 10^{10}}{\nu} \text{ см,}$$

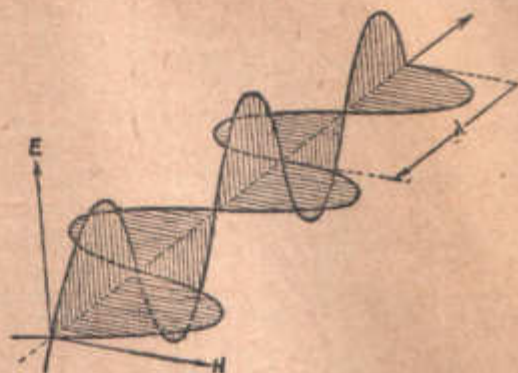


Рис. 439. Графік розподілу напруженостей електричного і магнітного полів уздовж лінії поширення електромагнітної хвилі.

де c — швидкість поширення хвилі.

§ 429. **Замкнена випромінююча система.** Розглянемо випромінюючий провідник („антену“), зігнутий у вигляді квадратної рамки із стороною l ; при цьому ми можемо обмежитись розглядом сукупного випромінювання якихнебудь двох протилежних сторін (рис. 440). Електромагнітні імпульси, які посилюються протилежними сторонами квадрата, є супротивні знаком, тому сумарна напруженість поля в будьякій точці простору A визначається віддалами її (r_1 і r_2) від сторін квадрата. Якщо ці віддалі рівні, то ми маємо (наприклад, для точки A_1 , що лежить на лінії aa) протилежні

імпульси, які досягають точки A_1 одночасно і які знищують один одного. Таким чином, випромінювання по осі рамки немає.

Інший результат дістаємо для точки A_2 , що лежить у площині рамки. Тут імпульс, який посилюється правою стороною рамки, повинен пробігти більшу віддалі і досягає точки A_2 пізніше, ніж імпульс, який посилюється лівою

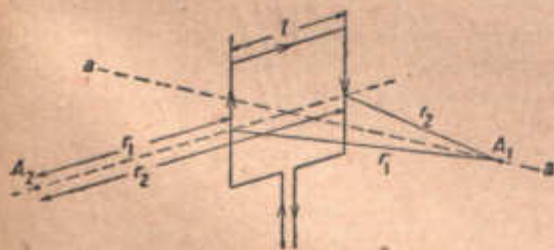


Рис. 440. Випромінювання замкнутого провада, що його обтікає змінний струм.

стороною рамки. Найвигідніший випадок матимемо тоді, коли запізнення точно дорівнюватиме половині періоду; при цьому в точку A_2 приходитимуть імпульси, які збігаються, і ми дістанемо помітне випромінювання в площині рамки. Очевидно, що це буде в тому випадку, коли сторона рамки l дорівнює половині довжини випромінюваної хвилі.

Таким чином, ми приходимо до висновку: *замкнений провід, який обтікається змінним струмом, випромінює енергію головним чином у своїй площині; випромінювання по осі, перпендикулярній до площі, яка обтікається струмом, немає. Випромінювання надзвичайно мале, якщо*

розміри провідника малі порівняно з довжиною хвилі; якщо діаметр рамки дорівнює половині довжини хвилі, то випромінювана енергія стає максимальною.

При частоті 10^6 герців довжина хвилі λ дорівнює 300 м; отже, в цьому випадку найбільш вигідний діаметр рамки дорівнює 150 м. Ми бачимо, що замкнений провідник при застосовуванні його як випромінюючої системи буде надзвичайно громіздкий; проте, він має свої переваги в тих випадках, коли важлива напрямленість випромінювання (наприклад, у війсьній радіотехніці).

§ 430. Відкрита випромінююча система. Найзручнішою випромінюючою системою є прямолінійний незамкнений провід. Справді, коли в описаній вище рамці ми усуваємо одну із сторін, то тим самим ми усуваємо і випромінюване нею поле, що, як ми бачили, частково компенсує поле, випромінюване другою стороною.

На перший погляд здається неможливим збудити змінний струм у незамкненому провіднику; проте, питання розв'язується просто: сторону рамки, яку ми усуваємо, можна замінити конденсатором з достатньо великою поверхнею обкладок (рис. 442), тоді струм провідності

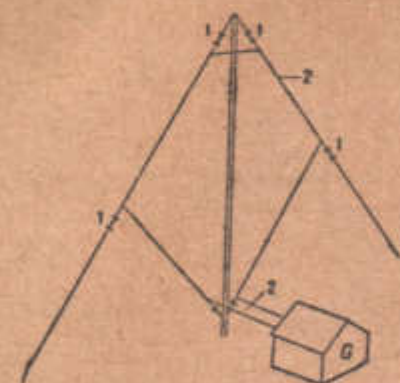


Рис. 441. Замкнена випромінююча система.

1 — ізолятори, 2 — провідники випромінюючої системи, G — бузівка, в якій міститься генератор високої частоти.

замикатиметься струмом зміщення між обкладками конденсатора. Розсуваючи обкладки й одночасно збільшуючи їх поверхню, ми переходимо до випромінюючої системи у вигляді розгорнутого прямолінійного провода; самі обкладки конденсатора звичайно також виготовляють у вигляді системи провідників. Живильний генератор G, як видно на рис. 442, ввімкнений у середину випромінюючого провода.

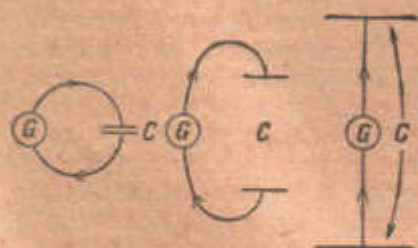


Рис. 442. Поступове перетворення замкнутого коливного контура у відкритий.

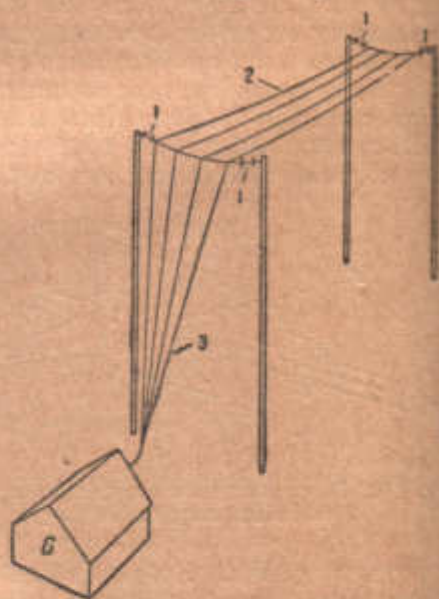


Рис. 443. Відкрита випромінююча система.

1 — ізолятори, 2 — горизонтальна система провідників, 3 — вертикальна випромінююча система провідників, G — бузівка, в якій міститься генератор високої частоти.

Розміри випромінюючої системи („антени“) звичайно бувають досить великими, особливо при частотах порядку 10^6 герців. Довжина випромінюючого провода становитиме 100—150 метрів; системи провідників, які

утворюють обкладки конденсатора, при досить великій ємності будуть також дуже громіздкими. Тому з самого початку розвитку радіотехніки замість однієї з обкладок використовують звичайно поверхню землі. Випромінюючий провід розміщують при цьому вертикально, верхню ж „обкладку“ виготовляють у вигляді системи провідників, підвишених з допомогою ізоляторів до щогол. Генератор, який живить випромінюючу систему, вмикають у коло біля основи вертикального провoda (рис. 443).

Ґрунт можна вважати провідником; тому, розглядаючи випромінювання заземленого провoda, ми повинні також взяти до уваги вплив ґрунтових струмів. На рис. 444 схематично поданий розподіл ґрунтових струмів; ми бачимо, що вони діють грубий дзеркальний відбиток верхньої частини системи.

Очевидно, що ці змінні струми, які протікають у землі, вносять свою частку в сумарне випромінювання системи. Якщо вважати землю ідеальним провідником, то теоретично можна врахувати вплив земних струмів, доповнивши випромінюючу систему її дзеркальним відбитком під поверхнею землі (рис. 444).

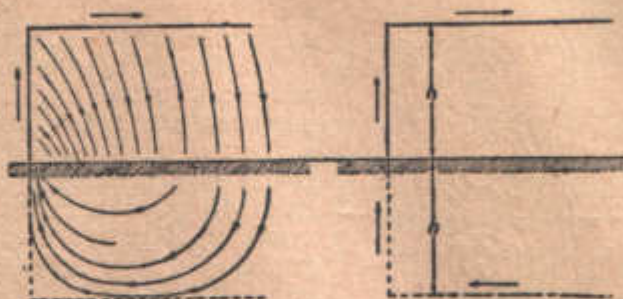


Рис. 444. Картина струмів, індуктованих провідниками антени в землі.

Праворуч — випромінююча система, доповнена її дзеркальним відбитком.

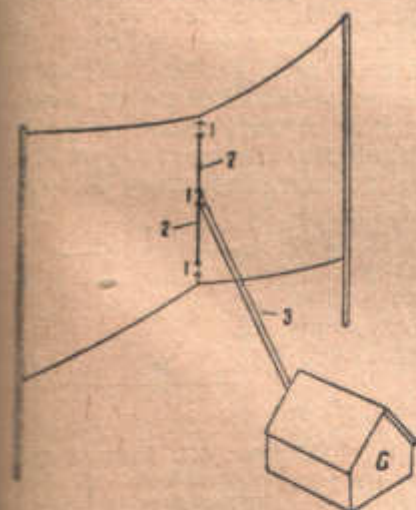


Рис. 445. Симетрична короткохвильова випромінююча система.

1 — ізолятори, 2 — вітки випромінюючої системи, 3 — провідники, які несуть бігущу хвилю, G — будівля генератора.

довжина випромінювача дорівнює половині довжини хвилі, тобто 1500 м; якщо замінити нижню вітку випромінювача поверхнею землі, необхідна довжина сітки становитиме все таки 750 м. Для частоти ж у сто раз більшої, тобто для хвилі 30 м, довжина симетричного випромінювача становитиме тільки 15 м. Таким чином, для „коротких хвиль“ розміри випромінюючої системи будуть значно компактніші.

Звичайно така короткохвильова антена підвішується на деякій висоті над землею (рис. 445); через те, що вмістити живильний генератор у середині підвишеного провідника, очевидно, неможливо, то енергія підводиться до випромінювача двома провідниками, які несуть „бігушу хвилю“ (§ 433).

Очевидно, що випромінюючий провід повинен бути підвішений вертикально, бо інакше випромінювання „дзеркального відбитка“, тобто струмів, індуктованих у землі, зменшувало б сумарне випромінювання системи.

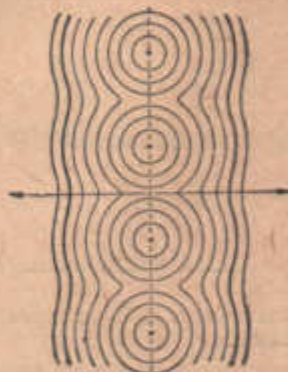


Рис. 446. Поле ряду випромінюючих провідників у плані.

В міру збільшення віддалі від випромінюючої системи форма хвилі наближається до плоскої.

§ 431. **Напрявлені випромінюючі системи.** Компактність випромінюючої системи при високих частотах дає змогу побудувати системи з напрямленим випромінюванням. Уявимо собі ряд одноконкових прямолінійних випромінюючих провідників (рис. 446), розміщених в одній площині. Кожен з цих провідників дає, як ми бачили вище, хвилю формою близьку до сферичної. Проте, якщо струми в цих провідниках змінюється одночасно, то сумарне їх випромінювання дає плоску хвилю. Випромінювання такої системи провідників направлене перпендикулярно до площини, в якій розміщені провідники; при цьому напруженість поля хвилі дужко повільно спадає із збільшенням віддалі.

Випромінююча система такого типу дозволяє одержати пучок електромагнітних хвиль, що виступає всередині кута $10-15^\circ$.

Очевидно, що для довгих хвиль така система стає нездійсненною через свою громіздкість.

§ 432. **Резонанс випромінюючої системи.** Випромінююча система (антена), являючи собою досить громіздку систему провідників, має, крім ємності, також і значну індуктивність. Тому електричний генератор, який працює на випромінюючу систему, крім тієї корисної потужності, яку він віддає на випромінювання, повинен також зрівноважувати електрорушійні сили, утворювані індуктивністю. Замінімо для простоти розгляду випромінюючу систему еквівалентним колом (рис. 447), складеним з індуктивності L , ємності C і опору R . Тут L і C зображають індуктивність і ємність антени; на опір R ми будемо витрачати ту потужність, яку раніше випромінювала наша система. Цей опір, дією якого ми підміняємо справжній процес випромінювання енергії, ми назвемо „опором випромінювання“.

Ми бачимо, що одержане нами коло являє собою електричний коливний контур, резонансна частота якого дорівнює (§ 362):

$$\omega = \frac{1}{\sqrt{LC}} \quad (1)$$

Очевидно, що генератор, який живить це коло, перебуватиме в найвигідніших умовах тоді, коли частота, яку він віддає, збігається з резонансною частотою контура; при цьому струм у контурі буде максимальний і визначатиметься тільки напругою, що її віддає генератор, і опором R . Тому генератор, який живить випромінюючу систему, „настроюють з нею в резонанс“, при чому момент збігу частоти генератора з власною частотою випромінюючого контура спостерігають по амперметру, ввіключеному в провід випромінюючої системи. В момент резонансу величина струму, а отже, і покази амперметра будуть найбільшими.

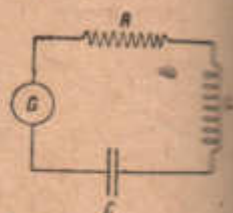


Рис. 447. Електричний коливний контур, якому еквівалентна випромінююча система провідників.

§ 433. **Стояча електромагнітна хвиля.** Звернемо тепер увагу на один дуже важливий момент. В тому випадку, коли геометричні розміри електричного кола невеликі, ми маємо право вважати, що електричний струм устанавлюється в ньому миттю. Чи можливе таке припущення відносно сіток таких великих розмірів, як наші антени?

Процес поширення струму вздовж провoda зумовлюється, власне, тим же процесом поширення імпульсу електричного поля. Через це і швидкість поширення струму в проводі не може бути більшою від швидкості світла. Провід відіграє, власне, тільки роль напрямної, яка вказує шлях поширення електромагнітної хвилі.

Коли ми живимо від генератора змінного струму пару провідників, уздовж них поширюється серія електромагнітних хвиль, довжина яких відповідає частоті генератора (рис. 448). Якщо довжина лінії значно більша довжини хвилі, то генератор може зробити багато періодів, поки бігуща електромагнітна

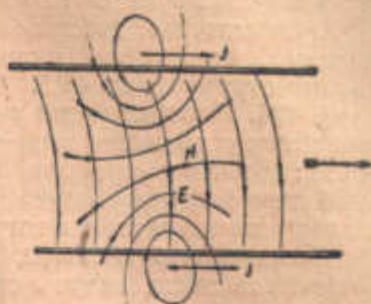


Рис. 448. Картина електромагнітного поля, яке поширюється вздовж двопровідної лінії.

Електромагнітна хвиля несе з собою хвилю

струму і напруги. В який завгодно момент часу розподіл струму вздовж провoda лінії підлягає синусоїдальному закону, з другого боку, при пробіганні синусоїдальної хвилі струм у будьякій точці лінії змінюється синусоїдально з часом. На



Рис. 449. Стоячі хвилі струму в двопровідній електричній лінії.

рис. 449 показано розподіл величин струму у відрізку лінії при пробіганні електромагнітної хвилі.

Якщо розміри провідника малі порівняно з довжиною хвилі, то хвиля досягає кінця провідника через дуже короткий проміжок часу, і ми можемо вважати, що струм устанавлюється „миттю“.

Коли лінія в кінці замкнена на опір, то енергія, що її приносить електромагнітна хвиля, розсіюється в цьому опорі. Коли кінець лінії не замкнений, бігуща хвиля відбивається від кінця лінії, подібно до того як відбивається від точки закріплення хвиля, що біжить уздовж струни. Відбита хвиля, що біжить у напрямі до генератора, складаючись з прямою хвилею, дає досить складну картину розподілу струмів і напруг уздовж провoda лінії.

Для нас тепер важливим є те, що при певних умовах накладання відбитої хвилі на падаючу може дати стоячу (§ 134) електромагнітну хвилю. Це стане в тому випадку, коли довжина провoda дорівнює цілому числу чвертей довжини бігущої хвилі. Стояча електромагнітна хвиля супроводжується стоячою хвилею струму; ми маємо тут, як і у ви-

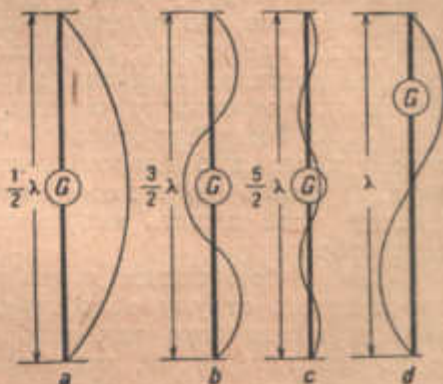


Рис. 450. Стоячі хвилі струму в симетричній випромінюючій системі.

проводу дорівнює цілому числу чвертей довжини бігущої хвилі. Стояча електромагнітна хвиля супроводжується стоячою хвилею струму; ми маємо тут, як і у ви-

падку коливань струни, „видуги“ і „вузли“ струму, тобто точки, в яких величина змінного струму найбільша (видуга), і точки, в яких вона дорівнює нулеві (вузли). Коли б ми ввікнули в наш провід лампочку розжарювання, то вони світилися б найсильніше у видугах струму; у вузлах вони зовсім не світилися б.

Очевидно, що, добираючи відповідним чином частоту живильного генератора, ми можемо укласти в провіді ту або іншу кількість вузлів і видуг струму (рис. 450).

§ 434. **Многократний резонанс випромінюючої системи.** Звернемося тепер знову до вашої випромінюючої системи. Візьмемо її в найпростішій формі: у вигляді прямолінійного провідника, який живлять у середній точці генератором високої частоти (рис. 450). Тут, очевидно, роль „обкладок“ конденсатора відіграють самі вітки провідника.

Електромагнітні хвилі, що їх посилає генератор, відбиваючись від кінців провідника, дадуть стоячу хвилю, якщо довжина провідника дорівнює довжині непарного числа півхвиль. Коли довжина провідника дорівнює половині довжини хвилі, то ми дістаємо найпростішу картину стоячої хвилі; ми спостерігаємо видуги струму в середині провода і вузли на кінцях. Це цілком природно, бо на відкритих кінцях провідника струм, очевидно, повинен дорівнювати нулеві. Коли б ми виміряли амперметр величину струму високої частоти в різних точках провода, то дістали б якраз ту картину розподілу величини струму, яку дано на рис. 450, *a*. Ця простіша картина відповідає тому випадкові, коли генератор дає резонансну частоту випромінюючого провода.

Збільшимо тепер частоту живильного генератора в три рази. Очевидно, що довжина хвилі зменшиться в три рази, і в нашому провіді впадеться вже не половина хвилі, а *три* півхвилі (рис. 450, *b*). Через те що на кінцях провідника ми неминуче повинні мати вузли, то в середині провода ми знову дістанемо видугу струму. Про цей випадок кажуть, що „антена збуджена на третій гармонічній частоті“. Тут ми знову маємо явище резонансу. Збільшуючи далі частоту генератора, ми могли б „збудити антену на п'ятій гармонічній частоті“ (рис. 450, *c*) і т. д.

Можна збудити антену і на парних гармонічних частотах; проте, при цьому в середині провода утворюється вузол струму; тому при такому збудженні генератор доводиться вмикати не в середині провода, а в будь-якій з видуг струму (рис. 450, *d*).

Ми бачимо, що антенна (через те, що її розміри порівнювані з довжиною хвилі) має істотну властивість — **многократний резонанс**, тоді як коливна система, складена з конденсатора і катушки самоіндукції, має тільки одну резонансну частоту.

§ 435. **Генератор високої частоти.** В попередніх параграфах ми говорили тільки про випромінювання електромагнітної енергії; при цьому ми припускали, що є генератор змінного струму високої частоти, який живить випромінюючу систему. Що ж являє собою такий генератор?

Сама собою постає думка застосувати для цього звичайний генератор змінного струму того типу, який застосовують на електростанціях, сконструювати його так, щоб частота, яку він віддає, була досить велика. Такі генератори, так звані машини високої частоти, існують, але їх важко побудувати для частоти вище 30 000 герців. Тому одним типом генератора, який має широке застосування, є генератор, що використовує електронну лампу, так званий ламповий генератор.

§ 436. **Електронна лампа.** Звернемося до рис. 451, на якому схематично подана будова електронної лампи. Ми бачимо тут два електроди, вміщені в скляний балон. Один із цих електродів (нитка *K*) зроблений у вигляді металічної дротинки, розжарюваної електричним струмом

від батареї B_1 . Другий електрод (металічний циліндр A) оточує нитку. Повітря з балона старанно видалено.

Описаний прилад є найпростішим типом електронної лампи; це — так звана „двоелектродна лампа“.

Дія електронної лампи ґрунтується на явищі термо-електронної емісії (§ 394). Розжарена нитка K оточена просторовим негативним зарядом — „електронною хмарою“.

Число електронів у цій електронній хмарі збільшується при підвищенні температури нитки. Сам метал нитки, втрачаючи електрони, заряджається позитивно.

Сполучивши нитку з землею, надамо другому електроду, циліндрові A , деякого позитивного заряду q . Тоді електрони просторового заряду притягуюватимуться позитивним зарядом; певна частина електронів, заряд якої чисельно дорівнює q , попрямує від нитки до циліндра. Цей рух електронів триватиме доти, поки заряд $+q$ не буде цілком нейтралізований.

Якщо ми будемо ввесь час відновлювати позитивний заряд на циліндрі A і, з другого боку, поповнювати втрату електронів у нитці K (для цього ми прикріпимо до електродів акумуляторну батарею B_2), то всередині лампи встановиться постійний потік

електронів від нитки до циліндра. Рух електронів підтримується батареєю B_2 , в колі якої йтиме постійний електричний струм.

Від чого залежить кількість електронів, які пробігають за одиницю часу шлях між анодом і катодом? Очевидно, що число електронів, захоплюваних анодом A , пропорціональне зарядові, якого йому надали. Якщо між ниткою і анодом прикладена напруга V , то цей заряд дорівнює:

$$q = CV, \quad (2)$$

де C — ємність між ниткою і анодом¹⁾. Отже, кількість захоплюваних електронів залежить від розміщення і розмірів анода і від прикладеної до нього напруги.

Чим ближче поверхня анода до нитки, тим більша ємність C і тим більший вплив анода на електрони просторового заряду. Чим вища напруга, прикладена між ниткою і анодом, тим більша кількість захоплюваних електронів; отже, величина струму в анодному колі електронної лампи зростає при збільшенні напруги V . Проте, це зростання струму в колі анода при збільшенні напруги є обмежене. Справді, воно може тривати тільки доти, поки є запас електронів у „просторовому заряді“.

Розглянемо розподіл потенціала в просторі між анодом і ниткою. На рис. 451а дано розподіл потенціала для різних напруг між анодом і ниткою двоелектродної лампи.

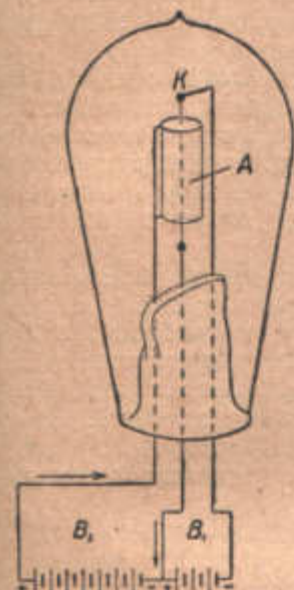


Рис. 451. Схема двоелектродної електронної лампи.



Рис. 451а. Розподіл потенціала в електронній лампі.

¹⁾ Легко зрозуміти, що електроди утворюють конденсатор, однією обкладкою якого є нитка, другою — анод, який оточує її.

При малій анодній напрузі (крива 1) густина електронної хмари така велика, що в певній області між ниткою і анодом потенціал стає негативним; очевидно, що пройти цю область негативного потенціала можуть тільки електрони, які мають при виході з нитки найбільші початкові швидкості. Тому струм між анодом і ниткою малий.

При збільшенні напруги між анодом і ниткою область негативного потенціала звужується, і її границя наближається до нитки. Умови проходження для більш повільних електронів полегшуються, і загальний електронний потік зростає (крива 2).

Нарешті, при дальшому збільшенні потенціала на аноді можна діяти того моменту, коли всі, навіть найповільніші електрони, захоплюються полем анода. Область негативного потенціала зникає, і струм через електронну лампу набуває найвищої величини. Число електронів, захоплюваних анодом, точно дорівнює числу електронів, які випускає розжарена нитка, і при дальшому збільшенні потенціала анода струм не збільшуватиметься.

Цей граничний струм називається „струмом насичення“ електронної лампи. Треба, проте, зауважити, що просторовий заряд при цьому не зникає, і крива розподілу потенціала залишається криволінійною. При відсутності зарядів між анодом і ниткою розподіл потенціала підлягав би прямолінійному законові. Практично повне знищення просторового заряду настає тільки при дуже великих анодних напругах.

§ 437. Характеристика двоелектродної електронної лампи. Напруга, при якій встановлюється струм насичення, залежить, очевидно, від ємності між ниткою і анодом. Чим менша ємність, тобто чим далі поверхня анода від нитки, тим більшу напругу доведеться прикласти для досягнення струму насичення. Це цілком зрозуміло з наведеної вище формули для заряду q .

Легко графічно показати залежність величини струму в анодному колі від напруги, прикладеної між анодом і ниткою (рис. 452). Такі графіки звичайно називаються характеристиками лампи. На рис. 452 наведені характеристики двоелектродної лампи для різних температур нитки. Як бачимо, для вищих температур струм насичення буде більший. Характеристика лампи на значній ділянці близька до прямої лінії. Ідеалізуючи, її звичайно приймають за прямолінійну від нуля і до струму насичення.

Роблячи так, ми припускаємо, що в області позитивних напруг на аноді аж до струму насичення лампа поводить себе як звичайний провідник, що підлягає законові Ома, тобто струм через лампу пропорціональний прикладеній до неї напрузі:

$$I = \frac{V_a}{R_i} \quad (3)$$

Ми бачимо, що лампу можна характеризувати певним властивим їй опором, так званим внутрішнім опором лампи. Очевидно, чим крутіше йде характеристика лампи, тим менший внутрішній опір лампи. Внутрішній опір двоелектродної лампи і її струм насичення є величинами, які характеризують лампу досить повно.

На рис. 452 пунктиром показана характеристика лампи, яка має

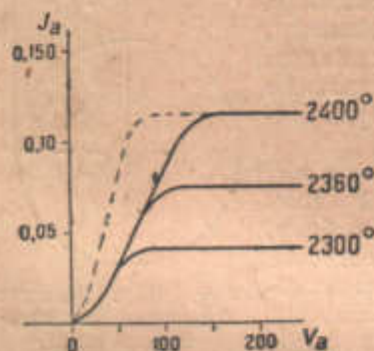


Рис. 452. Характеристика двоелектродної лампи з вольфрамовою ниткою для різних температур нитки.

більшу ємність C , тобто такої лампи, в якій анод розміщений ближче до нитки. Струм насичення для такої лампи досягається при менших значеннях напруги, і характеристика II йде крутіше.

Що буде, якщо ми надамо анодові не позитивного заряду, а негативного, наприклад, прикладемо зворотну напругу між електродами, змінивши полюси батареї?

Очевидно, що в цьому випадку струму не буде, бо електрони не будуть переміщатися до циліндра A . Отже, електронна лампа має односторонню (уніполярну) провідність.

§ 438. Триелектродна лампа. Описана вище двоелектродна лампа має порівняно обмежене коло застосування, про яке ми будемо говорити нижче. Перейдемо до розгляду основного і найважливішого типу електронної лампи — триелектродної лампи. На рис. 453 дана схема будови цієї лампи. Ми бачимо, що вся відміна полягає в спіральній електроді D , який оточує нитку. Тепер величина струму в анодному колі залежатиме не тільки від напруги, прикладеної до анода, а й від знака та величини заряду електрода D , який має звичайно назву „сітки“¹⁾.

Коли сітці D надано негативного заряду, то це гальмує рух електронів від нитки до анода (до циліндра A).

Очевидно, що коли надати сітці D досить великого негативного заряду, то можна зовсім припинити рух електронів від катода до анода.

Якщо сітка заряджена позитивно, то деякі захоплювані нею електрони, падаючи на сітку, частково нейтралізують її позитивний заряд. Проте, більшість електронів через велику віддаль між витками спіралі пролетить за інерцією мимо провідників сітки і досягне анода; отже, при позитивному заряді на сітці струм в анодному колі зростає. Очевидно, що надати сітці того або іншого заряду найзручніше, прикладаючи ту чи іншу напругу між сіткою і ниткою. Ми маємо, таким чином, можливість змінювати величину струму в анодному колі лампи, змінюючи напругу між сіткою і ниткою.

На перший погляд може здатись, що в цьому немає особливої переваги триелектродної лампи порівняно з двоелектродною; справді, адже і в двоелектродній лампі ми маємо змогу впливати на величину струму в колі анода, змінюючи напругу між анодом і ниткою. Але виходить, що вплив напруги сітки на анодний струм виявляється значно різкіше, ніж вплив (на величину струму) анодної напруги.

Розглянемо це питання детальніше. Число електронів, захоплюваних сіткою й анодом, визначається величиною позитивного заряду цих електродів. При цьому завдяки спіральній будові сітки майже всі захоплювані сіткою електрони досягають анода; тільки невелика частина їх складає струм сітки.

Таким чином, струм анода визначається сумарним зарядом q сітки й анода:

$$q = C_1 V_a + C_2 V_c.$$

Тут C_1 — ємність між анодом і ниткою; C_2 — ємність між сіткою і ниткою; V_a і V_c — відповідні напруги. Ми бачимо, що коли C_2 (як звичайно буває)

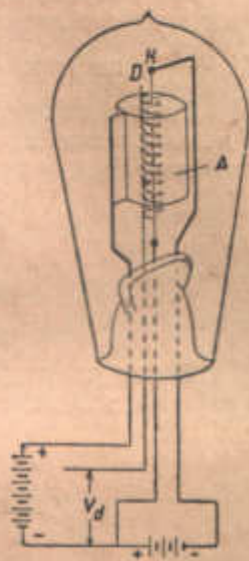


Рис. 453. Схема триелектродної електронної лампи.

¹⁾ У перших моделях електронних ламп цей електрод справді робили у вигляді металевих сіток.

значно більше C_1 , бо спіраль сітки розмішена ближче до нитки, ніж до верхня анода, то вплив V_c на величину q значно сильніший, ніж вплив V_a .

Позначимо:

$$\frac{C_2}{C_1} = \mu. \quad (4)$$

Тоді:

$$q = \frac{C_2}{\mu} V_a + C_2 V_c = C_2 \left(V_c + \frac{V_a}{\mu} \right). \quad (5)$$

Ми бачимо, що триелектродну лампу можна вважати заміненою двоелектродною лампою, якщо до сітки прикладена не напруга V_c , а напруга $V_c + \frac{V_a}{\mu}$; це дало б ту саму величину електронного струму.

Можна також уявити собі триелектродну лампу, яка має тільки анод і не має сітки, але тоді для досягнення тієї ж величини анодного струму нам довелося б прикласти до анода не напругу V_a , а напругу:

$$V_a + \mu V_c,$$

бо

$$q = C_1 \left(V_a + \frac{C_2}{C_1} V_c \right) = C_1 (V_a + \mu V_c). \quad (6)$$

Таким чином, якщо раніше для двоелектродної лампи ми зображали графічно залежність між напругою на аноді і струмом в анодному колі, то, щоб дістати аналогічний графік для триелектродної лампи, ми повинні відкласти на осі абсцис не V_a , а $V_a + \mu V_c$ (рис. 454). Ця сумарна напруга, яка визначає собою електронний струм, має назву керуючої напруги.

Ми бачимо, що залишаючи напругу на аноді постійною, можна в широких межах змінювати анодний струм, регулюючи керуючу напругу за рахунок зміни напруги V_c сітки.

Цей результат надзвичайно важливий. Справа в тому, що величина μ залежить від будови лампи і що величину можна зробити дуже великою.

З другого боку, важливе є те, що через надзвичайно малу масу електронів керування анодним струмом в електронній лампі практично безінертне. Зміна струму (який досягає в потужних лампах десятків амперів) миттю йде за зміною напруги на сітці. Саме ця обставина і робить електронну лампу такою необхідною в техніці струмів високої частоти.

Електронний потік починає виявляти свою інерцію тільки при надзвичайно великих частотах: порядку 10^{10} — 10^{11} герців, тобто для хвиль довжиною в 1—0,1 см.

§ 439. Параметри триелектродної лампи. Ми бачили в § 437, що двоелектродна лампа характеризується її внутрішнім опором і величиною струму насичення. Для триелектродної лампи справа трохи складніша. Як було сказано вище, триелектродну лампу можна замінити рівноцінною лампою, яка має тільки сітку або тільки анод; у першому випадку до сітки треба прикласти керуючу напругу $V_c + \frac{V_a}{\mu}$, щоб урахувати

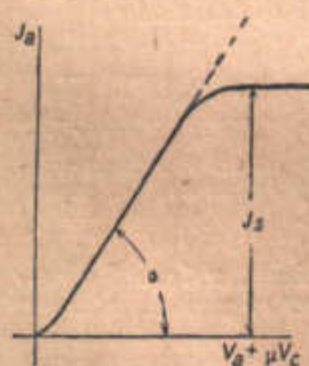


Рис. 454. Характеристика триелектродної лампи.

Величина струму в анодному колі виражена залежно від керуючої напруги, прикладеної до анода.

вплив анода; у другому — треба прикласти до анода напругу $V_a + \mu V_c$, щоб врахувати вплив сітки. Очевидно, що ми можемо виражати анодний струм залежно від першої або другої напруги; в кожному випадку, як і для двоелектродної лампи, ми дістанемо певний опір лампи.

Дослідимо характеристики лампи залежно від керуючої напруги на сітці. Опір лампи визначається за законом Ома:

$$I_a = \frac{V_{\text{кер. сітки}}}{R}$$

Або, якщо замість опору взяти провідність: $S = \frac{1}{R}$, то

$$I_a = S V_{\text{кер. сітки}}$$

Очевидно, що відношення $\frac{I_a}{V_{\text{кер. сітки}}}$ дорівнює тангенсові кута α нахилу характеристики. Через це величину S (провідність лампи по сітці) називають звичайно крутизною характеристики лампи. Таким чином:

$$I_a = S V_{\text{кер. сітки}} = S \left(V_c + \frac{V_a}{\mu} \right). \quad (7)$$

Якщо ми, навпаки, будемо брати струм в анодному колі залежно від керуючої напруги, прикладеної до анода, то відповідний опір лампи буде інший. Назвемо його, як і у випадку двоелектродної лампи, внутрішнім опором R_i . Тоді:

$$I_a = \frac{V_{\text{кер. анода}}}{R_i} = \frac{1}{R_i} (V_a + \mu V_c). \quad (8)$$

Величина $\frac{1}{R_i}$ менша S в μ раз. Це легко перевірити, порівнявши обидва вирази для анодного струму:

$$S \left(V_c + \frac{V_a}{\mu} \right) = \frac{1}{R_i} (V_a + \mu V_c) = \frac{\mu}{R_i} \left(\frac{V_a}{\mu} + V_c \right).$$

Звідси одразу дістаємо:

$$S = \frac{\mu}{R_i}. \quad (9)$$

Ці співвідношення між основними величинами, що характеризують триелектродну лампу, було дане Баркгаузенем. Очевидно, що величини μ , S , R_i характеризують лампу; їх називають параметрами лампи. Четвертою величиною, яка має велике значення, є, як і у випадку двоелектродної лампи, струм насичення.

Параметри лампи і струм насичення мають залежно від типу лампи найрізноманітніше значення. Так, для маленької приймальної лампочки R_i буває порядку 10 000 — 20 000 ом; μ близько 10 — 20; відповідна крутизна буде порядку 0,001 ом⁻¹. Через те що $\left[\frac{1}{\text{ом}} \right] = \left[\frac{\text{ампер}}{\text{вольт}} \right]$, крутизну звичайно виражають в амперах на вольти; в нашому випадку вона дорівнює одній тисячній ампера на вольт, або, простіше, одному міліамперові на вольт. Струм насичення може досягати кількох тисячних ампера. Напруга джерела струму в анодному колі (напруга анодної батареї) — близько 80 V.

Для потужної лампи на 20 kW: $\mu = 40$; $S = 25$ mA/V; $R_i = 1600 \Omega$. Струм насичення цієї лампи досягає 15 А. Робоча анодна напруга дорівнює 10 000 V. Таку високу напругу практично неможливо дістати від акумуляторних батарей; для цієї мети користуються або спеціальними динамомашинами, або випрямлячами, для яких буде описана нижче. „Нитка“ такої лампи являє собою вольфрамовий дріт товщиною в 1 мм. Струм, потрібний для розжарення такої „нитки“, досягає 50 А.

§ 440. Триелектродна лампа з навантаженням в анодному колі. Підведемо до сітки лампи синусоїдальну змінну напругу. Керуюча напруга в анодному колі буде $V_a + \mu \varepsilon_c \sin \omega t$. В прямолінійній ділянці характеристики (рис. 454) лампа підлягає законам Ома:

$$I_a = \frac{1}{R_i} (V_a + \mu \varepsilon_c \sin \omega t) = \frac{V_a}{R_i} + \frac{\mu \varepsilon_c}{R_i} \sin \omega t.$$

Ми бачимо, що анодний струм являє собою суму постійного і змінного струму або, як кажуть інакше, постійної і змінної складової. Змінний струм в анодному колі має амплітуду $\frac{\mu \varepsilon_c}{R_i}$. Тут роль електрорушійної сили відіграє $\mu \varepsilon_c$; роль опору виконує внутрішній опір лампи.

Ми досі розглядали поведінку лампи при анодному колі, замкненому тільки на батарею; ми розглядали, отже, випадок, коли практично анодне коло лампи для змінних струмів було замкнене на малий опір. Природно, що в цьому випадку струм „короткого замикання“ лампи визначається тільки її внутрішнім опором. Тут для лампи маємо ті самі співвідношення, як і для будь-якого генератора електричного струму.

Щоб використати енергію змінного струму анодного кола, в це коло вмикають „навантаження“. На рис. 455 в умовному зображенні показана електронна лампа, в анодне коло якої ввімкнений опір R_a . В цьому випадку, очевидно, змінний струм в анодному колі визначатиметься не тільки внутрішнім опором лампи, а й опором навантаження:

$$I_a = \frac{\mu \varepsilon_c}{R_i + R_a} \sin \omega t. \quad (10)$$

Визначимо ту змінну напругу, яка припадає на опір R_a :

$$\varepsilon_a = I_a R_a = \frac{R_a \mu \varepsilon_c}{R_i + R_a} \sin \omega t. \quad (11)$$

Легко бачити, що напруга ця буде найбільшою, якщо R_a набагато більший, ніж R_i . Тоді можна вважати наближено:

$$\varepsilon_a = \mu \varepsilon_c. \quad (11a)$$

Це співвідношення дуже важливе. Підвісивши до сітки лампи напругу амплітуди ε_c , ми дістаємо на опорі, ввімкненому в коло анода, змінну напругу, амплітуда якої в μ раз більша. Лампа, як кажуть, „підсилює“ напругу. Через це електронні лампи часто називають підсилювальними; з тієї ж причини параметр μ називають коефіцієнтом підсилення лампи.

Якщо ми хочемо дістати від лампи якнайбільшу потужність, ми повинні, як і для будьякого іншого генератора, взяти опір навантаження рівним внутрішньому опорі лампи (§ 355). Тоді:

$$I_a = \frac{\mu \varepsilon_c}{2R_l} \sin \omega t$$

$$\varepsilon_a = \frac{\mu \varepsilon_c}{2} \sin \omega t.$$

Потужність дістанемо, перемноживши амплітуди і поділивши добуток на 2 (§ 357):

$$W = \frac{\mu^2}{8R_l} \varepsilon_c^2 = \frac{\mu S}{8} \varepsilon_c^2. \quad (12)$$

Припустимо, що ми маємо лампу, для якої $\mu = 4$; $S = 2 \cdot 10^{-3}$ $\frac{\text{ампер}}{\text{вольт}}$.

Тоді при $\varepsilon_c = 1$ V лампа віддасть потужність $W = \frac{1}{1000}$ W. При амплітуді змінної напруги $\varepsilon_c = 50$ V лампа віддасть уже потужність в 50^2 раз більшу, тобто 2,5 W.

Ми бачимо, що добуток крутизни на коефіцієнт підсилення визначає собою потужність, яку може віддати лампа; зрозуміло, що наші міркування правильні лише в тому випадку, коли лампа підлягає закономірності Ома, тобто коли ми не виходимо за межі прямолінійної частини характеристики.

Потужність, яку віддає електронна лампа, одержуємо, очевидно, за рахунок енергії джерела анодного струму, наприклад, батареї. Справді, рух електронів підтримується і поповнюється батареєю; роль же сітки полягає тільки в регулюванні і перерозподілі енергії, яку віддає батарея. Таким чином, лампа є своєрідним генератором, що перетворює енергію постійного струму в енергію змінного струму.

§ 441. Ламповий генератор із стороннім збудженням. Звернемося до рис. 456. На ньому схематично зображена лампа, в анодне коло якої ввімкнений коливний контур, що складається з катушки L , конденсатора C і опору R . Подамо на сітку лампи змінну напругу $\varepsilon_c \sin \omega t$. Тоді анодний струм дорівнюватиме $S \left(\varepsilon_c \sin \omega t + \frac{V_a}{\mu} \right)$.

Очевидно, що V_a теж не буде постійною; на катушці L ми одержимо змінну напругу, яка в сумі з напругою батареї становить V_a . Проте, для простоти ми припустимо, що μ дуже велике і що тому вплив змін V_a дуже малий. Тоді змінна складова анодного струму буде:

$$I_a = S \varepsilon_c \sin \omega t.$$

Цей змінний струм, проходячи по катушці L , індуктує в ній зворотню електрорушійну силу ε тієї ж частоти ω . Таким чином, лампа вносить у коливний контур 1, 2, 3, 4 електрорушійну силу; в контурі 1, 2, 3, 4 виникає змінний струм.

Величина струму, яку одержуємо в контурі 1, 2, 3, 4, очевидно, буде найбільшою тоді, коли частота ω збігається з резонансною частотою контура.

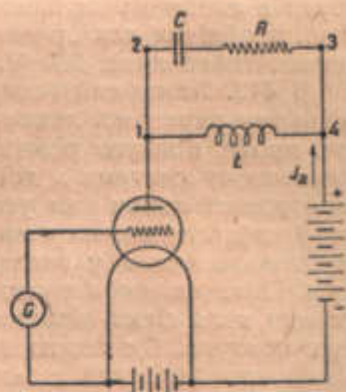


Рис. 456. Ламповий генератор із стороннім збудженням.

Тоді ця величина струму практично визначатиметься тільки величиною електрорушійної сили і власним опором контура¹⁾.

Електрорушійна сила, індуктована в катушці контура 1, 2, 3, 4, пропорціональна коефіцієнтові самоіндукції L і швидкості зміни струму I_c :

$$\mathcal{E} = -L \frac{dI_c}{dt} = -LS \varepsilon_c \omega \cos \omega t.$$

Отже, струм у контурі:

$$I_k = \frac{\mathcal{E}}{R} = -\frac{LS}{R} \varepsilon_c \omega \cos \omega t.$$

При резонансі $\omega = \frac{1}{\sqrt{LC}}$; підставивши цей вираз, дістаємо:

$$I_k = -\frac{LS}{R\sqrt{LC}} \varepsilon_c \cos \omega t. \quad (13)$$

Ми бачимо, що величина струму в контурі 1, 2, 3, 4 насамперед залежить від омичного опору контура; якщо цей опір малий, то струм може бути дуже великим. Електронна лампа, яка має граничне значення анодного струму 15 А, може збудити в коливному контурі змінний струм величиною в багато десятків амперів.

Якщо як коливний контур вимкнути в анодне коло потужної лампи випромінюючу сітку, то випромінювана енергія може становити десятки і сотні кіловатів потужності. Значна вигода тут у тому, що напруги і потужності, які підводяться до сітки лампи, значно менші, ніж ті, які ми дістаємо у випромінюючій системі. Так, якщо амплітуда змінної напруги в анодному колі потужної лампи дорівнює 10 000 В, то напруга на сітці, необхідна для „розкачки“ лампового генератора, приблизно в 40 раз менша, тобто лише 250 В.

§ 442. Ламповий генератор із самозбудженням. Описаний у попередньому параграфі ламповий генератор із стороннім збудженням ще не дає, проте, повного розв'язання питання. Ми дістали змогу жити випромінюючу систему з допомогою електронної лампи; але для збудження електронної лампи нам усе таки потрібна змінна напруга високої частоти, хоч і набагато менша величиною. Тут нам знову приходить на допомогу електронна лампа у вигляді лампового генератора із самозбудженням. Питання розв'язується надзвичайно просто: ми беремо для збудження кола сітки лампового генератора напругу з його власного анодного контура. Це можна зробити найрізноманітнішими способами; проте, самий принцип, який називають принципом зворотного зв'язку²⁾, залишається незмінний.

Звернемось до рис. 457, який показує одну з простіших схем лампового генератора із самозбудженням. Тут змінну напругу беруть з анодного контура з допомогою трансформатора, який складається з двох катушок L_1 і L_2 , зв'язаних між собою індуктивно.

Припустимо, що ми маємо на сітці лампи синусоїдальну напругу $\varepsilon_c \sin \omega t$. Тоді, згідно з попереднім параграфом, змінний струм у контурі:

$$I_k = -\frac{L_1 S}{R\sqrt{L_1 C}} \varepsilon_c \cos \omega t.$$

¹⁾ Висновки цього й дальшого параграфів достатньо точні тільки для випадку малого активного опору в коливному контурі.

²⁾ Принцип зворотного зв'язку в застосованні до радіотехніки вперше був сформульований Мейсснером.

Якщо коефіцієнт взаємодуції між катушками L_1 і L_2 дорівнює M , то напруга, що індуктується в катушці L_2 і повертається на сітку, дорівнює $M \frac{dI_h}{dt}$:

$$M \frac{dI_h}{dt} = \frac{L_1 S M}{R \sqrt{L_1 C}} \varepsilon_c \omega \sin \omega t = \frac{M S}{R C} \varepsilon_c \sin \omega t$$

(через те, що резонансна частота $\omega = \frac{1}{\sqrt{L_1 C}}$). Ми бачимо, що можуть

бути два основні випадки залежно від знака M : або напруга, що повертається на сітку, однакова своїм знаком із первісною, тоді напруга, що повертається, підтримує коливання; або вона протилежна їй знаком, і тоді коливання не виникають.

Важливим є перший випадок. Тут ми маємо дві можливості:

1. Електрорушійна сила, що повертається, менша необхідної, тобто

$$\frac{M S}{R C} \varepsilon_c \sin \omega t < \varepsilon_c \sin \omega t, \text{ або } \frac{M S}{R C} < 1.$$

В цьому випадку лампа вносить у контур надто мало енергії; втрати на опорі R перевищують потужність, що віддається лампою. Коливання в контурі 1, 2, 3, 4 будуть поступово затухати, тобто амплітуда величини змінного струму в контурі поступово спадатиме, поки вся система не прийде в стан спокою.

2. Електрорушійна сила, що повертається, більша необхідної, тобто $\frac{M S}{R C} > 1$. В цьому випадку втрати на опорі R менші, ніж потужність,

яка віддається лампою. Амплітуда величини змінного струму в контурі поступово збільшуватиметься; вона могла б збільшуватись безмежно, коли б лампа не мала струму насичення. В наслідок обмеженості анодного струму настає момент, коли встановлюється рівновага між втратами в контурі і потужністю, що віддається; при цьому лампа віддає в контур найбільшу можливу потужність.

Постає питання: як же виникають коливання в контурі 1, 2, 3, 4 — на самому початку при ввімкненні генератора? Будьякий випадковий поштовх струму в контурі, чи то в наслідок заряду конденсатора при ввімкненні анодного кола, чи в наслідок будьяких інших причин, уже приводить контур у колильний стан. Ми одержуємо в контурі змінний струм, частота якого дорівнює резонансній частоті контура. Величина цього струму може бути надзвичайно мала; суть у тому, чи здатна система, почавши з малих струмів і напруг, розгорнутись до повної потужності, чи ні. Очевидно, що це можливо тільки в другому із зазначених

випадків, коли $\frac{M S}{R C} > 1$.

§ 443. Примірна схема генератора високої частоти. На рис. 458 дана примірна схема генератора високої частоти. Тут ми бачимо самозбудний генератор, колильний контур якого настроєний на частоту випромінюючої системи. Анодний контур цього генератора подає з допомогою трансформатора напругу високої частоти на сітку потужної лампи. Якщо випромінююча система замкнена, то вона може бути у вигляді величезної „катушки“ безпосередньо ввімкнена в колильний контур потужної лампи;

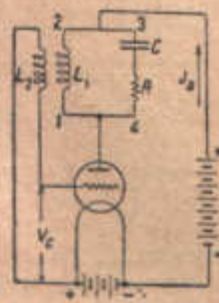


Рис. 457. Самозбудний ламповий генератор.

розімкнена система зв'язується з контуром звичайно з допомогою трансформатора.

Живлення лампових генераторів здійснюється від динамомашин, які дають струм для розжарення ламп і високу напругу для живлення анодних кіл. Проте, зручніше користуватись для цього звичайним змінним струмом. Розжарювати нитки ламп можна безпосередньо змінним струмом; діставати ж високу напругу для живлення анодних кіл можна, застосовуючи трансформатор і ламповий випрямляч (кенотрон).

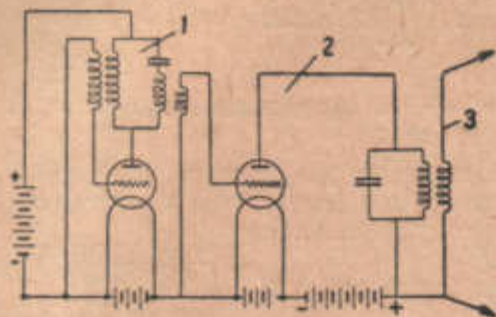


Рис. 458. Ламповий генератор високої частоти.

1 — самозбудий генератор — „збудник“, 2 — генератор із стороннім збудженням, 3 — випромінююча система.

§ 444. Поширення електромагнітних хвиль. Шар Хівісайда. Якщо випромінююча система знаходилась у вільному просторі далеко від Землі, то електромагнітні хвилі поширювалися б прямолінійно. Внаслідок провідності земної поверхні і внаслідок іонізації атмосфери умови поширення електромагнітних хвиль на поверхні земної кулі істотно відмінні від умов їх вільного поши-

рення. Провідність ґрунту зумовлює, поперше, зміни напрямку поширення хвиль і, подруге, викликає поступове вбирання енергії хвиль при поширенні їх уздовж земної поверхні.

Вплив іонізації атмосфери почасти подібний до впливу провідності землі, але при поширенні коротких хвиль іонізація атмосфери зумовляє виникнення деяких своєрідних явищ.

Іонізація атмосфери викликається головним чином сонячним і космічним випромінюванням; тому іонізація підсилюється із збільшенням висоти. Якщо припустити, що ультрафіолетове випромінювання Сонця є єдиним джерелом іонізації, то можна наперед замечити існування на висоті від 90 до 130 км іонізованого шару з найбільшою концентрацією вільних електронів близько $9,2 \cdot 10^5$ електронів в 1 см^3 .

Експериментальні дані показують, що будова іонізованих шарів атмосфери є більш складною. Припускається, що іонізовані шари атмосфери простягаються на значну висоту, при чому виявлено наявність декількох максимумів іонізації, що, очевидно, відповідають зміні газового складу атмосфери по висоті.

Наявність стійкого іонізованого шару зумовлюється, звичайно, рівновагою між діями іонізуючих агентів і процесами зворотного відновлення (рекомбінації) іонів. Отже, як тільки настане ніч, при відсутності основного джерела іонізації, концентрація вільних електронів зменшується. При цьому процес рекомбінації більш інтенсивно відбувається в густіших шарах атмосфери, і максимум іонізації зміщується догори. Згідно з експериментальними спостереженнями нічна висота максимуму іонізації становить 400—500 км.

Як денна, так і нічна висота максимумів іонізації істотно залежить від пори року для даної частини земної кулі; очевидно, що в екваторіальних областях висота повинна бути найменшою.

Іонізовані шари атмосфери називають „шаром Хівісайда“, за ім'ям дослідника, що перший звернув увагу на вплив зазначеного шару на поширення електромагнітних хвиль навколо земної кулі.

Електропровідність шару Хівісайда еквівалентна провідності металічної оболонки завтовшки приблизно 3 м на денній стороні і 0,05 м — на нічній.

Електромагнітні хвилі, випромінювані системою, розміщеною на поверхні Землі, поширюються ніби між двома провідними поверхнями

(рис. 459). В наслідок провідності земної поверхні і шару Хівісайда силові лінії електричного поля розміщуються майже вертикально. Провідні поверхні „ведуть“ електромагнітну хвилю; поширення хвилі в цьому випадку подібне до поширення хвилі вздовж дво-проводної лінії; роль проводів відіграють тут поверхня Землі і шар Хівісайда.

Умови вбирання енергії хвиль різні для різних довжин хвиль; для довгих хвиль вбирання менше, ніж для коротких. В наслідок вбирання далекість зв'язку великою мірою залежить від властивостей ґрунту на протязі між пунктом передачі і пунктом приймання; так, далекість зв'язку над водними поверхнями більша, ніж далекість зв'язку над сушею.

Сказане вище стосується поширення „земних“ хвиль, тобто таких, які випромінюються заземленою системою провідників; електричні силові лінії такої хвилі неминуче зв'язані з земною поверхнею.

При зменшенні довжини хвилі характер випромінювання все більше наближається до світлового; в цьому випадку можна говорити про „промінь“ електромагнітної хвилі. Короткохвильова незаземлена випромінююча система дає також і „земну“ хвилю, але енергія цієї хвилі швидко вбирається ґрунтом. Зв'язок на коротких хвилях зумовлюється переважно „променями“ електромагнітних хвиль; такі хвилі, що поширюються променясто, називають „небесними“ хвилями.

Провідний шар Хівісайда являє собою ніби дзеркало для електромагнітних променів; промінь, відбитий шаром Хівісайда, повертається до Землі на великій віддалі від випромінюючої системи. Цим пояснюється велика далекість зв'язку на коротких хвилях при відносно малих випромінюваних потужностях. Проте, в наслідок зміни іонізації протягом доби умови поширення коротких хвиль удень різко відмінні від умов поширення їх уночі.

На близьких від випромінювача віддалях зв'язок може здійснюватися з допомогою „земної“ хвилі; при збільшенні віддалі приймання припиняється, поки ми не прийдемо в точку падання „небесної“ хвилі (рис. 460); таке походження „мертвих зон“ при прийманні сигналів короткохвильових радіостанцій.

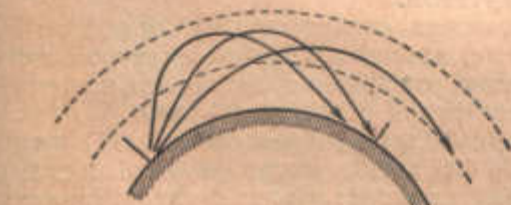


Рис. 460. Заломлення променів електромагнітних хвиль у шарі Хівісайда.

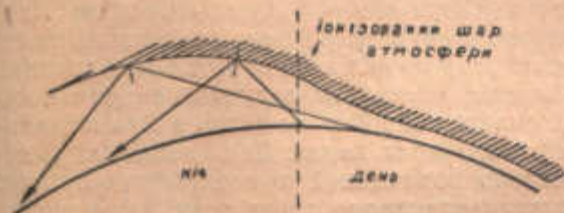


Рис. 460 а.

Цікаві явища виявляються при проходженні короткої електромагнітної хвилі з області дня в область ночі і навпаки. Ми зазначали, що висота іонізованого шару над рівнем землі різко змінюється після заходу сонця; тому на границі між днем і ніччю ми маємо спадання — похилий хід іонізованих шарів. Це своєрідне похиле дзеркало може зумовити в деяких випадках виняткову далекість проходження електромагнітної хвилі, наявність „луни“ і т. ін. На рис. 460а показано схематично можливі

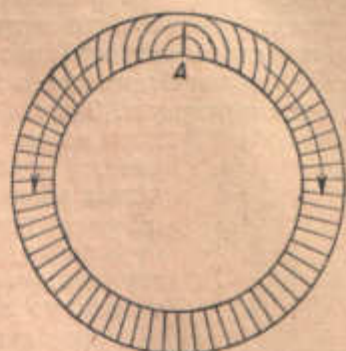


Рис. 459. Обгинання земної кулі електромагнітними хвилями, випромінюваними в точці А.

шляхи променя електромагнітної хвилі в припущенні, що вона відбивається від іонізованого шару.

§ 445. **Приймання електромагнітних хвиль.** Розглянемо, як відбувається процес передачі радіосигналу. Коли працює генератор випромінюючої системи, то в провідниках випромінюючої системи протікає змінний струм високої частоти. При цьому відбувається випромінювання електромагнітних хвиль; перервавши роботу генератора, ми припинимо випромінювання. Тривалість роботи генератора залежить від нас. Ми можемо встановити якусь умовну систему сигналів, що складається, наприклад, з комбінації коротких і тривалих посилок електромагнітних хвиль. На значних відстанях від передавальної радіостанції електричне поле хвиль напрямлене, як було сказано вище, перпендикулярно до поверхні землі; магнітне поле орієнтоване горизонтально. Якщо в полі хвиль розміщений якийсь провідник, то силові лінії магнітного поля хвиль, перетинаючи цей провідник, викличуть у провіднику електрорушійну силу. У випадку синусоїдальної електромагнітної хвилі в провіднику дістанемо синусоїдальну електрорушійну силу. Частота індуктованої електрорушійної сили дорівнюватиме частоті змінного струму, який живить випромінюючу систему передавача.



Рис. 461.
Вертикальна приймальна антена з коливним контуром, який служить для її настройки.

„Приймання“ сигналів повинне відбуватись іноді на відстані тисяч кілометрів від випромінюючої системи. На таких відстанях напруженість поля електромагнітної хвилі надзвичайно мала.

Напруженість поля хвиль радіостанції імени Комінтерну вже на віддалі 20 км від Москви становить лише близько $0,6 \cdot 10^{-3}$ вольт/см; десь на віддалі 800 км від Москви напруженість поля буде приблизно $2 \cdot 10^{-6}$ вольт/см. Ці числа залежать від умов погоди і пори дня, а також і від степеня вбирання енергії хвиль ґрунтом.

Приймальна радіоустановка складається з ряду пристроїв, завданням яких є, поперше, власне приймання електромагнітної хвилі, потім підсилення одержаних сигналів і, нарешті, їх реєстрація або ж перетворення їх у звукові хвилі.

Власне, приймальна система провідників („приймальна антена“) нічим не відрізняється від описаної вище (§ 429 і 430) випромінюючої системи провідників. Існують три типи приймальних антен: замкнена антена (рамка), розімкнена заземлена антена і розімкнена незаземлена антена. Найбільше поширені перші два типи.

Як антену можна взагалі використати будьякий провідник достатніх розмірів; у будьякому провіднику бігуща хвиля утворює електрорушійні сили. Часто як антенною користуються проводками електричного освітлення, телефонною проводкою і т. д. Проте, такі „сурогатні“ антени дуже недосконалі.

Провідник приймальної антени слід розміщати так, щоб напрям його збігався з напрямом електричних силових ліній поля хвиль і був перпендикулярний до силових ліній магнітного поля хвиль. Для приймання „земної“ хвилі застосовують вертикально розміщений прямолінійний провід. Для цього випадку легко розрахувати електрорушійну силу, яка виникне в антені. Нехай напруженість електричного поля хвиль у місці приймання дорівнює E вольт/см. Через те що напрям провода збігається з напрямом електричного поля, на кожний сантиметр довжини антени припадає електрорушійна сила E вольтів. Повна електрорушійна сила в антені дорівнюватиме El , де l — довжина (висота) вертикального провода.

Та сама приймальна антена служить звичайно для приймання цієї або іншої на бажання радіостанції; для цього треба мати можливість „настроїти“ антену на частоту передавальної радіостанції. Для здійснення цього в провід антени (рис. 461) вмикають коливний контур, що скла-

дається з ємності C і індуктивності L . Величина струму, збуджуваного електрорушійною силою антени в коливному контурі, буде найбільшою тоді, коли досягнуто (змінюю C або L) збігу резонансної частоти контура з частотою хвилі, які приймаються.

„Настроювання“ приймальної антени на частоту хвилі, що їх приймають, дозволяє значно збільшити напругу, що одержується від антени. Припустимо, що ми приймаємо віддалену станцію, для якої E дорівнює 10^{-6} вольт/см. У прямокутній антені висотою в 25 м з'явиться електрорушійна сила $2,5 \cdot 10^{-3}$ V. При доброму виконанні ввімкненого в антену коливного контура його коефіцієнт підсилення може дорівнювати 20—30. Таким чином, на катушці контура буде змінна напруга 0,05—0,07 V.

Часто застосовують також і замкнені антени. Замкнена антена має вигляд рамки, яка складається з багатьох витків провoda; провід намотують на дерев'яний каркас із довжиною сторони близько 1 м.

Уявимо собі, що рамка розміщена в площині поширення хвилі. Тоді хвиля досягає передньої сторони рамки раніше, ніж задньої, і електрорушійні сили, які з'являються в передній і задній сторонах, не цілком компенсують одна одну; тому в цьому випадку в контурі рамки виникає якась результуюча електрорушійна сила. Якщо ж рамка розміщена перпендикулярно до лінії поширення хвилі, то електрорушійні сили в сторонах рамки будуть цілком компенсувати одна одну, і результуюча електрорушійна сила рамки дорівнюватиме нулеві. Таким чином, рамка при прийманні хвилі, які у випадку випромінювання хвилі (§ 429), має напрямлену дію. Для настроювання рамки звичайно до неї примикають конденсатор; із зміною ємності конденсатора змінюється резонансна частота контура, який складається з самої рамки і цього конденсатора (рис. 462).

Проблема далекого радіозв'язку була розв'язана остаточно тільки з появою електронних ламп, які дали змогу побудувати підсилювачі радіосигналів.

§ 446. Підсилювачі високої частоти. Для підсилення напруги високої частоти застосовують схеми, аналогічні схемі генератора із стороннім збудженням (§ 441); звичайно, в цьому випадку вживають лампи значно меншої потужності. Напруга, яка буде на катушці коливного контура, ввімкненого в антену, подається на сітку електронної лампи (рис. 463). В анодне коло лампи ввімкнений як навантаження другий коливний контур. Цей другий коливний контур настроюється, як і перший, на частоту сигналу, що його приймають. Якщо коефіцієнт підсилення лампи дорівнює μ , то ми дістанемо в анодному колі лампи напругу, приблизно в μ раз більшу, ніж підведена до сітки.

В багатьох випадках буває досить однієї лампи підсилення високої частоти, тим більше, що є типи приймальних ламп, які мають коефіцієнт підсилення порядку 500—1000. Якщо одержана після першої лампи напруга недостатня, то користуються другою лампою для підсилення напруги, одержаної в анодному колі першої лампи, і т. д.

§ 447. Струми звукової частоти. Підсилювачі низької частоти. З допомогою мікрофона будьякої конструкції (§ 465) можна одержати змінний

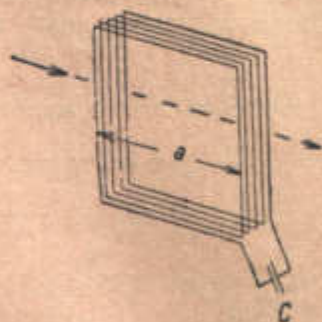


Рис. 462. Замкнена приймальна антена — „рамка“.

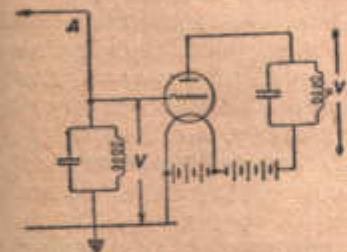


Рис. 463. Підсилювач високої частоти.

струм звукової частоти, який силою і „тембром“ відповідає звукові, його сприйняв мікрофон.

Звичайно величини змінних струмів і напруг, що їх віддає мікрофон, бувають дуже невеликі; для вугільних мікрофонів — порядку сотих, а кращий випадок десятих часток вольтів. Тому постає потреба підсилити ці напруги. Підсилювачі напруг звукової частоти, або, як їх часто називають, підсилювачі низької частоти, повинні підсилювати напругу, що її віддає мікрофон, однаково для всіх звукових частот. У зв'язку з цим будова підсилювача низької частоти дуже відрізняється від будови описаного вище підсилювача високої частоти.

Очевидно, що підсилювач резонансного типу тут не може бути застосований. Звичайно замість резонансного контура в коло анода підсилювальної лампи вмикують або опір, або трансформатор.

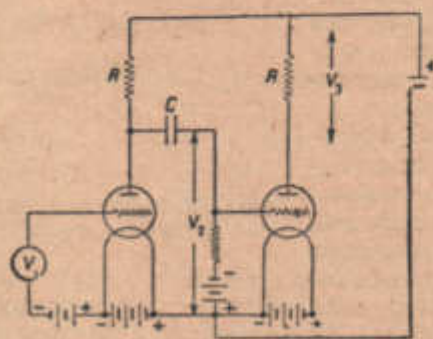


Рис. 464. Підсилювач низької частоти на опорах.

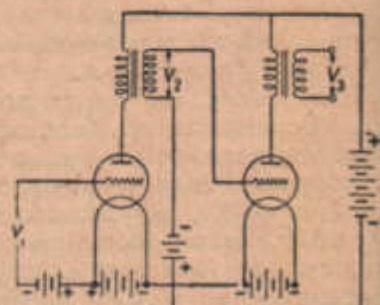


Рис. 465. Трансформаторний підсилювач низької частоти.

На рис. 464 подана схема підсилювача на опорах. Тут на сітку наступної лампи подається змінна напруга звукової частоти, що падає на анодному опорі попередньої лампи. Конденсатор C служить для того, щоб захистити сітку лампи від постійної позитивної напруги кола анода. Ємність його добирають так, щоб опір його для струмів звукової частоти був незначний. Схема підсилювача на трансформаторах подана на рис. 465. Вона не потребує пояснень, зауважимо тільки, що в даному випадку застосовуються трансформатори з залізним осердям, щоб забезпечити максимальний зв'язок первинної обмотки трансформатора з вторинною.

На сітки електронних ламп, крім напруги звукової частоти, подається ще негативна постійна напруга. Це робиться для того, щоб усунути шок струми в колі сітки. Якби цієї негативної напруги не було, то сітка протягом одного півперіоду мала б позитивний потенціал відносно нитки, протягом цього півперіоду частина електронного потоку, хоч і дуже невелика, відгалужувалася б у коло сітки. Це викликало б більше навантаження попередньої лампи протягом позитивного півперіоду і приводило б до спотворення форми підсилюваної напруги.

§ 448. Модуляція. Величина струму в коливному контурі лампового генератора залежить від величини напруги, прикладеної до анода лампи. Якщо ми будемо змінювати анодну напругу, змінюватиметься і величина струму в контурі, а отже, і амплітуда напруженості поля випромінюваної хвилі. Подано на анод генераторної лампи, крім постійної напруги, ще напругу звукової частоти, доведену до необхідної величини з допомогою описаного в попередньому параграфі підсилювача. Очевидно, що при цьому величина струму високої частоти в контурі генератора і в провідниках випромінюючої антени змінюватиметься із звуковою частотою (рис. 466); одержимо так званий модульований струм високої частоти.

Величина струму високої частоти в приймальній антені відтворюватиме зміни струму в антені випромінюючій; таким чином, у приймальній антені також виникає модульований струм. Дальшим завданням є перетворення цього струму в струм звукової частоти, з тим щоб подати його на телефон або після відповідного підсилення низької частоти — на гучномовець.

§ 449. Перетворення модульованого струму високої частоти в струм звукової частоти. Звернемося знову до розгляду характеристики електронної лампи. На рис. 454 (стор.488) дана характеристика лампи; величина струму анодного кола залежно від керуючої напруги, прикладеної до анода:

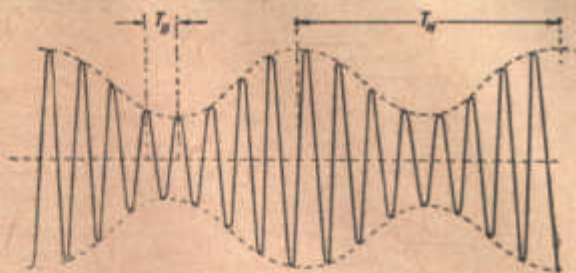


Рис. 466. Струм високої частоти періоду $T_{в}$, модульований низькою частотою періоду $T_{н}$.

$$I_a = \frac{1}{R_i} (V_a + \mu V_c).$$

Ввімкнемо в анодне коло лампи звичайний телефон. Через те що на аноді лампи ми маємо постійну позитивну напругу V_a , то, подавши на сітку досить велику негативну напругу, яка дорівнює $-\frac{V_c}{\mu}$, ми дістанемо керуючу напругу, рівну нулеві; при цьому струм в анодному колі також дорівнюватиме нулеві.

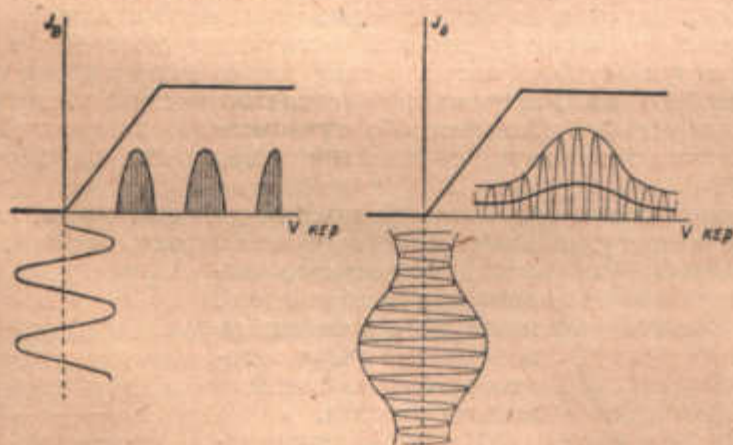


Рис. 467. Детектування напруги високої частоти з допомогою електронної лампи.

Підведемо тепер до сітки лампи досить велику напругу високої частоти. Протягом негативних півперіодів напруги високої частоти струм в анодному колі залишатиметься рівним нулеві, бо керуюча напруга буде негативна. Але протягом позитивних півперіодів керуюча напруга буде позитивна; ми дістанемо в анодному колі імпульси струму протягом кожного позитивного півперіоду напруги високої частоти.

Таким чином, протягом усього часу сигналу ми матимемо в анодному колі нашої лампи імпульси струму того самого напрямку, які йдуть один за одним з високою частотою (рис. 467). Цей пульсуючий струм можна

уявити собі як суму постійного струму, „постійної складової“, і накладеного на нього змінного струму, „змінної складової“. Цілком те саме ми мали і у випадку лампового генератора, але там нас цікавила головним чином змінна складова, тут же вона для нас не має значення, і ми

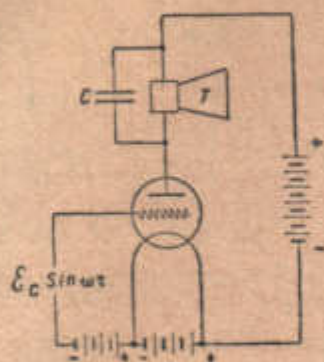


Рис. 468. Детекторна лампа.

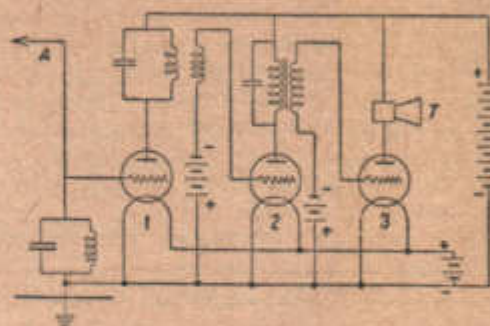


Рис. 469. Триламповий приймач.

A — антена, 1 — підсилювач високої частоти, 2 — детекторна лампа, 3 — підсилювач низької частоти.

утворюємо для неї побічний шлях, мимо обмотки телефона, через конденсатор C (рис. 468).

Таким чином, під час дії напруги високої частоти в обмотці телефона весь час протікає постійний струм. Якщо напруга високої частоти, яка підводиться до сітки лампи, змінюється, то змінюється і величина постійної складової. Подавши на сітку нашої лампи, яку ми назвемо випрямною, модульовану напругу високої частоти, ми дістанемо в анодному колі лампи струм звукової частоти, який точно відтворює форму тієї напруги, що нею ми „модулювали“ генератор високої частоти на передавальній радіостанції. Телефон або гучномовець, увімкнений в анодне коло, відтворюватиме звук, сприйнятий мікрофоном на передавальній радіостанції.

Очевидно, що випрямна, або, як кажуть, детекторна, лампа може одержувати напругу, підвищену підсилювачем високої частоти. З другого

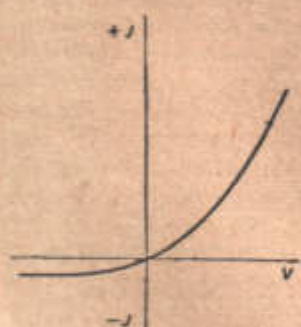


Рис. 470. Характеристика контактного (кристалічного) детектора.

боку, потужність, відавана гучномовцеві, може бути доведена до необхідного рівня з допомогою підсилення низької частоти.

На рис. 469 дава простіша схема приймального пристрою, який має всі ці три основні елементи; тут у коло анода детекторної лампи звімкнений трансформатор, який передає напругу звукової частоти на сітку лампи підсилювача низької частоти.

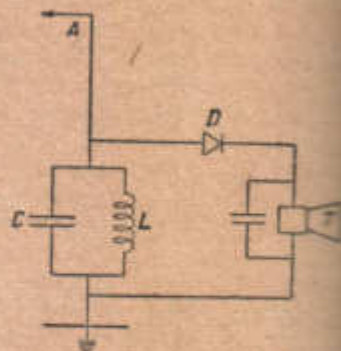


Рис. 471. Простіша схема приймача з контактним детектором.

D — детектор, T — телефон.

§ 450. Радіоприймачі. **Детекторний приймач.** Очевидно, що як детектор може бути застосований будьякий провідник, який має односторонню провідність. Таку односторонню провідність мають точки стикування

металічного вістря з деякими кристалами (наприклад, сірчасті руди свинцю та ін.). На рис. 470 дана типова характеристика такого контактного детектора. Як легко бачити, вона нагадує характеристику двоелектродної лампи з тією відмінною, що зворотний струм все таки є; контактний детектор не є досконалим випрямлячем. Контактний детектор потребує великої напруги високої частоти; тому він застосовується головним чином при прийманні близьких станцій; при цьому приймач буде дуже простий. На рис. 471 дана простіша схема детекторного приймача; ми не будемо спитатись детальніше на аналізі роботи контактного детектора, бо дія його в загальних рисах аналогічна дії детекторної лампи.

Приймач із зворотним зв'язком. На закінчення спинимось на одному дуже цікавому типі приймача — на приймачі із зворотним зв'язком. Ми бачили, що коливаний контур, ввімкнений у приймальну антену, має якийсь „коefficient підсилення“. Величина підсилення обмежена втратами в самому контурі і втратами на зворотне випромінювання; якщо антена заземлена, то виникають ще значні втрати в заземленні. Ці втрати можна намагатися зменшити; але можна піти іншим шляхом: можна ці втрати компенсувати, повернувши частину енергії з анодного контура приймальної лампи назад у коло антени. Ця ідея здійснена в приймачі із зворотним зв'язком (рис. 472).

Це є, власне, ламповий генератор із самозбудженням; проте, напруга, яка повертається на сітку, добирається так, щоб самозбудження не виникало. Лампа тільки частково компенсує втрати енергії в контурі антени. Однак, поступово збільшуючи зв'язок контура антени з анодним колом (як кажуть, підходячи близько до генерації), ми можемо зробити степінь компенсації дуже значним.

Це відповідає ніби зменшенню опору втрат; коефіцієнт підсилення контура надзвичайно сильно зростає, і ми дістаємо на сітці приймальної лампи великі напруги при дуже малих електрорушійних силах антени.

Звичайно та ж сама лампа служить і детекторною. Приймач із зворотним зв'язком, або регенеративний, має велике поширення в аматорській практиці; в професійній практиці його застосування тепер обмежене областю дуже коротких хвиль, для яких підсилення високої частоти становить ще значні труднощі.

§ 451. Телебачення. Можливість безпосереднього бачення на великій віддалі принципово обмежена дифракцією світла, яка обмежує величину роздільної сили оптичних приладів. Так, навіть найбільший з існуючих телескопів не дає змоги розглянути поділки міліметрової шкали на віддалі, більшій ніж 10 км.

З допомогою телебачення можна обійти цю принципову перешкоду через те, що утворення зображення іде штучним шляхом, зовсім не зв'язаним з поширенням світла.

Передача інтенсивності світла може бути здійснена з допомогою якогонебудь фотоелемента, який дає електричний струм, пропорційний освітленості (§ 400). Цей струм після підсилення триелектродною лампою може бути переданий по дроту або по радіо. Якщо прийнятим струмом (повторно підсиленням) живити джерело світла, яскравість якого залежить від величини або напруги струму, то на приймальній станції можна відновити ті інтенсивності світла, які були передані. Головні труднощі телебачення полягають у тому, що треба передавати інтенсивність одразу

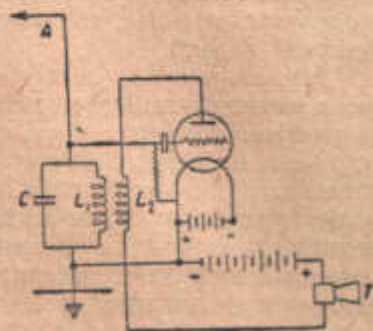


Рис. 472. Ламповий приймач із зворотним зв'язком.

багатьох елементів картини. Можна було б встановити на передавальному апараті багато фотоелементів, кожний з яких був би направлений на певну точку простору. Тоді одночасна передача фотоструму з наступною трансформацією їх у світло при умові тотального розміщення фотоелементів, які передають, і ламп, які приймають, дала б змогу здійснити передачу зображення. Проте, для скількикибудь пристойної передачі треба було б мати кілька тисяч фотоелементів, число яких визначається вимогами детальності картини, і стільки ж проводів (або радіопередавальників) і приймачів.

Для всієї різноманітної апаратури для телебачення, власне, зводиться до заміни кількох тисяч передавальних пристроїв одним. Звичайно, при цьому одночасно передається тільки один сигнал, що відповідає інтенсивності одного елемента картини, яка передається, і, отже, передача всього зображення „розгорнута“ в часі.

Так, наприклад, система передавання фотографій (яка є в експлуатації у нас між Москвою, Ленінградом, Ташкентом) полягає в тому, що передавана фотографія, накручена на обертовий циліндр, освітлюється вузьким світловим пучком по тісній спіралі. Поблизу від точки падіння світлового пучка на передавальній оригінал вміщено фотоелемент, освітленість якого змінюється залежно від того, темне чи світле місце фотографії освітлюється в даний момент світловим пучком. Це дає слабкий або сильний фотострум, який, прийнятий приймальним пристроєм і підсилений, діє на конденсатор Керра (§ 511). На приймальній станції є барабан, обгорнутий фотографічним папером; цей барабан обертається синхронно з першим. Фотографічний папір зазнає у відповідних місцях сильного або слабого освітлення (що залежить від напруги на конденсаторі Керра) відповідно до деталей оригіналу. Після проявлення дістають зображення, цілком подібне до оригіналу. В останніх приладах такого типу прийняте зображення настільки високої якості, що його не можна відрізнити від оригіналу. Все передавання триває кілька хвилин.

Очевидно, що коли треба передавати рухоме зображення, то повна передача об'єкта повинна тривати не більше $\frac{1}{20}$ секунди і неперервно повторюватись, як це буває в кіно. Окремі зображення злізються при цьому для ока в рухому картину. Є багато пристроїв, які виконують ці функції. Серед них дія диска Ніпкова найпростіша. Диск Ніпкова має ряд отворів, розміщених по спіралі (рис. 473). Місця отворів дібрані так, щоб при обертанні диска вони послідовно, одне за одним, проходили по площі чотирикутника $ABCD$, суцільно зарисовуючи його. В кожний момент усередині чотирикутника є тільки один отвір. Якщо на диск спроектувати зображення передаваної картини (рис. 474), а за диском помістити фотоелемент, то при рівномірному обертанні на фотоелемент будуть по черзі діяти різні елементи картини. Прийняти зображення можна, наприклад, так (рис. 474): прийнятим і підсиленим струмом живлять неонову лампу з прямокутним світлим електродом розміром з контур $ABCD$ (рис. 473) і розглядають цей світлий чотирикутник через точну копію передавального диска, який обертається синхронно з ним¹⁾. Тоді в кожний момент спостережник бачить з усього світлого чотирикутника одну світлу точку, яскравість якої буде пропорціональна яскравості точки оригіналу і яка розміщена при правильній синхронізації подібно до неї. При швидкому обертанні дисків (16—20 об/сек) око не помічає розчленованості передачі і бачить передавану картину в цілому.

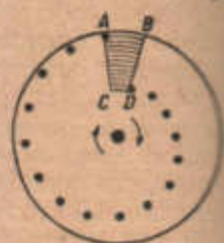


Рис. 473.
Диск Ніпкова.

¹⁾ Синхронізація здійснюється передаванням спеціальних сигналів, які автоматично передаються мотором диска Ніпкова на передавальнику і діють на мотор приймача.

При прийманні і передачі користуються й іншими методами „розгортання“ і „згортання“ зображення. Цікавим є спосіб приймання зображень катодним осцилографом (§ 385). У цьому випадку приймальний

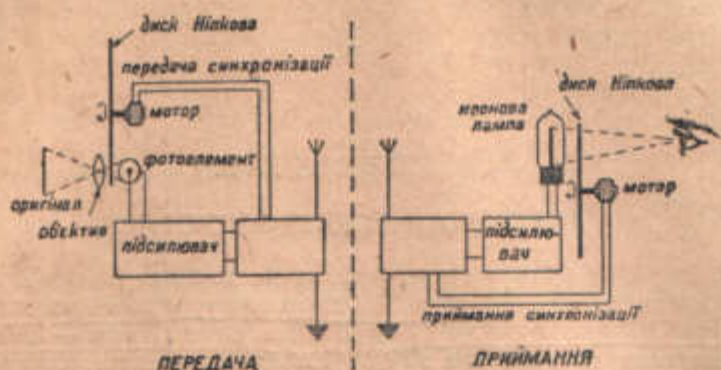


рис. 474. Схема передачі і приймання зображень.

струм керує інтенсивністю електронного пучка катодного осцилографа, що викликає свічення флюоресціюючого екрана, пропорційно величині електронного струму. Переміщення пучка синхронно з передавальником здійснюється з допомогою „керуючих“ змінних струмів, що примушують пучок описувати криву, яка густо заповнює площу чотирикутника.

РОЗДІЛ XVII.

АКУСТИКА І ЕЛЕКТРОАКУСТИКА.

§ 452. Звук як фізіологічне й фізичне явище. Специфічне відчуття, яке сприймається нами як звук, є результатом впливу на слуховий апарат людини коливного руху пружного середовища — найчастіше повітря; коливання середовища збуджуються джерелом звука і, поширюючись у середовищі, доходять до приймального апарату — нашого вуха. Таким чином величезна різноманітність чутих нами звуків зводиться до коливних процесів, які відрізняються один від одного частотою і амплітудою. Не слід плутати дві сторони одного й того ж явища: звук як фізичний процес являє собою окремий випадок коливного руху; як психофізіологічне явище звук є специфічне відчуття, механізм виникнення якого вивчено тепер досить докладно.

Говорячи про фізичну сторону явища, ми характеризуємо звук його силою, його складом і частотою зв'язаних з ним коливних процесів; маючи ж на увазі звукові відчуття, ми говоримо про гучність, про тембр, про висоту звука.

§ 453. Область чутності. Звернемося тепер до суб'єктивного сприймання звука. Тут насамперед треба відмітити, що не кожний коливний процес, який доходить до вуха,

може викликати відчуття звука; для цього необхідно, щоб частота процесу і сила звуку не виходили за певні (правда, досить широкі) границі. Нижньою границею частоти є частота близько 20 коливань на секунду (20 герців), верхня границя лежить між 16 000 і 20 000 герців. Положення цих границь не для всіх людей однакове і називає індивідуальних коливань в окремих випадках досить значних.



Рис. 475.

них. Частоту, яка лежить всередині зазначених границь, прийнято називати звуковою частотою. Такі ж границі існують і для сили сприйманих вухом звуків. Для того, щоб хвиля звукової частоти утворила відчуття звука, необхідно, щоб сила звуку перевищувала якусь мінімальну величину, що зветься порогом чутності. Звук, сила якого лежить нижче порога чутності, вухом не сприймається; він надто слабкий для цього. З другого боку, звуки дуже великої сили (порядку сотень тисяч ерг/см²сек) теж не сприймаються як звук, викликаючи лише відчуття болю та тиску в усі. Максимальна величина сили звуку, при перевищенні якої вже виникає біль, зветься порогом больового відчуття.

²⁾ Сила звуку визначається енергією звукової хвилі. Докладніше про силу звуку бачте сказано в § 461.

Значення обох порогів — чутності і болю — різні в різних областях частот. Вухом найчутливіше в області середніх частот (1000 — 3000 герців): поріг чутності тут порядку 10^{-8} ерг/см² сек. В області низьких і високих частот поріг чутності лежить значно вище, тобто вухом далеко менш чутливе до низьких і високих звуків. Поріг больового відчуття лежить найвище в області середніх частот, знижуючись як у сторону нижчих, так і в сторону вищих частот. На рис. 475 подані криві, які показують залежність обох порогів від частоти. Верхня крива стосується больового порога, нижня — порога чутності. Очевидно, що область, яка лежить між обома кривими, визначає діапазон частот і сил усіх сприйманих вухом звуків; тому цю область звуть областю чутності.

§ 454. Гучність звука. Як відомо, частоті звукових коливань відповідає якась суб'єктивна якість відчуття, а саме висота звука. Так само і з силою звука можна зіставити суб'єктивну якісну характеристику — гучність. Зрозуміло, що сила звука і гучність є поняття нерівнозначні. Сила звука об'єктивно характеризує фізичний процес незалежно від того, чи сприймається він слухачем чи ні; гучність же є суто суб'єктивною якістю; тому, строго кажучи, кількісного масштабу до неї застосувати не можна. Проте, якщо ми розмістимо гучності одного і того ж звука у вигляді ряду, зростаючого в тому ж напрямі, що й сила звука, і будемо керуватись сприйманими вухом ступенями приросту гучності (при неперервному збільшенні сили звука), то знайдемо, що гучність зростає значно повільніше, ніж сила звука. За відомим психофізичним законом Вебера — Фехнера вухом, як і всі органи чуття, оцінює інтенсивність зовнішнього подразнення в логарифмічному масштабі: *приріст сили відчуття пропорціональний логарифмові відношення енергій двох порівнюваних подразнень.*

При виборі шкали гучностей цей логарифмічний закон треба брати до уваги. Умовимося вважати, що на порозі чутності гучність дорівнює нулеві; тоді за законом Вебера — Фехнера гучність певного звука буде пропорціональна логарифмові відношення його сили I до сили того ж самого звука на порозі чутності I_0 :

$$L = k \log \frac{I}{I_0}. \quad (a)$$

У цій рівності L виражає собою певну абстрактну величину, що характеризує гучність звука, сила якого дорівнює I , k є коефіцієнт пропорціональності. Величину L звичайно звуть рівнем звука.

Вибір коефіцієнта пропорціональності k , взагалі кажучи, цілком довільний. Якщо припустити, що він дорівнює одиниці, то рівень звука виразиться в одиницях, які дістали назву белів:

$$L = \log \frac{I}{I_0} \text{ белів.} \quad (b)$$

Практично виявилось, що зручніше користуватися одиницями, у 10 раз меншими; ці одиниці дістали назву децибелів. Коефіцієнт k у формулі (a) тут, очевидно, дорівнює 10:

$$L = 10 \log \frac{I}{I_0} \text{ децибелів.} \quad (c)$$

Щоб мати конкретніше уявлення про децибел, слід зауважити, що мінімальний приріст гучності, сприйманий людським вухом, приблизно дорівнює 1 децибелові. Таблиця 30 (стор. 506) дає можливість орієнтуватися в значеннях рівня гучності різних звуків.

Таблиця 3а.

Рівні гучності різних звуків¹⁾.

З в у к	Рівень в децибелах	Сила звука в ерг/см ² сек	Ефективний тиск у баргах
Ледве чутний звук	0	$1 \cdot 10^{-6}$	$6,4 \cdot 10^{-2}$
Тихе шепотіння на віддалі 1,5 м	10	$1 \cdot 10^{-5}$	$2,04 \cdot 10^{-2}$
Цокання годинника	20	$1 \cdot 10^{-4}$	$6,4 \cdot 10^{-2}$
Кроки по м'якому килиму на віддалі 3—4 м	30	$1 \cdot 10^{-3}$	$2,04 \cdot 10^{-1}$
Тиха розмова	40	$1 \cdot 10^{-2}$	$6,4 \cdot 10^{-1}$
Деренчання склянки на віддалі близько 1 м	50	$1 \cdot 10^{-1}$	2,04
Мова середньої гучності	60	1	6,4
Шум вулиці з живим рухом	70	$1 \cdot 10^1$	$2,04 \cdot 10^1$
Крик	80	$1 \cdot 10^2$	$6,4 \cdot 10^1$
Шум у друкарському цеху друкарні	90	$1 \cdot 10^3$	$2,04 \cdot 10^2$
Фортепіано великого оркестру	100	$1 \cdot 10^4$	$6,4 \cdot 10^2$
Шум авіаційного мотора на віддалі 3 м	110	$1 \cdot 10^5$	$2,04 \cdot 10^3$
Відчуття болю	120	$1 \cdot 10^6$	$6,4 \cdot 10^3$

Слід зауважити, що поблизу порога чутності закон Вебера—Фехнера втрачає силу; тому рівень гучності дуже слабких звуків не дає кількісного уявлення про їх суб'єктивну гучність.

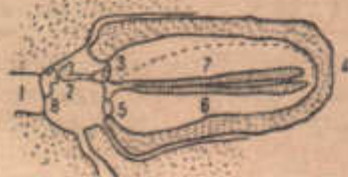


Рис. 476. Схема слухового апарата.

§ 455. Механізм слухового сприймання. Вухо як гармонічний аналізатор. Як видно з даних, наведених у попередніх параграфах, людське вухо являє собою звукоприймальний апарат, який працює в надзвичайно широкому діапазоні частот і амплітуд. Велика широта області чутності (не треба забувати, що на рис. 475 осі координат побудовані для економії місця в логарифмічному масштабі) зв'язана з досить складною будовою слухового апарата.

Ми обмежимося тут описом дуже спрощеної схеми (рис. 476).

Звукова хвиля, доходячи до вушної раковини, попадає в зовнішній слуховий прохід 1, в кінці якого є барабанна перетинка 8; під дією тиску, який періодично змінюється у звуковій хвилі, барабанна перетинка коливається, роблячи змушені коливання з частотою сприйманого звука. Коливання барабанної перетинки за допомогою діючої як важіль системи зчленованих кісточок 2—молоточка, ковадла і стреміньця—передаються так званому овальному вікну 3, яке закриває внутрішню порожнину вушного лабіринту. Вушний лабіринт у тій його частині, де лежать чутливі до механічного подразнення закінчення слухового нерва, заповнений майже нестисливою рідиною—ендолімфою; ендолімфа передає коливання овального вікна круглому вікну 5, при чому в своєму русі вона примушує коливатися певні частини так званої основної мембрани 6. Основна мембрана є найголовнішою і найцікавішою частиною органу слуху; вона являє собою ряд волокон різної довжини (загальним числом кілька тисяч), настроєних кожне на якийсь певний тон. Щось схоже являє собою система натягнутих струн рояля: кожна струна має свою власну частоту, і якщо у звуковій хвилі, яка доходить до струн, є коливання з цією саме частотою, то відповідна струна починає коливатись (авіше резонансу). Так само і рухи ендолімфи зумовлюють коливання тих волокон основної мембрани, які настроєні на частоти, що є у сприйманій звуковій хвилі. При цьому нервові закінчення (так звані волосаті клітини)

¹⁾ Числа в графах „сила звука“ і „тиск“ обчислені для рівногучних звуків у середній області частот (близько 1000 герців) і мають орієнтовний характер.

дотикаються до текторіальної мембрани (7), що йде паралельно; цим і викликається специфічне нервово подразнення.

Викладена тут картина механізму слухового сприймання була розроблена в минулому столітті Гельмгольцем (резонансна теорія слуху). Теорія Гельмгольца зустріла цілий ряд заперечень, для усунення яких не раз пропонувались інші теорії слуху. Проте, не вважаючи на деякі серйозні труднощі, резонансна теорія в її сучасній формі краще, ніж усі інші, збігається з даними, добутими анатомією й фізіологією органу слуху: тому слід вважати, що в основному вона правильно, хоч, можливо, і неповно, передає дійсну картину явища.

У зв'язку з описаним вище механізмом слухового сприймання стає зрозумілим те, що вухо здатне відрізнити окремі компоненти складного звуку (наприклад, акорду). Орган зору, око, сприймаючи одночасні коливання з різними частотами (наприклад, складного кольору), протилежно до вуха не має властивостей спектрального апарату: воно не розкладає складного коливання на прості складові. Навпаки, орган слуху аналізує коливний процес, розкладаючи його у спектр простих гармонічних коливань; отже, з фізичного погляду вухо є набір резонаторів, які мають ясно виражену властивість вибірності.

§ 456. Характеристика різних звуків. Всі звуки, які чує вухо, можна поділити на дві основні групи. До першої групи належать звуки, зумовлені періодичними коливними процесами, в яких можна виявити сукупність простих гармонічних коливань. До другої групи належать звуки, зумовлені неперіодичними процесами, амплітуда і частота яких нестійкі, змінюючись від одного моменту часу до другого. Скориставшись очевидною аналогією з області оптики, можна сказати, що перша група звуків характеризується лінійчастим спектром; друга група звуків характеризується неперервним спектром. Таким чином, до першої групи належать звуки, які мають музикально визначувану висоту, до другої — широка область немусикальних шумів. Наведене тут розмежування до деякої міри умовне: з одного боку, музикальні звуки можуть включати негармонічні шумові компоненти (наприклад, характерний стук, який супроводить високі ноти рояля); з другого боку, багато шумів наближається до таких звуків, висота яких може бути однозначно оцінена вухом (дзвеніння ключів, дзиччання електромотора).

Технічно зручніше виділити в звуковому матеріалі три групи, відповідно до різного характеру джерел звуку: 1) музикальні звуки, 2) звуки мови, 3) шуми. Розглянемо коротко акустичну характеристику трьох перелічених груп.

На рис. 477, 478 і 479 подані акустичні спектри деяких музикальних інструментів, добуті за допомогою об'єктивного методу. По осі абсцис нанесені частоти, по осі ординат — відносні сили окремих скла-

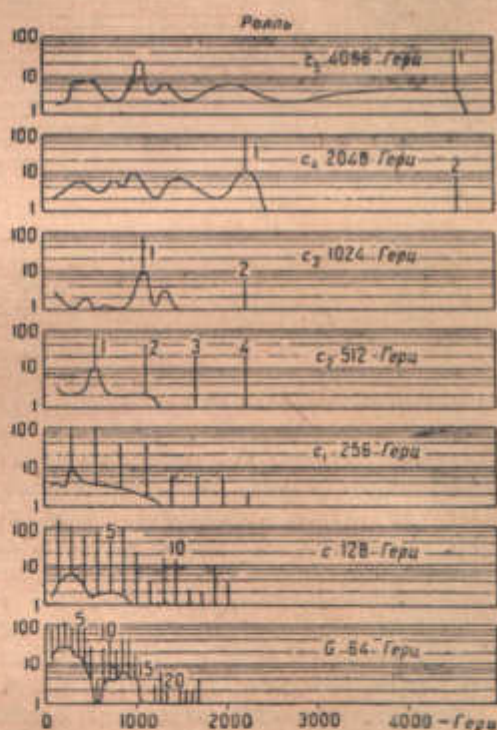


Рис. 477. Акустичний спектр рояля.

дових (в логарифмічному масштабі), виражені в процентах від сили найбільш інтенсивнішої компоненти. Вертикальні штрихи зображують, отже, положення і силу окремих складових, які входять до складу складного звуку. В спектрах деяких з інструментів (рояль, щипкові інструменти), крім дрібночастого спектра, є ще й неперервний, який відповідає шумовому характерові звука.

Звуки мови випромінюються голосовими зв'язками, коливання яких мають дуже складний характер. Завдяки резонансним властивостям порожнини глотки і головним чином порожнини рота характер звука, випромінюваного зв'язками, зазнає різкої зміни: окремі компоненти, частоти яких наближаються до власних частот резонансних порожнин, підсилюються, і саме на них і зосереджується максимальна енергія випромінюваного звуку. Через те що власна частота порожнини визначається її розмірами і формою, очевидно, що положення максимально підсилюваного компонент визначається формою, яка надається порожнині рота при вимовленні того чи іншого мовного звуку.

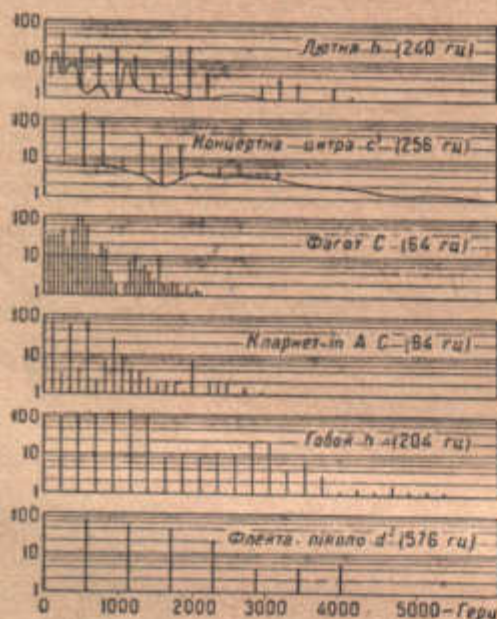


Рис. 478. Акустичні спектри.

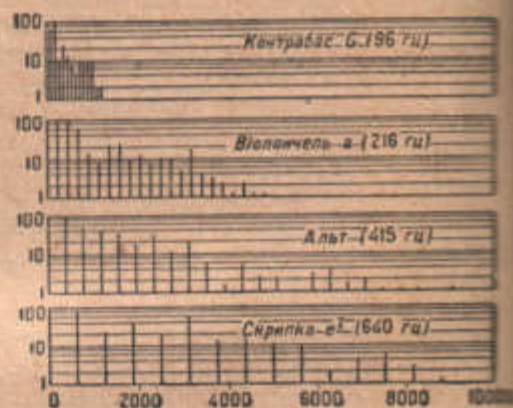


Рис. 479. Акустичні спектри.

Ми знаємо з щоденного досвіду, що кожному звукові мови відповідає певна форма порожнини рота, яка визначається положенням язика і губів; отже, кожному звукові мови відповідає одна або кілька характеристичних областей частот, які лежать поблизу власних частот резонуючих порожнин. Саме ця концентрація звукової енергії в певних (для голосних звуків дуже вузьких) областях частот і дає нам можливість відрізнити звуки мови один від одного; ці характерні для кожного мовного звука області частот називають формантами. Положення формант окремих голосних звуків (за німецькими даними) показано на рис. 480; двома хрестиками позначені основні (головні) форманти, одним хрестиком — другорядні форманти, які характеризують переважно індивідуальні особливості тембру.

Приголосні звуки, які своєю природою скорше наближаються до шумів, також характеризуються формантами; проте, формантні області тут ширші, ніж у голосних, охоплюючи значно ширший діапазон частот. Треба зауважити, що в процесі збудження окремих приголосних звуків беруть участь не тільки голосові зв'язки, а й самі резонансні порожнини: наприклад, при вимові приголосної *c* струмінь повітря продувається між язиком і зубами; цим і визначається її свистячий характер.

Для деяких приголосних форманти лежать в області дуже високих частот (наприклад, спектр приголосної *s* простягається до 13 000 герців).

Переходячи до шумів, фізична природа яких вивчена, на жаль, дуже мало, треба відмітити, що вони характеризуються неперервним спектром, який досягає дуже високих частот порядку 13 000 — 14 000 герців.

Як приклад на рис. 481 подано спектр шуму бунзенівського газового пальника.



Рис. 480. Области частот, характерні для голосних звуків (форманти голосних звуків).

§ 457. Спотворення.

Одним з основних завдань сучасної технічної акустики є проблема неспотвореної передачі звука. З цією проблемою ми зустрічаємось у багатьох галузях сучасної техніки. В галузі радіомовної техніки ми маємо справу з

передачею мови й музики; аналогічні завдання постають перед нами в грамофонній техніці і в техніці звукового кіно. Технічні засоби передавання звука опишемо нижче; тут же ми торкнемось лише найзагальніших вимог, яким повинна відповідати звукопередаюча апаратура.

Основна вимога, яку ставить перед звуковим кінофільмом кожний радіослухач і кожний глядач, полягає в тому, щоб звуки були неспотвореними, тобто щоб мова була розбірлива, щоб індивідуальні відтінки голосу не губились при передачі, щоб усі особливості музичних інструментів можна було чітко розрізнити. Щоб додержати цієї умови, очевидно, необхідно вимагати, щоб характеристика різних звуків не змінювалася в процесі звукопередавання; інакше сказати, акустичні спектри оригінального й відтвореного звука не повинні відрізнятися один від одного. Порушення тотожності акустичних спектрів оригінального й відтвореного звуків ми називаємо спотворенням.

Різниця в акустичних спектрах оригінального й відтвореного звука може бути двоякого характеру. З одного боку, в процесі звукопередавання може бути порушене співвідношення між амплітудами окремих компонент передаваного звука: одні з них можуть здаватися ослабленими, інші, навпаки, підсиленими; може навіть статися, що деякі з компонент, наприклад, дуже високі, не будуть передані зовсім. З другого боку, в спектрі відтвореного звука можуть з'явитися зайві, «паразитні» компоненти, яких немає в спектрі оригінального звука. Визначимо тепер фізичні умови, при яких можуть виникати ті й інші спотворення.

Уявимо собі, що в студії, звідки провадять радіопередачу, поставлено мікрофон (§ 465), що перетворює звукові хвилі, які доходять до нього, в електричні коливання; при цьому на мембрану мікрофона діє звуковий тиск, що періодично змінюється. При відтворенні радіопередачі вухо слухача сприйматиме випромінювані гучномовцем звукові хвилі, тобто на барабану перетинку вуха також буде діяти періодичний тиск звукової частоти. Ми кажемо, що звукопередача буде неспотвореною в тому випадку, коли хід зміни звукового тиску на барабану перетинку вуха точно відповідає ходові зміни звукового тиску на мембрану мікрофона. Якщо останній ми позначимо через $p_1(t)$, а періодичний тиск на барабану перетинку — через $p_2(t)$, то умова неспотвореності звукопередачі буде така:

$$p_2(t) = kp_1(t), \quad (1)$$

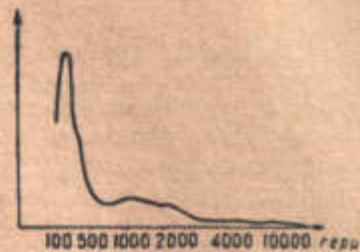


Рис. 481. Спектр шуму (бунзенівського газового пальника).

при чому коефіцієнт пропорціональності k повинен бути сталою величиною, яка не дуже відрізняється від одиниці і не залежить ні від частоти коливань, ні від їх амплітуди.

Подивимось, що станеться в тому випадку, коли коефіцієнт k , який характеризує всю систему звукопередаючої апаратури, залежить від частоти:

$$k = f(\omega). \quad (2)$$

Оскільки більшість звуків є складними, включаючи в себе компоненти різних частот ($\omega_1, \omega_2, \omega_3, \dots$), остільки для кожної з цих компонент коефіцієнт k буде мати різне значення; отже, в процесі звукоперерадження правильне співвідношення компонент буде порушене, тобто матимемо спотворення першого типу. Найтипівшим випадком такого спотворення є той, при якому коефіцієнт k обертається в нуль, для дуже високих і для дуже низьких компонент; в цьому випадку ми маємо звуження, або, як кажуть, „зрізання“ смуги частот, чутих вухом; апаратура здатна передавати тільки обмежену частину цієї смуги.

Функцію (2) прийнято називати частотною характеристикою звукопередаючої апаратури.

Залежність коефіцієнта k від амплітуди коливань (або, що те саме, від величини тиску на мембрану мікрофона) приводить, як ми зараз побачимо, до спотворення другого типу.

Уявимо собі, що залежність коефіцієнта k від первинного тиску представлена у вигляді степеневого ряду:

$$k = \varphi(p_1) = a + bp_1 + cp_1^2 + \dots \quad (3)$$

Обмежимося, для спрощення викладок, першими двома членами ряду; тоді згідно з (1):

$$p_2 = (a + bp_1)p_1 = ap_1 + bp_1^2. \quad (4)$$

Припустимо тепер, що на мікрофон діють два коливання з частотами ω_1 і ω_2 :

$$p_1 = p_0 \sin \omega_1 t + p_0' \sin \omega_2 t. \quad (5)$$

Підставляючи це значення в рівняння (4), дістанемо:

$$p_2 = a(p_0 \sin \omega_1 t + p_0' \sin \omega_2 t) + b(p_0 \sin \omega_1 t + p_0' \sin \omega_2 t)^2.$$

Після нескладних перетворень це дає:

$$p_2 = \frac{b}{2}(p_0^2 + p_0'^2) + a(p_0 \sin \omega_1 t + p_0' \sin \omega_2 t) - \frac{b}{2}(p_0^2 \cos 2\omega_1 t + p_0'^2 \cos 2\omega_2 t) + bp_0 p_0' [\cos(\omega_1 - \omega_2)t - \cos(\omega_1 + \omega_2)t]. \quad (6)$$

З рівняння (6) ми бачимо, що в спектрі відтвореного звука містяться не тільки оригінальні компоненти з частотами ω_1 і ω_2 , а й компоненти з кратними частотами ($2\omega_1$ і $2\omega_2$) і з частотами, які виражаються через різницю і суму початкових частот ($\omega_1 - \omega_2$, $\omega_1 + \omega_2$). Крім того, з'являється ще й стала складова. Таким чином, ми маємо тут спотворення другого типу. Якби ми брали до уваги в ряді (3) члени з більш високими степенями p_1 , ми дістали б у спектрі відтвореного звука паразитні компоненти з частотами вищої кратності; загальна формула таких паразитних частот має вигляд:

$$\omega_p = m\omega_1 \pm n\omega_2, \quad (7)$$

де m і n — нулі або цілі числа. Підставляючи в формулу (7) різні значення m і n , ми знайдемо цілу серію частот (табл. 31); коливання з кратними частотами ($2\omega_1, 3\omega_1, \dots, 2\omega_2, 3\omega_2, \dots$) називаються гармоніками, коливання ж з частотами, які виражаються через суму або різницю основних частот і їх гармонік, називаються комбінаційними коливаннями.

Таблиця 31.

$m = \backslash n =$	0	1	2	3
0	—	ω_2	$2\omega_2$	$3\omega_2$
1	ω_1	$\omega_1 \pm \omega_2$	$\omega_1 \pm 2\omega_2$	$\omega_1 \pm 3\omega_2$
2	$2\omega_1$	$2\omega_1 \pm \omega_2$	$2\omega_1 \pm 2\omega_2$	$2\omega_1 \pm 3\omega_2$
3	$3\omega_1$	$3\omega_1 \pm \omega_2$	$3\omega_1 \pm 2\omega_2$	$3\omega_1 \pm 3\omega_2$

Спотворення цього типу, зумовлені нелінійною залежністю вторинного тиску (p_2) від первинного (p_1), називаються звичайно нелінійними спотвореннями; спотворення першого типу називають лінійними, бо, не зважаючи на залежність коефіцієнта k від частоти, залежність p_2 від p_1 залишається лінійною відносно p_1 , тобто для кожної частоти p_2 пропорціональне p_1 .

З фізичного погляду виникнення нелінійних спотворень зв'язане з тим, що принцип суперпозиції коливань (§ 132) втрачає силу для систем з нелінійним зв'язком; у цих системах додавання коливань зв'язане з виникненням нових коливань — комбінаційних і гармонічних.

Суб'єктивно лінійні і нелінійні коливання сприймаються різно. Лінійні спотворення розпізнаються як зміна тембру звука, нелінійні ж спотворення, які характеризуються виникненням чужих, дисгармонічних компонент, сприймаються як хриплість звука, яка переходить при сильному спотворенні в деренчання.

§ 458. **Звукове поле.** Переходячи до фізичної характеристики акустичних явищ, намітимо насамперед основні поняття, якими будемо користуватись, описуючи ці явища. Введемо спочатку поняття про звукове поле.

Звуковим полем ми називаємо область простору, в якому спостерігаються звукові коливання. Звукове поле можна вважати однозначно визначеним, якщо для кожної точки його і для кожного моменту часу ми можемо виміряти або обчислити яку завгодно з величин, які характеризують коливний процес. Ці величини можуть бути вибрані по-різному; маючи на увазі поздовжні звукові хвилі в рідині або в газі (§ 130), ми можемо вибрати одну з таких величин:

- 1) *зміщення* коливної частинки середовища, тобто вектор переміщення частинки з положення рівноваги;
- 2) митьову *швидкість* коливного руху частинки;
- 3) надвишковий (звуковий) *тиск* в заданій точці звукового поля, тобто різницю митьового і середнього значень тиску в якійсь малій області рідини або газу;
- 4) надвишкову *густину* середовища, тобто різницю між митьовим значенням густини в даній точці звукового поля і нормальною густиною середовища, не збуреного звуковими хвилями.

Вибір тієї або іншої величини, загалом кажучи, довільний, проте з міркувань практичних звичайно вибирають величини, найлегше вимірні. Такими величинами є швидкість коливного руху частинок і надвишковий (звуковий) тиск.

§ 459. Плоскі і сферичні звукові хвилі. Звукова хвиля, поширюючись в середовищі, може мати різну форму, залежно як від розмірів і форми джерела звука, так і від конфігурації навколишнього простору. У випадках, технічно найцікавіших, джерело звука (випромінювач) являє собою якусь поверхню, що коливається; такимиме, наприклад, мембрана телефону або дифузор гучномовця (§ 464). Якщо таке джерело звука випромінює звукові хвилі у відкритий простір, то форма хвилі великою мірою залежить від відносних розмірів випромінювача; випромінювач, розміри якого великі порівняно до довжини звукової хвилі, випромінює звукову енергію в одному тільки напрямі, а саме в напрямі свого коливного руху; навпаки, випромінювач малого порівняно до довжини хвилі розміру випромінює звукову енергію по всіх напрямках. Форма хвильового фронту в першому і в другому випадках буде, очевидно, різною.

Розглянемо спочатку перший випадок. Уявимо собі жорстку плоску поверхню досить великого (порівняно до довжини хвилі) розміру, яка коливається в напрямі своєї нормалі. Рухаючись уперед, така поверхня утворює перед собою згущення, яке в наслідок пружності середовища буде поширюватися в напрямі зміщення випромінювача. Рухаючись назад, випромінювач утворює за собою розрідження, яке буде переміщуватися в середовищі вслід за початковим згущенням. При тривалому коливанні випромінювача ми спостерігатимемо по обидва боки від нього звукову хвилю, яка характеризується тим, що всі частинки середовища, однаково віддалені від випромінюючої поверхні (при чому цю віддаль будемо відраховувати в напрямі нормалі до поверхні), роблять синфазні коливання з однаковою амплітудою (вважається, що випромінювач жорсткий). Таку хвилю ми називаємо плоскою. Рівняння найпростішої плоскої хвилі нам уже знайоме (§ 129); перепишемо його тут в такому вигляді:

$$\xi = a \sin \omega \left(t - \frac{x}{c} \right). \quad (5)$$

В цьому рівнянні введені такі позначення:

- ξ — зміщення частинки середовища,
- a — амплітуда коливання частинки,
- ω — кутова частота коливань, тобто число коливань за 2π секунд,
- t — час,
- x — віддаль частинки від випромінюючої поверхні, виміряна в напрямі нормалі до цієї останньої,
- c — швидкість звука.

З рівняння (8) неважко визначити швидкість коливного руху частинок середовища у плоскій звуковій хвилі: цю швидкість, очевидно, дістають диференціюванням зміщення ξ по часу; позначаючи, як звичайно прийнято, похідні по часу точками, напишемо:

$$\dot{\xi} = \frac{d\xi}{dt} = \omega a \cos \omega \left(t - \frac{x}{c} \right). \quad (6)$$

Знайдемо тепер надвишковий тиск у плоскій хвилі. Для цього виділимо мислено в звуковому полі плоскої хвилі якийсь циліндричний об'єм з перерізом, що дорівнює 1 см^2 ; вісь циліндра нехай збігається з напрямом поширення хвилі. На рис. 482 зображено поздовжній розріз нашого циліндра; виберемо в середині його малий шар, уміщений між перерізами з координатами x і $x + dx$. Оскільки площа перерізу циліндра дорівнює 1 см^2 , остільки виділений нами шар має об'єм dx , маса ж речовини, яка заповнює цей об'єм, дорівнює $\rho_0 dx$ (ρ_0 — середня густина середовища).

Коли всередині циліндра побіжить плоска хвиля, обраний нами шар в якийсь момент часу повинен буде зазнати об'ємної деформації (стиску або розширення) і зміститися вздовж осі циліндра; припустимо, що ліва грань нашого елемента об'єму змістилася на величину ξ , а права — на величину $\xi + d\xi$. Незважно бачити, що в результаті цього зміщення об'єм обраного нами шару буде рівний $dx + d\xi$ (рис. 482). Якщо через ρ позначити миттєве значення густини середовища, то маса зміщеного шару дорівнюватиме $\rho(dx + d\xi)$; проте, за законом збереження маси при зміщенні і деформації шару його маса не може змінитися, тобто ми повинні написати:

$$\rho_0 dx = \rho(dx + d\xi),$$

або

$$\rho_0 = \rho \left(1 + \frac{d\xi}{dx} \right),$$

звідки

$$\frac{\rho}{\rho_0} = \left(1 + \frac{d\xi}{dx} \right)^{-1}. \quad (10)$$

З цього рівняння ми можемо обчислити надвишковий тиск у плоскій звуковій хвилі; для цього треба тільки знайти залежність між тиском і густиною. В звуковій хвилі деформація елементів середовища відбувається настільки швидко, що теплота не встигає переходити від стиснених областей до більш розріджених; отже, стиснення і розширення газу або рідини відбуваються за адіабатичним законом, який для газу виражається рівнянням Пуассона (§ 235). Напишемо це рівняння в такому вигляді:

$$\frac{P}{P_0} = \frac{P_0 + p}{P_0} = \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^{\kappa}. \quad (11)$$

Тут P є миттєве значення тиску, яке складається з середнього (нормального) тиску P_0 і надвишкового значення p ; κ є відношення питомих теплот. Підставляючи значення ρ/ρ_0 з рівняння (10) в рівняння Пуассона, напишемо:

$$1 + \frac{p}{P_0} = \left(1 + \frac{d\xi}{dx} \right)^{-\kappa}.$$

Обмежуючись малими коливаннями, при яких відносна об'ємна деформація $\frac{d\xi}{dx}$ невелика, ми можемо, розгорнувши праву частину написаного рівняння в біноміальний ряд, не взяти до уваги членів, які мають $\frac{d\xi}{dx}$ в степені вище першого; тоді матимемо:

$$1 + \frac{p}{P_0} = 1 - \kappa \frac{d\xi}{dx},$$

або, віднімаючи по одиниці й ізолюючи p ,

$$p = -\kappa P_0 \frac{d\xi}{dx}. \quad (12)$$

Диференціюючи ξ по x і підставляючи одержане значення в рівняння (12), знаходимо звуковий тиск у плоскій хвилі:

$$p = \frac{\kappa P_0}{c} \omega a \cos \omega \left(t - \frac{x}{c} \right). \quad (13)$$

Зіставляючи рівняння (12) з формулою (4) розділу VI (§ 99), ми бачимо, що величина κP_0 є відношення тиску до утворюваної ним відносної об'ємної деформації; це відношення називається модулем об'ємної пружності. З другого боку, з формули (31) розділу VII (§ 131) ми знаємо, що швидкість поздовжніх хвиль зв'язана з адиабатним модулем об'ємної пружності K таким співвідношенням:

$$c^2 = \frac{K}{\rho_0} = \frac{\kappa P_0}{\rho_0}. \quad (14)$$

Підставляючи значення κP_0 з формули (14) в рівняння (13), перепишемо останнє в такому вигляді:

$$p = \rho_0 c \cdot \omega a \cos \omega \left(t - \frac{x}{c} \right). \quad (15)$$

Зіставляючи це рівняння з рівнянням (9), яке визначає швидкість коливного руху частинок у плоскій хвилі, ми можемо зробити такі висновки:

- 1) тиск і швидкість частинок у плоскій хвилі змінюються синфазно;
- 2) відношення миттєвого тиску до швидкості частинок залежить тільки від властивостей середовища:

$$\frac{p}{\xi} = \rho_0 c. \quad (16)$$

Остання величина носить назву акустичного опору середовища.

Говорячи про плоску хвилю, необхідно ще відмітити такий важливий момент. З рівнянь (8), (9) і (15) видно, що амплітудні значення зміщення (a), швидкості (ωa) і тиску ($\rho_0 c \omega a$) не змінюються з віддаллю від джерела звука. Це є наслідком того, що звукова енергія переміщується в одному тільки напрямі, не розходячись в сторони. Насправді, проте, справа стоїть трохи інакше, бо через наявність внутрішнього тертя між частинками середовища якась частина енергії необоротно переходить у тепло, так що амплітуда коливань з віддаллю зменшується. Проте, здебільшого зменшення це незначне.

Розглянемо тепер коротенько випадок сферичної хвилі.

Коли розміри випромінюючої поверхні стають малими порівняно з довжиною хвилі, хвильовий фронт помітно викривляється. Це буває тому, що енергія коливань поширюється по всіх напрямках від випромінювача. Явище можна найкраще зрозуміти на такому простому прикладі. Уявимо собі, що на поверхню води впала довга колода: хвилі від неї ідуть паралельними рядами в обидві сторони. Інше спостерігатимемо, коли в воду кинуть невеликий камінь: при цьому хвилі поширюються концентричними колами. Колода велика порівняно з довжиною хвилі на поверхні води; паралельні ряди хвиль, що йдуть від колоди, являють собою точну модель плоскої хвилі. Камінь же має невеликі розміри; круги, що розходяться від місця його падіння, дають нам модель сферичної хвилі. Неважко зрозуміти, що при поширенні сферичної хвилі поверхня хвильо-

вого фронту зростає з квадратом його радіуса. При сталій потужності джерела звука енергія, що протікає через кожний квадратний сантиметр сферичної поверхні радіуса r , обернено пропорційнальна r^2 . Через те що енергія коливань пропорційнальна квадратові амплітуди (§ 119), ясно, що амплітуди коливань у сферичній хвилі повинні меншати з першим степенем віддалі від джерела звука. Рівняння сферичної хвилі має, отже, такий вигляд:

$$\xi = \frac{a}{r} \sin \omega \left(t - \frac{r}{c} \right). \quad (17)$$

Обчислення швидкості частинок і звукового тиску в сферичній хвилі показує, що на близьких від випромінювача віддалях тиск випереджує по фазі швидкість на якийсь кут, що залежить як від довжини хвилі, так і від віддалі до випромінювача. Значення цього з'ясується нижче, при розгляді акустичних випромінювачів.

§ 460. Швидкість звука. Формула (14) попереднього параграфу має назву формули Лапласа. Перепишемо її в такому вигляді:

$$c = \sqrt{\frac{\gamma P_0}{\rho_0}}. \quad (18)$$

Ця формула визначає швидкість поздовжніх звукових хвиль в ідеальному газовому середовищі. Тиск P_0 може бути виражений через абсолютну температуру T газу і об'єм v грамма молекули газу:

$$P_0 = \frac{RT}{v} \quad (19)$$

(тут R — універсальна газова стала). З другого боку, густина газу ρ_0 може бути виражена через його молекулярну вагу M (§ 145):

$$\rho_0 = \frac{M}{v}. \quad (20)$$

Останнє співвідношення стане очевидним, якщо зміркувати, що $\rho_0 v$ є маса грамма молекули газу, чисельно рівна молекулярній вазі цього газу. Підставляючи значення P_0 і ρ_0 у формулу Лапласа, знаходимо для швидкості звука:

$$c = \sqrt{\frac{\gamma RT}{M}}. \quad (21)$$

Звідси видно, що швидкість звука в газі не залежить від його тиску і пропорційнальна квадратному кореневі з абсолютної температури.

Подаємо нижче коротке зведення даних про швидкість звука в різних газах при температурі 0°C :

Повітря	$3,31 \cdot 10^4$ см/сек
Кисень	$3,15 \cdot 10^4$.
Водень	$12,63 \cdot 10^4$.
Вуглецьні оксид	$3,36 \cdot 10^4$.
Вуглекислота	$2,58 \cdot 10^4$.

§ 461. Сила звука. Густина звукової енергії. Силою звука у прохідній (тобто не стоячій) хвилі називається кількість енергії, що кожної секунди протікає через 1 см^2 площинки, перпендикулярної до напрямку поширення хвилі.

Обчислення сили звука в найпростішій плоскій хвилі не являє особливих труднощів. Виділимо на якійсь віддалі x від джерела звука площинку в 1 см^2 , перпендикулярну до напрямку хвилі. Сила, що діє на цю

площинку в певний момент часу t , чисельно дорівнює p ; якщо ξ є швидкість частинок на нашій площинці в той самий момент часу t , то робота сили за час dt дорівнюватиме:

$$dA = p \xi dt = \frac{p^2}{\rho_0 c} dt.$$

За певний проміжок часу, рівний, припустимо, періодові T коливання, сили надвишкового тиску виконують роботу:

$$A_T = \int_0^T dA = \frac{1}{\rho_0 c} \int_0^T p^2 dt.$$

Написаний інтеграл дає, очевидно, величину енергії, яка протікає через нашу площинку за час T секунд; щоб визначити силу звука, ми повинні обчислити кількість енергії, яка щосекундно протікає через площинку, тобто розділити одержаний вище результат на T . Позначимо силу звука через I ; згідно із сказаним маємо:

$$I = \frac{A_T}{T} = \frac{1}{\rho_0 c} \frac{\int_0^T p^2 dt}{T}. \quad (22)$$

Якщо, згідно з рівнянням (15), написати для тиску в плоскій хвилі рівняння

$$p = p_0 \cos \omega \left(t - \frac{x}{c} \right)$$

і підставити це рівняння в формулу (22), то після нескладних викладок дістаємо такий результат:

$$I = \frac{p_0^2}{2\rho_0 c}. \quad (23)$$

Цей результат правильний і для сферичної хвилі. Проте, необхідно пам'ятати, що амплітуда тиску в сферичній хвилі обернено пропорційна віддалі від джерела звука, а через те що сила звука пропорційна квадратові амплітуди тиску, то очевидно, що звук у сферичній хвилі послаблюється з квадратом віддалі. Цей вивід добре відомий з елементарного курсу фізики. У плоскій же хвилі, якщо не брати до уваги необоротних процесів, звук з віддаллю не послаблюється.

Дане на початку цього параграфу означення сили звука втрачає свій зміст для стоячої хвилі (§ 134). Справді, якщо амплітуди тиску в прямій і відбитій хвилі рівні між собою, то через площинку, поставлену перпендикулярно до осі хвилі, протікають у протилежних напрямках рівні кількості енергії. Тому результуючий потік енергії через площинку дорівнює нулеві. В цьому випадку доцільніше користуватись поняттям густини звукової енергії, тобто енергії, що міститься в 1 см^3 звукового поля. Для обчислення густини звукової енергії в полі плоскої прохідної хвилі уявимо собі циліндричний об'єм з перерізом в 1 см^2 і з довжиною, чисельно рівною швидкості звука c ; вісь циліндра нехай збігається з напрямом поширення хвилі. Ясно, що загальна кількість енергії, яка міститься всередині циліндра, чисельно дорівнює силі звука I ; з другого боку, при перерізі в 1 см^2 об'єм циліндра чисельно дорівнює c ; отже, густина E звукової енергії дорівнюватиме:

$$E = \frac{I}{c}. \quad (24)$$

§ 462. Відбиття плоскої звукової хвилі і перехід її з одного середовища в друге. Закони відбивання і заломлення звукових хвиль цілком подібні до законів відбивання і заломлення світла (§ 473 і 474). При відбиванні звукової хвилі кут, утворений напрямом хвилі з нормаллю до відбиваючої поверхні (кут падання), дорівнює куту, утвореному напрямом відбитої хвилі з цією ж нормаллю (кутові відбивання); далі, кут падання і кут заломлення (при переході звукової хвилі з одного середовища в друге) зв'язані між собою співвідношенням (рис. 483):

$$\frac{\sin \theta_1}{\sin \theta_2} = \frac{c_1}{c_2}, \quad (25)$$

де c_1 і c_2 — швидкості звука у першому і другому середовищі.

Кількісна сторона явища з'ясовується з таких міркувань.

Неважко бачити, що поверхня розділу двох середовищ одночасно належить і першому і другому середовищам. Отже, обчислення звукового тиску на цій поверхні повинне дати той самий результат, незалежно від того, до якого середовища віднести поверхню розділу. Відносячи її до першого середовища, ми повинні написати для тиску суму $p_1 + p_r$, де p_1 — тиск у падаючій хвилі, а p_r — тиск у відбитій хвилі; відносячи поверхню розділу до другого середовища, ми напишемо для тиску вираз p_2 (тиск у хвилі, що пройшла в друге середовище). На поверхні розділу повинна, згідно із сказаним, задовольнятися умова:

$$p_1 + p_r = p_2. \quad (26)$$

Аналогічне рівняння повинне бути написане і для проекцій швидкостей коливного руху частинок на напрям нормалі до відбиваючої поверхні:

$$\xi_1 \cos \theta_1 + \xi_r \cos \theta_1 = \xi_2 \cos \theta_2 \quad (27)$$

(бо $\theta_r = \theta_1$; рис. 483). Але у плоскій хвилі

$$p_1 = \rho_1 c_1 \dot{\xi}_1; \quad p_r = -\rho_1 c_1 \dot{\xi}_r; \quad p_2 = \rho_2 c_2 \dot{\xi}_2$$

(знак мінус в другому рівнянні відповідає зміні знака швидкості у відбитій хвилі). Комбінуючи останні три рівності з рівняннями (26) і (27), можна знайти відношення тисків у відбитій і в тій, що пройшла, хвилі до тиску в падаючій хвилі:

$$\frac{p_r}{p_1} = \frac{c_2 \rho_2 \cos \theta_1 - c_1 \rho_1 \cos \theta_2}{c_2 \rho_2 \cos \theta_1 + c_1 \rho_1 \cos \theta_2}, \quad (28)$$

$$\frac{p_2}{p_1} = \frac{2c_2 \rho_2 \cos \theta_1}{c_2 \rho_2 \cos \theta_1 + c_1 \rho_1 \cos \theta_2}. \quad (29)$$

При нормальному паданні плоскої хвилі на поверхню розділу двох середовищ $\theta_1 = \theta_r = \theta_2 = 0$, і написані вирази спрощуються:

$$\frac{p_r}{p_1} = \frac{c_2 \rho_2 - c_1 \rho_1}{c_2 \rho_2 + c_1 \rho_1}, \quad (28a)$$

$$\frac{p_2}{p_1} = \frac{2c_2 \rho_2}{c_2 \rho_2 + c_1 \rho_1}. \quad (29a)$$

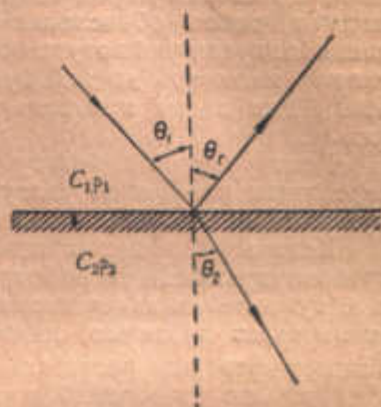


Рис. 483.

З наведених формул можна обчислити коефіцієнти відбивання і проникнення звука, тобто відношення сил звуків у відбитій і в тіл, що пройшла, хвилі до сили звука в хвилі падаючій. Для цього досить скористуватися формулами (28) і (29) і одночасно формулою (23), яка визначає силу звука через амплітуду тиску в звуковій хвилі. Для коефіцієнта відбиття дістаємо:

$$\alpha = \frac{I_r}{I_1} = \left(\frac{p_r}{p_1}\right)^2 = \frac{(c_2\rho_2 \cos \theta_1 - c_1\rho_1 \cos \theta_2)^2}{(c_2\rho_2 \cos \theta_1 + c_1\rho_1 \cos \theta_2)^2}, \quad (30)$$

а для коефіцієнта проникнення:

$$\beta = \frac{I_2}{I_1} = \frac{\rho_1 c_1}{\rho_2 c_2} \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^2 = \frac{4\rho_1 c_1 \rho_2 c_2 \cos^2 \theta_1}{(c_2\rho_2 \cos \theta_1 + c_1\rho_1 \cos \theta_2)^2}. \quad (31)$$

§ 463. Акустичні випромінювачі. Рупори. Одним з найважливіших завдань, що стоять перед теорією звука, є розрахунок акустичних випромінювачів, тобто обчислення утвореного ними звукового поля і визначення їх акустичної потужності. Задачі, зв'язані з випромінюванням звукової енергії, належать до найтрудніших задач математичної фізики; розв'язування цих задач можливе тільки для порівняно невеликої кількості випадків.

Постараємося спочатку розібратися в загальних співвідношеннях, зосередивши переважно увагу на факторах, які визначають акустичну потужність випромінювача.

Коли випромінююча поверхня віддає енергію в зовнішнє середовище, ця поверхня виконує роботу проти реакції звукового поля, тобто проти сил, зумовлених надвишковим тиском у випромінюваній хвилі. При цьому, як ми зараз побачимо, надзвичайно важливе значення має питання про різницю фаз між реакцією поля P_R і швидкістю випромінювача $\dot{\xi}$. Пропустимо, що ця різниця фаз не дорівнює нулеві, але що реакція поля випереджує швидкість на якийсь кут φ :

$$P_R = P_{0R} \sin \omega t, \quad (32)$$

$$\dot{\xi} = \dot{\xi}_0 \sin(\omega t - \varphi). \quad (33)$$

Робота, виконувана випромінюючою поверхнею за час dt , дорівнює

$$dA = P_R \dot{\xi} dt.$$

Потужність, що Π віддає випромінювач у звукове поле (тобто енергія, що кожної секунди витрачається на утворення звукових хвиль), визначається середнім значенням інтеграла роботи за якийсь проміжок часу, наприклад, за період коливання T ; отже, для акустичної потужності випромінювача ми можемо написати:

$$W_{ak} = \frac{1}{T} \int_0^T P_R \dot{\xi} \cdot dt = \frac{P_{0R} \dot{\xi}_0}{T} \int_0^T \sin \omega t \cdot \sin(\omega t - \varphi) dt = \frac{P_{0R} \dot{\xi}_0}{2} \cos \varphi. \quad (34)$$

Одержаний вираз аналогічний тому, який дістаємо для потужності змінного струму в колі, де електрорушійна сила випереджує струм на кут φ (§ 364). З формули (34) ми бачимо, що різниця фаз між реакцією поля і швидкістю випромінювача грає дуже важливу роль: чим менший фазовий кут φ , тим більша акустична потужність випромінювача, який коливається з заданою амплітудою швидкості.

Фазові співвідношення між реакцією звукового поля і швидкістю випромінювача можуть бути наочно показані з допомогою векторної діа-

грами, аналогічної векторним діаграмам змінного струму (§ 360). Зобразимо реакцію поля і швидкість випромінювача у вигляді векторів, які утворюють кут φ (рис. 484); як видно з діаграми, швидкість випромінювача може бути розкладена на дві компоненти, одна з яких збігається по фазі з реакцією поля, друга ж відстає від неї на чверть періоду. Формула (34) показує, що активною швидкістю є лише перша компонента ($\dot{\xi}_0 \cos \varphi$); друга компонента ($\dot{\xi}_0 \sin \varphi$) є реактивною, тобто вона не бере участі в процесі передавання енергії випромінювача в звукове поле.

Одним з важливих понять теорії акустичного випромінювача є поняття про імпеданс випромінювання. Імпеданцем випромінювання називається відношення реакції звукового поля до швидкості випромінювача:

$$Z_R = \frac{P_R}{v^2} \quad (35)$$

З рис. 484 бачимо, що вектор швидкості випромінювача може бути представлений в комплексній формі:

$$\dot{\xi}_0 = \dot{\xi}_{01} - j\dot{\xi}_{02}$$

(тут $\dot{\xi}_{01} = \dot{\xi}_0 \cos \varphi$, $\dot{\xi}_{02} = \dot{\xi}_0 \sin \varphi$, $j = \sqrt{-1}$). Представляючи імпеданс випромінювання у вигляді комплексного відношення амплітуд, запишемо:

$$Z_R = \frac{P_{0R}}{\dot{\xi}_{01} - j\dot{\xi}_{02}} = \frac{P_{0R}(\dot{\xi}_{01} + j\dot{\xi}_{02})}{\dot{\xi}_{01}^2 + \dot{\xi}_{02}^2} = \frac{P_{0R}}{\dot{\xi}_0^2} (\dot{\xi}_0 \cos \varphi + j\dot{\xi}_0 \sin \varphi) = R + jX, \quad (36)$$

де

$$R = \frac{P_{0R}}{\dot{\xi}_0^2} \cos \varphi, \quad (36a)$$

$$X = \frac{P_{0R}}{\dot{\xi}_0^2} \sin \varphi. \quad (36b)$$

Величини R і X є активною і реактивною компонентами імпеданса випромінювання; активна компонента (R) називається опором випромінювання, реактивна компонента (X) — реактанцем випромінювання. Визначаючи P_{0R} з формули (36a) і підставляючи це значення у формулу акустичної потужності (34), знаходимо:

$$W_{ak} = \frac{\dot{\xi}_0^2}{2} R. \quad (37)$$

З цієї формули видно, що при заданій амплітуді швидкості випромінювача величиною, яка визначає акустичну потужність, є опір випромінювання. Отже, опір випромінювання є корисним навантаженням випромінювача. Навпаки, реактанс випромінювання є навантаженням некорисним і навіть більше того — шкідливим; справді, якщо прикладена до випромінювача зовнішня (рушійна) сила зрівноважується реакцією поля, то наявність відмінного від нуля реактанса тільки зменшує швидкість випромінювача і, отже, знижує потужність, яку він віддає в звукове поле. Це стане зрозумілим, якщо ми формулу (35) перепишемо в такому вигляді:

$$\dot{\xi} = \frac{P_R}{Z_R} = \frac{P_R}{R + jX}.$$

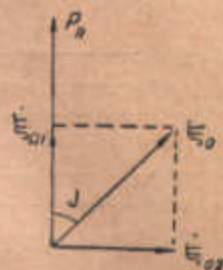


Рис. 484.

На підставі введених вище понять легко уявити собі значення розмірів випромінювача. Коли випромінювач має розміри більші порівняно з довжиною хвилі, він випромінює, як ми вже знаємо (§ 459), плоску хвилю, в якій тиск і швидкість збігаються по фазі; в наслідок цього реактивна частина опору випромінювання зникає, опір же випромінювання дорівнює площі випромінювача S , помноженій на акустичний опір середовища:

$$R = \rho_0 c S. \quad (38)$$

Навпаки, якщо випромінювач малий порівняно з довжиною хвилі, то він випускає сферичну хвилю, в якій тиск і швидкість не збігаються по фазі; при цьому, як видно з формул (36а) і (36б), реактивна частина опору випромінювання велика, опір випромінювання малий.

Як приклад на рис. 485 подано опір випромінювання жорсткого плоского диска, який коливається в нескінченно протяжній стіні, залежно від відносних розмірів диска. З кривої видно, що, коли радіус диска (r) великий порівняно з довжиною хвилі, опір випромінювання близько збігається з величиною, що її дає формула (38); опір же випромінювання малого диска швидко меншає

в міру збільшення довжини хвилі. Спадаюча частина кривої рис. 485 може бути досить точно представлена наближеною формулою:

$$R = \frac{\rho_0}{2\pi c} \omega^2 S^2. \quad (39)$$

Із сказаного стає зрозумілою невідповідність випромінювачів малого розміру. Слід, проте, пам'ятати, що випромінювачі великого розміру мають ту істотну незручність, що їх маса досить значна, і, значить, щоб надати їм коливного руху з потрібною амплітудою, необхідно прикладати дуже великі сили. Тому з технічного погляду бажано поставити випромінювачі малого розміру в умови найвигіднішого акустичного режиму.

Це завдання може бути розв'язане з допомогою спеціального пристрою, який сполучає випромінювач з вільним простором, а саме з допомогою рупора. Рупор являє собою трубу, яка поступово розширюється і в вузькому кінці (в горлі) якої коливається випромінювач. Цупкі стінки рупора не дають звуковій хвилі „розповзатися“ в сторони; отже, фронт хвилі зберігає більш або менш плоску форму, в наслідок чого фазовий кут між тиском і швидкістю близький до нуля; цим і визначається вигідність акустичного режиму всередині рупора. Звукова хвиля виходить у вільний простір в прикінцевому перерізі (усті) рупора, який повинен мати досить великі (порівняно з максимальною величиною хвилі) розміри; тут фронт хвилі має площу, достатню для того, щоб можливість „розповзання“ хвилі була виключена.

Неважко розв'язати також і питання про оптимальну форму рупора, якої треба надати йому для того, щоб найкраще забезпечити плоску форму хвильового фронту. Очевидно, що небезпека „розповзання“ хвилі визначається крутизною розширення рупора, іншими словами — швидкістю зміни перерізу рупора з віддалю від початкового його перерізу. Природно вимагати, щоб швидкість зростання перерізу рупора була тим менша, чим меншу площу має в цій ділянці рупора фронт хвилі; для цього потрібно, щоб швидкість зростання перерізу рупора $\frac{dS}{dx}$ була в кожній

дільниці пропорціональна площі перерізу S ; умова

$$\frac{dS}{dx} = mS$$

(m — коефіцієнт пропорціональності) одразу приводить до рівняння оптимальної форми рупора. Розділяючи змінні, знаходимо:

$$\frac{dS}{S} = m dx,$$

або, інтегруючи,

$$S = S_0 e^{mx}. \quad (40)$$

Тут S_0 є довільна константа інтеграції, яка (константа) визначає початковий переріз рупора; величина m називається показником розширення. Рупори, форма яких визначається рівнянням (40), мають назву експоненціальних. На рис. 486 зображено експоненціальний рупор і наведено залежність опору випромінювання його від частоти. Зіставляючи криві, подані на рис. 485 і 486, ми перекоонуємось в акустичних перевагах, зв'язаних з застосуванням рупорів.

§ 464. Гучномовці. Найпоширенішим типом акустичного випромінювача є гучномовець, який перетворює електричні коливання звукової частоти в звукові хвилі. Це перетворення відбувається з допомогою випромінюючої поверхні, яку приводять в коливання електричним способом. Залежно від природи сили, яка змушує випромінюючу поверхню коливатися, розрізняють електромагнітні, електродинамічні і електростатичні гучномовці. Залежно від способу звуковіддачі гучномовці діляться на дифузорні, в яких випромінювач (дифузор) віддає звукову енергію безпосередньо у вільний простір, і рупорні, в яких випромінювання звукових хвиль здійснюється з допомогою рупора, звичайно експоненціального.

З погляду відсутності спотворень до гучномовця треба ставити такі вимоги:

1) лінійність роботи, тобто лінійна залежність між силою, яка діє на випромінюючу поверхню, і підводжуваним до гучномовця струмом або напругою;

2) рівність частотної характеристики, тобто незалежність віддачі гучномовця від частоти відтворюваних коливань в досить широкому діапазоні звукових частот.

З дифузорних гучномовців найбільше поширення мають тепер електродинамічні гучномовці. Будова їх така (рис. 487): з випромінюючою поверхнею цупко зв'язується провідник (найчастіше у формі многовиткової катушки), уміщений в полі потужного електромагніта; при пропусканні через провідник змінного

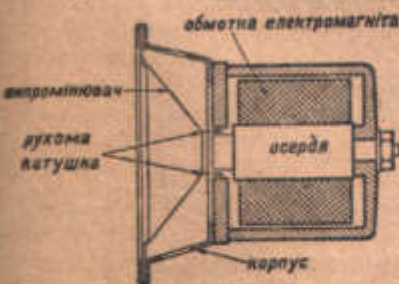


Рис. 487. Схема будови гучномовця електродинамічного типу.

струму I звукової частоти на провідник діє періодична сила, пропорціональна струмові:

$$F = BI \quad (41)$$

(де B — магнітна індукція, l — довжина провідника). Під дією цієї сили провідник, а значить, і зв'язана з ним випромінююча поверхня роблять змущені коливання з частотою струму, який пропускають.

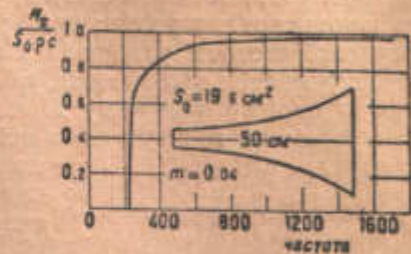


Рис. 486. Експоненціальний рупор.

Щодо лінійності роботи, то електромагнітні й електростатичні гучномовці поступаються перед гучномовцями електродинамічного типу; електромагнітні гучномовці мають ще й ту серйозну хибу, що власна частота їх коливної системи обов'язково лежить в діапазоні передаваних частот, а це дуже погіршує частотну характеристику цих гучномовців.

Електромагнітний гучномовець являє собою, як це схематично показано на рис. 488, постійний магніт, який притягає до себе зв'язаний з випромінюючою системою яркір; при пропусканні через катушку гучномовця струму звукової частоти утворюваний струмом магнітний потік або додається до потоку постійного магніта, або віднімається від нього (залежно від напрямку струму), при чому діюча на яркір сила відповідно збільшується або зменшується, примушуючи яркір, а отже, і зв'язаний з ним випромінювач

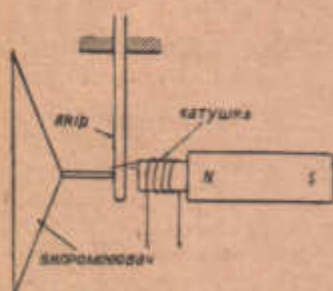


Рис. 488. Схема будови гучномовця електромагнітного типу.

коливатися. Найвність постійного магніта викликана тим, що залежність діючої на яркір сили F від магнітного потоку Φ квадратична (§ 327):

$$F = \frac{1}{8\pi S} \Phi^2 \quad (42)$$

(S — поперечний переріз магнітного потоку); внаслідок цього зміна сили при відсутності сталої складової магнітного потоку відбувалася б з подвійною частотою. Справді, нехай через катушку гучномовця без постійного магніта протікає синусоїдальний змінний струм і магнітний потік через яркір змінюється за рівнянням:

$$\Phi = \Phi_m \sin \omega t;$$

підставляючи це значення в рівняння (42), дістанемо:

$$F = \frac{1}{8\pi S} \Phi_m^2 \sin^2 \omega t = \frac{\Phi_m^2}{16\pi S} (1 - \cos 2\omega t), \quad (43)$$

тобто сила F розпадається на сталу складову і змінну складову подвійної частоти. Якщо ж ввести, крім змінного, ще й постійний магнітний потік (Φ_0) від постійного магніта, то

$$\Phi = \Phi_0 + \Phi_m \sin \omega t;$$

при цьому

$$F = \frac{1}{8\pi S} (\Phi_0 + \Phi_m \sin \omega t)^2 = \frac{1}{8\pi S} \left(\Phi_0^2 + \frac{\Phi_m^2}{2} + 2\Phi_0\Phi_m \sin \omega t - \frac{\Phi_m^2}{2} \cos 2\omega t \right), \quad (44)$$

і якщо $\Phi_0 \gg \Phi_m$, то складова подвійної частоти має амплітуду, дуже малу порівняно з амплітудою складової основної частоти ω , і нелінійні спотворення, які вносяться гучномовцем, невеликі.

Через те що при наближенні яркіра до магніта діюча на нього сила зростає, то, щоб запобігти „прилипанню“ яркіра до полюса, доводиться вводити велику вертаючу силу, наприклад, виготовляючи яркір у вигляді заправленої одним кінцем балочки. При цьому, як ми вже знаємо, власна частота яркіра збільшується і, попадаючи в робочий діапазон звукових частот, зумовлює виникнення лінійних спотворень (гучномовець передає резонансні частоти з перебільшено великою амплітудою).

Такі ж міркування можна застосувати і до електростатичного гучномовця, в якому випромінююча поверхня зроблена у вигляді мембрани, що

є однією з обкладок повітряного конденсатора; на обкладки подається змінна напруга звукової частоти і, крім того, для зменшення нелінійних спотворень подається ще й велика стала напруга. Сила F , діюча на мембрану, при накладанні на обкладки напруги V визначається формулою:

$$F = \frac{S}{8\pi d^2} V^2, \quad (45)$$

де S — поверхня кожної з обкладок, d — віддаль між ними. Порівнюючи це рівняння з рівнянням (42), неважко помітити, що, оскільки залежність F від V квадратична, остільки без сталої напруги гучномовець буде подвоювати частоту. Щоб усунути резонанс мембрани електростатичних гучномовців, її туго натягують, подібно до того як це роблять в конденсаторних мікрофонах.

§ 465. Перетворення звукових коливань на електричні. Мікрофони. Прилади, призначені для перетворення звукових коливань на електричні, називають мікрофонами. З погляду електроакустики робота мікрофона характеризується коефіцієнтом перетворення, який можна визначити як відношення електрорушійної сили \mathcal{E} , яка розвивається мікрофоном, до тиску у звуковій хвилі p_1 , що доходить до мікрофона:

$$k_{\mu} = \frac{\mathcal{E}}{p_1}. \quad (46)$$

Щоб мікрофон не вносив у передачу ні лінійних, ні нелінійних спотворень, його коефіцієнт перетворення повинен залишатися сталим у широкому діапазоні звукових частот (практично в границях від 50 до 10 000 герців), і крім того коефіцієнт перетворення повинен бути однаковий для всіх амплітуд звука. Важлива також абсолютна величина цього коефіцієнта: очевидно, що чим ця величина більша, тим мікрофон чутливіший.

Широке практичне застосування мають мікрофони трьох основних типів: 1) вугільні, в яких під дією тиску у звуковій хвилі змінюється опір вугільного порошку, а, отже, і величина струму, що протікає через мікрофон від батарей; 2) конденсаторні, в яких змінюється ємність мікрофона, а, отже, і запасений заряд; 3) електродинамічні, в яких звукова хвиля коливає підвішений в магнітному полі провідник, утворюючи на його затискачах змінну електрорушійну силу.

Типовим представником першого типу є звичайний телефонний мікрофон (рис. 489), в якому приймальним органом є вугільна мембрана, затиснута по краях у капсулі. Проти мембрани (позаду неї) розміщена вугільна колодка, а проміжок між мембраною і колодкою заповнений вугільним порошком. Мікрофон вмикають у коло джерела струму (місцевого або центрального), при чому під дією коливань мембрани в звуковому полі порошок зазнає тиску, що періодично змінюється; через те змінюються опір мікрофона і величина струму, що протікає через мікрофон. Для високоякісної передачі такий мікрофон непридатний: поперше, через резонансні властивості мембрани частотна характеристика мікрофона дуже нерівна (рис. 490); подруге, мікрофон вносить досить значні нелінійні спотворення (§ 457).

В радіопередачі застосовується далеко досконаліший мікрофон Рейсса, в якому мембрани немає і звукові хвилі безпосередньо діють на вугільний порошок, захищений від висипання лише тонкою гумовою

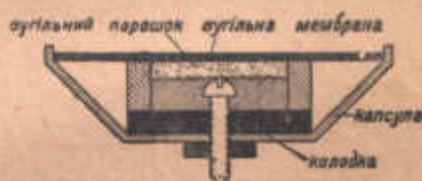


Рис. 489. Схема будови телефонного мікрофона.

плівкою. Частотна характеристика мікрофона Рейсса зображена на рис. 490 пунктирною кривою¹⁾.

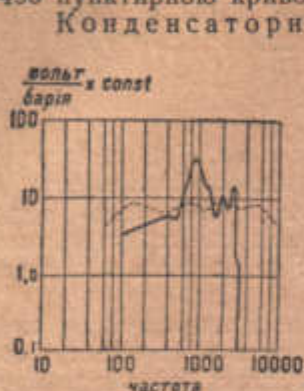


Рис. 490. Зміна з частотою коефіцієнта перетворення телефонного мікрофона (суцільна крива) і мікрофона Рейсса (пунктирна крива).

Конденсаторний мікрофон являє собою тонку дуралюмінієву мембрану, туго натягнуту проти металічної пластинки. Мембрана і пластинка утворюють повітряний конденсатор, ємність якого змінюється при коливаннях мембрани у звуковому полі. Як видно з схеми вмикання (рис. 491), у мікрофонному колі тече при цьому змінний (зарядний і розрядний) струм, форма якого відповідає кривій коливань тиску у звуковій хвилі. Змінна напруга на конденсаторах високоомного опору, послідовно з'єднаного з батареєю і мікрофоном, подається для підсилення на сітку першої лампи підсилювача. Перші каскади якого монтуються разом з мікрофоном. Вплив резонансу мембрани усувається великим натягом її, внаслідок якого частота її власного коливання доводиться до значення, більшого за 10 000 герців, тобто виводиться за межі робочого діапазону частот.

Частотна характеристика такого мікрофона подана на рис. 492.

Електродинамічні мікрофони базуються, як уже сказано, на індуктуванні електрорушійної сили у провіднику, який переміщується в магнітному полі. Рухомим провідником у мікрофонах електродинамічного типу є або тонка рифлена стрічечка (стрічковий мікрофон) або циліндрична катушка, цупко скріплена з рухливою мембраною. На рис. 493 показана частотна характеристика одного з сучасних стрічкових мікрофонів.

Конденсаторні і електродинамічні мікрофони тепер найдосконаліші і широко застосовуються в радіотехніці, в техніці звукового кіно, в лабораторних дослідженнях тощо.

§ 466. Запис і відтворення звуку. Сучасна технічна акустика має цілий ряд способів, за допомогою яких звук, сприйнятий мікрофоном і перетворений ним на електричні коливання, може бути записаний і потім

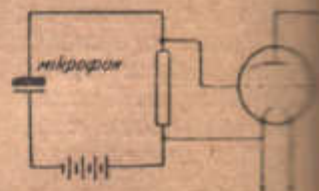


Рис. 491. Схема вмикання конденсаторного мікрофона.

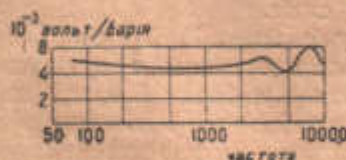


Рис. 492. Коефіцієнт перетворення конденсаторного мікрофона як функція частоти.



Рис. 493. Коефіцієнт перетворення стрічкового (електродинамічного) мікрофона як функція частоти.

відтворений. Не зважаючи на велику різноманітність цих способів, вони можуть бути зведені до трьох основних груп, різних між собою щодо вибору матеріалу, який є носієм звукового запису (фонограми).

¹⁾ Слід відмітити, що при будівництві цієї характеристики взято інший масштаб осі ординат (інше значення константи пропорційності); мікрофон Рейсса далеко менш чутливий, ніж телефонний, і працює завжди з підсилювачем.

1. Фотографічний запис звука, одержуваний в результаті впливу на світлочутливий шар фільма світла, що проходить попереду через спеціальний „керуючий“ пристрій, який зветься в загальному вигляді модулятором.

2. Механічний запис звука, гравірований на обертовому восковому диску за допомогою різця, що коливається з звуковою частотою.

3. Магнітний запис звука, одержуваний на феромагнітному дроті або стрічці, протягуваній у змінному магнітному полі.

Фотографічний запис звука, що є найпоширенішим способом сучасної техніки звукового кіно, розроблений тепер у двох різних модифікаціях:

в одній з них фонограму дістають в результаті періодичної зміни освітлення, одержуваного світлочутливим шаром рухомого фільма від падаючого на нього світлового променя; у другій — в результаті періодичної зміни ширини ділянки шару, на яку діє постійне освітлення. При записі за першим способом (він зветься способом змінної густини) фонограма являє собою вузьку смужку, фотографічна густина якої змінюється від ділянки до ділянки; при записі за другим способом (спосіб змінної ширини) фонограма ділиться у поздовжньому напрямі на освітлену і неосвітлену частини, границя між якими являє собою криву записаних звукових коливань.

При записі звука за способом змінної густини модулятор може бути виготовлений у вигляді джерела світла, яскравість якого періодично змінюється відповідно до записуваних звукових коливань, або у вигляді того чи іншого „світлового реле“, яке регулює силу світла, що проходить через нього і випромінюється джерелом сталої яскравості.

Перший тип модуляторного пристрою був застосований у системі „Три-Ергон“ (1922 р.), яка була першою промислово-придатною системою звукового запису на фільмі. В цій системі запис звука провадиться таким способом. Змінний струм звукової частоти від потужного підсилювача живить невелику газосвітну лампу (так звану „надчастотну лампу“), в якій під дією електричного розряду світиться газ (аргон або азот), що заповнює під невеликим тиском балон лампи. Яскравість цього свічення пропорціональна величині струму, що живить лампу, тому коливання яскравості мають той самий хід у часі, який мають і коливання струму. Світло лампи за допомогою оптичних лінз збирається на заслінці, в якій проп'яна вузька щілина; зображення цієї щілини відкидається об'єктивом на фільм у вигляді яскравого штриха завдовжки 15—20 μ і завширшки близько 2,5 м.м. Оскільки яскравість штриха, який засвічує фільм, змінюється з частотою одержуваного мікрофоном звука, остільки ж змінюється і одержуване світлочутливим шаром освітлення, в результаті чого на фільмі після проявлення дістаємо запис типу змінної густини.

Прикладом запису звука світловим променем від джерела світла сталої яскравості є спосіб, розроблений в СРСР П. Г. Тагером (1926 р.). Схема цього способу подана на рис. 494. Світло від потужної низьковольтної лампи розжарювання збирається лінзами на системі, яка складається з двох поляризаційних призм Ніколя (§ 507) і вміщеного між ними конденсатора, обкладки якого, утворюючи вузьку щілину, занурюються

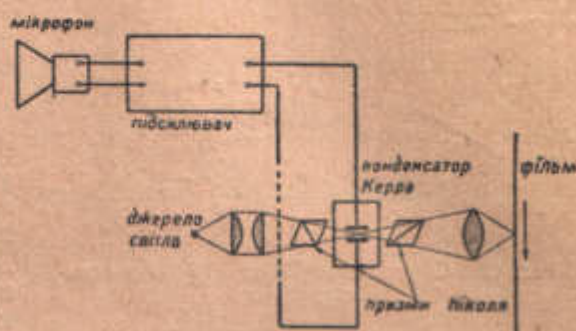


Рис. 494. Схема запису звука конденсатором Керра.

у прозору кюветку з нітробензолом ($C_6H_5NO_2$). Цей конденсатор відомий під назвою конденсатора Керра; до його обкладок і підводиться зміна напруга звукової частоти. В електростатичному полі між обкладками нітробензол стає двозвломним середовищем (ефект Керра); при цьому плоскополяризований промінь світла, який входить після проходження через поляризуючу призму в проміжок між обкладками, розщеплюється на два промені; ці промені поляризовані у двох взаємно перпендикулярних площинах і поширюються з різною швидкістю (§ 511). По

виході з конденсатора ці два промені мають певну різницю фаз; за спостереженнями Керра різниця фаз φ змінюється із зміною прикладеної до обкладок напруги :

$$\varphi = 2\pi BIE^2; \quad (47)$$

тут l — довжина шляху світла в електростатичному полі з напруженістю E , B — константа. Два промені з різницею фаз φ , приведені другою призмою Ніколя до однієї площини, інтер-

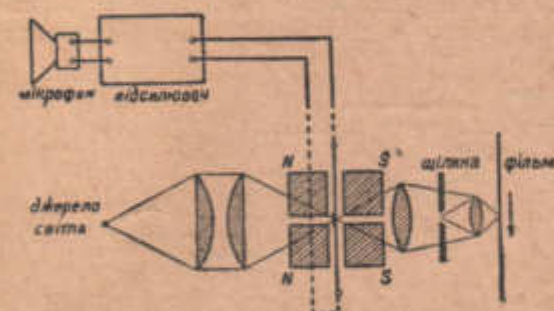


Рис. 495. Схема запису звука струнним осцилографом.

ферують один з одним, і оскільки φ залежить від напруги, прикладеної до обкладок, яскравість відкидуваного на плівку зображення щілини (між обкладками) змінюється в ритмі записуваних звукових коливань. В результаті змінного освітлення зображення щілини після проявлення на плівці буде фонограма типу змінної густини.

Модуляторні пристрої, які дають запис звука за способом змінної ширини, являють собою різновидність осцилографа (петлевого або струнного), пристосованого для запису звукових коливань на кіноплівці.

Петлевий осцилограф являє собою тонку металічну стрічку, зігнуту у вигляді петлі (шлейфа); шлейф розміщується в сильному магнітному полі так, щоб напрям поля був паралельний площині шлейфа. До середньої частини шлейфа прикріплюється маленьке дзеркальце, яке відбиває на щілину тонкий пучок світла, випромінюваного лампою розжарювання. Шлейф і магнітна система розміщуються так, щоб при відсутності струму через шлейф світловий зайчик закривав якраз половину щілини; друга половина залишається темною. При пропусканні через шлейф струму звукової частоти шлейф разом із дзеркальцем робить змущені коливання; світловий зайчик при цьому переміщується по щілині, зображення якої відкидається на плівку. Після проявлення на плівці дістаємо зубчикоподібну фонограму типу змінної ширини.

Струнний осцилограф застосовують для запису звука в системі Центральної лабораторії провідного зв'язку; схема запису подана на рис. 495. Струм звукової частоти пропускається через бронзову нитку, яка має вигляд плоскої стрічки; нитка натягнута в магнітному полі, при чому взаємодія струму з полем викликає коливання нитки.

Світловий пучок напрямляється оптичною системою лінз на нитку і освітлює щілину, на яку об'єктив відкидає збільшене зображення тіні нитки, що при відсутності струму закриває якраз половину щілини. Зменшене до потрібних розмірів зображення затіненої щілини відкидається на плівку, що рухається, за допомогою циліндричної лінзи.

Запис звука на восковому диску або валику є найстаріший спосіб звукового запису (1877 р.). Раніше різець, який гравірує фонограму, скріплювався з прийнятною мембраною; такого безпосереднього використання

енергії звукових хвиль тепер вже не практикують, бо потужність, яку віддає мембрані звукове поле, зовсім мала. Після винайдення електронної лампи швидкий розвиток підсилювальної техніки дав можливість перейти до значно досконалішого електрозапису. Функції звукоприймального пристрою перейшли до високоякісного мікрофона. Звукозаписувальний апарат (рекордер), який працює з допомогою мікрофонного підсилювача, являє собою магнітну систему, якор якої цупко скріплений з різцем. Коливання якоря і різця спричинюються дією змінного магнітного потоку.

Магнітний запис звука базується на надзвичайно простому принципі: якщо у змінному магнітному полі, утвореному струмами звукової частоти,

протягати з сталою швидкістю сталений дріт або стрічку, то вони будуть намагнічуватись; при цьому залишкове намагнічування буде змінюватися від дільниці до дільниці, і таким чином звук буде записаний на стрічці у вигляді магнітної фонограми. Якість магнітного запису не дуже висока і через це цей спосіб має обмежене застосування (диктофони).

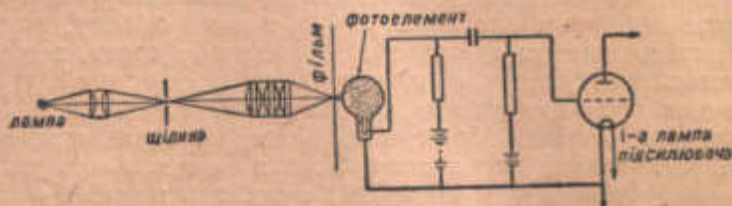


Рис. 496. Схема відтворення звуків за їх світловим записом.

Яким би способом не була одержана фонограма, вона повинна давати можливість відтворення записаного звука.

Відтворення фотографічної фонограми будьякого типу (як змінної густини, так і змінної ширини) здійснюється так. Оптична система ліз (рис. 496) збирає світло лампи розжарювання на щілині, зображення якої відкидається об'єктивом на фонограму, яка рухається в проєкційному апараті, у вигляді яскравого штриха завтовшки 15—20 μ . Світловий потік, який припадає на зображення щілини, просвічує фонограму і падає потім на катодний шар фотоелемента (§ 400), звільнюючи з поверхні шару тим більше число електронів, чим яскравіший падаючий на фотоелемент промінь. Проходячи через рухома фонограму, світловий потік періодично змінюється (або через змінну фотографічну густину фонограми, або в результаті перекривання штриха зубцями фонограми типу змінної ширини); тому відповідно змінюється і струм у контурі фотоелемента. Змінна напруга на затискачах опору, що навантажує фотоелемент, подається через конденсатор на сітку першої лампи підсилювача. Струм останнього каскада підсилювача живить гучномовець, який відтворює записані на фільмі звуки.

Відтворення запису на диску може відбуватися за допомогою звичайного грамофона, будова якого відома. Досконаліше відтворення і поряд з тим далеко більшу акустичну потужність можна добути за допомогою електричного звуковідтворюючого пристрою. Початковою ланкою процесу відтворення є так званий адаптор, або звукознімач: голка, яка ковзає по борозні фонограми, цупко зв'язана з якорем магнітної системи; коливання якоря індуктують в нерухомій катушці електрорушійну силу звукової частоти. Останньою ланкою служить гучномовець, що працює з допомогою підсилювача, на вході якого увімкнений звукознімач.

Магнітний запис відтворюється протягуванням стрічки з записаним на ній звуком біля нерухомої катушки, в якій при цьому індуктується електрорушійна сила звукової частоти. Конструкція звуковідтворюючого апарата принципіально не відрізняється від конструкції апарата для запису.

§ 467. Архітектура акустика. Дослідження процесів поширення звука в замкнених приміщеннях важливе для проектування аудиторій, театрів,

концертних зал тощо з добрими акустичними властивостями і для випередження акустичних дефектів приміщень, збудованих без попереднього акустичного розрахунку. Галузь техніки, яка займається цими питаннями, має назву архітектурної акустики.

Основною особливістю акустичних процесів у замкнених приміщеннях є наявність багаторазових відбивань звука від поверхень (стін, стелі), що обмежують приміщення. У приміщенні середніх розмірів звукова хвиля знає кілька сот відбивань, раніше ніж енергія її зменшиться до порога чутності; у великих приміщеннях звук достатньої сили можна чути після вимикання джерела протягом кількох десятків секунд коштом існування відбитих хвиль, які поширюються у різних напрямках. Цілком очевидно, що таке поступове затухання звука, з одного боку, вигідне, бо звук підсилюється коштом енергії відбитих хвиль; проте, з другого боку, надмірно повільне затухання може істотно погіршити сприймання зв'язного звучання (мови, музики) через те, що кожна нова частина зв'язного контексту (наприклад, кожний новий склад мови) перекривається попередніми, які ще не відзвучали. Вже з цих побіжних міркувань зрозуміло, що для утворення гарної чутності час відзвука в аудиторії повинен мати певну оптимальну величину.

Обчислення і експериментальне визначення часу відзвука, а також його оптимального значення лежить в основі акустики замкнених приміщень.

Нехай у початковий момент часу ($t=0$) густина E звукової енергії в приміщенні (тобто енергія, що є в одиниці об'єму) буде E_0 . При кожному відбиванні частина енергії втрачається в наслідок вбирання; позначивши через α величину коефіцієнта вбирання (тобто відношення убіраної енергії до падаючої), а через n — число відбивань протягом однієї секунди, знайдемо, що за малий проміжок часу dt густина енергії зменшиться на величину $E\alpha ndt$, тобто

$$dE = -\alpha Endt. \quad (48)$$

Зробивши поділ змінних

$$\frac{dE}{E} = -\alpha ndt$$

і інтегруючи

$$\int \frac{dE}{E} = -\alpha n \int dt,$$

знаходимо:

$$\ln E = -\alpha nt + C. \quad (49)$$

Через те, що при $t=0$ $E = E_0$, то константа $C = \ln E_0$, і, значить,

$$\ln \frac{E}{E_0} = -\alpha nt,$$

звідки

$$E = E_0 e^{-\alpha nt}. \quad (50)$$

Методи теорії імовірностей дають можливість розрахувати число відбивань звукової хвилі протягом 1 сек, припускаючи, що хвилі поширюються у різних напрямках, тобто що густина енергії в усіх точках приміщення однакова. Такий розрахунок дає:

$$n = \frac{cS}{4V}$$

(c — швидкість звука, S — площа поверхні, яка обмежує об'єм V). Підставляючи цей результат у формулу (50), маємо:

$$E = E_0 e^{-\frac{cS}{4V} t} \quad (51)$$

Визначаючи час відзвука як час, протягом якого густина звукової енергії спадає до порога чутності, ми пересвідчуємось, що час залежить не тільки від властивостей приміщення, а й від початкової густини. Щоб внести означеність у розрахунок акустичних властивостей аудиторій, прийнято (цілком умовно) розраховувати час, протягом якого енергія звука зменшується до однієї мільйонної частки початкового значення ($10^{-6} E_0$), або (що те саме) на 60 децибелів; цей час звать часом стандартної реверберації або просто реверберацією. Реверберацію (T) легко обчислити з рівняння (51); підставляючи

$$\frac{E}{E_0} = 10^{-6}; t = T; c = 340 \text{ м/сек},$$

знаходимо:

$$T = 0,163 \frac{V}{\alpha S} \quad (52)$$

У випадку поверхень з різним вбиранням слід замість αS підставити

$$\Sigma \alpha_k S_k = \alpha_1 S_1 + \alpha_2 S_2 + \dots;$$

тоді дістанемо розрахункову формулу:

$$T = 0,163 \frac{V}{\Sigma \alpha_k S_k} \quad (52a)$$

Відмітимо ще такий важливий момент: коефіцієнти вбирання α_k істотно змінюються з частотою, так що для звуків різної частоти різною буде і реверберація. Звичайно прийнято вимірювати реверберацію при частоті 512 герців. У таблиці 31 наведені деякі значення коефіцієнтів вбирання α при частоті 512 герців.

Таблиця 32.

α		α		α	
Відкрите вікно	1,00	Вапно по дерев'яному лагуванню	0,034	Повсть (завтовшки 2,5 см, на віддалі 8 см від стіни)	0,78
Обштукатурена цегляна стіна	0,025	Лінолеум	0,12	Паркет	0,06
Скло звичайної товщини	0,027	Килим	0,20	Бетон	0,015

Оптимальне значення реверберації, при якому чутність може вважатися найкращою, багато разів визначалось експериментально. На думку С. Ліфшица в малих приміщеннях (об'ємом не більше за 350 м^3) оптимальною є реверберація 1,06 сек. При дальшому збільшенні об'єму оптимальна реверберація росте пропорціонально $\sqrt[3]{V}$, як це подано на рис. 497.

Питання про захист жилих і робочих приміщень від проникнення зовнішнього шуму набуло за останні роки великого значення в наслідок значного збільшення у великих містах вуличного шуму. Досить вказати, що, на думку американських дослідників, найсильніший з будь-коли спостережуваних шумів виміряно на перехресті двох нью-йоркських вулиць, при

чому основним порушником тиші є надземна залізниця. В середньому рівень гучності вуличного шуму у великих містах не вищий за 70—75 децибелів.

Основним фактором, який визначає звукопроникність будьякої перегородки, стіни, перекриття тощо, є акустичний опір (ρc). При переході звука з одного середовища у друге звук відбивається тим краще, чим більший акустичний опір другого середовища порівняно з акустичним опором першого. Тому для захисту від звука, який проходить через повітря, необхідно вживати матеріали з великим акустичним опором (камінь, бетон); для захисту від звука, який проникає через ґрунт (взагалі через тверді середовища), найкраще користатись перегородками з повітряними прошарками.

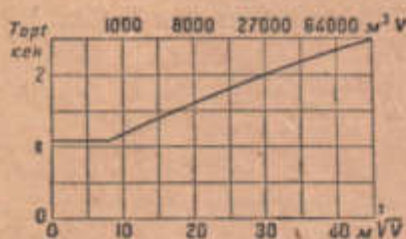


Рис. 497. Оптимальна реверберація для приміщень різного об'єму.

При проходженні звука через стіни значну роль відіграють коливання їх: під дією звукових хвиль стіна коливається, як мембрана, випромінюючи звук у приміщення, яке вона захищає. З цього погляду найкращу ізоляцію дають масивні стіни, які мають найбільшу вагу на одиницю поверхні.

Звичайно, основна лінія боротьби з шумами — це усунення причин їх виникнення: добра амортизація машин, належна конструкція рухомого складу міського транспорту тощо.

§ 468. Ультразвуки. Ми бачили вище (§ 453), що область чутності охоплює коливання з частотою від 20 і приблизно до 20 000 герців; коливання з частотою, що лежить у цих границях, впливаючи на барабанну перетинку вуха, утворюють відчуття звука. Проте, і поза вказаними границями можуть відбуватися коливні процеси, які фізично нічим не відрізняються від звукових коливань і хвиль. Такі процеси являють собою нечутні звуки.

За останній час були дуже докладно досліджені звукові коливання і хвилі, які характеризуються дуже великими частотами, порядку десятків і сотень тисяч герців. Такі коливання і хвилі прийнято називати ультразвуковими.

Ультразвуки порівняно невеликої частоти можна дістати з допомогою свистка Гальтона; він являє собою мініатюрну органну трубу, збуджувану продуванням повітряного струменя. Зменшуючи з допомогою поршка довжину звучачого стовпа повітря, можна добитися того, що звук свистка, поступово підвищуючись, нарешті, перестане бути чутним; випромінювана свистком хвиля переходить в область ультразвукових частот. З допомогою свистка Гальтона і інших подібних пристроїв не вдається, проте, дістати скількинебудь інтенсивних ультразвуків; крім малої потужності таких випромінювачів, дуже важливу роль тут грає ще й те, що в повітрі коливання високої частоти дуже швидко затухають.

З відкриттям п'єзoeлектричних явищ і з розробленням потужних генераторів електричних коливань високої частоти (§ 443) стало можливим дістати ультразвукові коливання дуже великої інтенсивності. Для того, щоб уявити собі спосіб збудження ультразвуків, необхідно коротко розібратися в суті п'єзoeлектричних явищ.

Якщо з кристала кварцу (SiO_2) вирізати пластинку так, щоб її широкі грані були перпендикулярні до електричної осі і щоб оптична вісь (§ 506) була перпендикулярна до довгих вузьких граней пластинки (рис. 498), то, прикладаючи до широких граней з допомогою металічних обкладок змінну напругу, можна змусити пластинку коливатися. Це буває через те, що при надаванні протилежним граням електричних зарядів супротивного

знака пластинка деформується, тобто зазнає стиску або розширення (пізоелектричний ефект). Коливання кварцової пластинки, затиснутої між металічними обкладками, стають особливо інтенсивними в тому випадку, коли частота прикладеної змінної напруги збігається з власною частотою коливань пластинки (резонансні коливання). Добираючи належним способом розміри пластинки і частоту підводжуваної напруги, можна дістати дуже сильні коливання ультразвукової частоти.

Практично для цього занурюють кварцову пластинку з металічними обкладками в масло (масло — прекрасний ізолятор, і це дуже важливо, оскільки підводжувана до обкладок напруга надзвичайно велика); далі, підводячи до обкладок змінну напругу від потужного генератора високої частоти, пластинку змушують коливатися. При цьому в маслі поширюються потужні ультразвукові хвилі.

Ультразвукові хвилі характеризуються дуже цікавими фізичними і фізіологічними явищами. Наприклад, під дією ультразвука утворюються дуже тонкі емульсії. Занурюючи в масло з ультразвуковими хвилями, які в ньому поширюються, пробірку з водою і ртуттю, можна спостерігати, як вода поступово темніє в наслідок роздрібнення ртуті на найдрібніші крапельки, змулені у воді. До зануреного в маслі термометра не можна торкнутися рукою. Через ультразвукові коливання скла рука зазнає опіку, не зважаючи на те, що термометр показує дуже невисоку температуру. Живі істоти (риби, жаби), коли їх обпрямити ультразвуком, гинуть протягом кількох хвилин. Само масло, в якому збуджуються ультразвуки, ніби закипає, розбризкуючись над пластинкою кварцу фонтаном.

Ультразвуки мають тепер також технічне застосування; вкажемо, наприклад, на акустичну сигналізацію під водою і на акустичні виміри глибин. Вигідність застосування для цього ультразвуків зв'язана з тим, що при дуже малих довжинах хвиль можна випромінювати енергію вузьким напрямленим пучком.

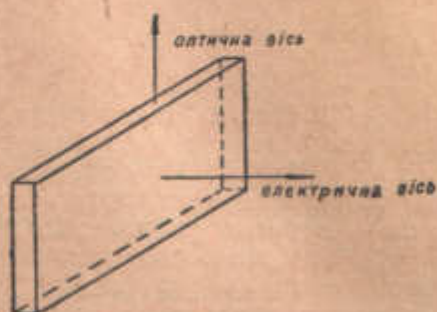


Рис. 498.

РОЗДІЛ XVIII.

ОПТИКА.

§ 469. Вступ. Найстарішим відділом оптики є геометрична оптика; завдання її полягає в дослідженні оптичних явищ на основі двох законів: закону відбивання і закону заломлення світлового проміння. У геометричній оптиці ці закони поряд з принципом прямолінійності світлового проміння відіграють роль встановлених досвідом істин.

Другим щодо часу виникнення відділом оптики є хвильова оптика. Хвильова оптика зайнята теоретичним обґрунтуванням законів поширення, відбивання, заломлення і вбирання світла і вивченням широкої групи явищ, щільно зв'язаних з хвильовою структурою світла: явищ інтерференції, дифракції і поляризації.

Основи хвильової оптики були закладені Гюйгенсом 240 років тому. В теорії Гюйгенса уявлення про світловий промінь має другорядне значення. Метод пояснення оптичних явищ, встановлений Гюйгенсом, полягав у тому, що кожную точку всепроникаючого, ідеально-пружного середовища — світового ефіру — розглядали як самостійний центр хвиль пружної деформації ефіру, викликаної коливним рухом даної точки. До безлічі сферичних хвиль, які концентрично розходяться від усіх частинок ефіру, зачеплених світловими коливаннями, застосовували закони додавання коливних рухів; фронт світлової хвилі в кожний даний момент визначали як обвідну поверхню, яка стикається з усіма елементарними хвилями, випромінюваними окремими частинками ефіру (§ 488). Ідучи за Гюйгенсом, швидкість поширення елементарних хвиль ставили у залежність від пружних властивостей тіла; на цій підставі в анізотропних тілах, які характеризуються неоднорідною пружністю в різних напрямках, елементарним хвилям приписували форму, яка тим більше відрізняється від сферичної форми, чим вищий ступінь анізотропності середовища.

У той самий час Ньютоном була запропонована теорія виткання світла. Теорія Ньютона пропонувала розглядати світловий промінь як потік матеріальних частинок. Спочатку теорія Ньютона мала більше поширення ніж теорія Гюйгенса, але у XIX столітті під впливом класичних праць Френеля, присвячених дослідженню явищ інтерференції і дифракції, вона була відкинута і забута.

Протягом деякого часу в фізиці не виникало сумнівів у реальності світового ефіру і здавалося, що хвильова теорія світла встановлена непогано. Проте, природа ефіру залишалась увесь час такою ж загадковою, як і в перші роки панування хвильової теорії. Всі спроби уявити собі таку структуру всепроникаючого світового середовища, яке могло б пояснити найважливіші властивості світлових хвиль, незмінно лишалися марними і тільки збільшували загальну розчарованість у можливості розв'язати цю проблему.

У другій половині минулого століття роботи Максвелла і Герца твердо встановили електромагнітний характер оптичних явищ і привели до синтезу оптики й електродинаміки. Гіпотеза пружних поперечних коливань

ефіру була замінена уявленням про періодичну зміну напруженості електричного і магнітного полів. На складній будові хвильової оптики це аж ніяк не відбилося. Виявилось, що принцип Гюйгенса в певних межах еквівалентний рівнянням Максвелла. Триумф електромагнітної теорії світла полягав не стільки в тому, що вона блискуче розв'язала всі ті питання, які вже раніше були поставлені і розв'язані оптикою пружних коливань, але головним чином у тому, що вона завбачила цілий ряд нових явищ і зокрема вказала шлях, який через кілька десятиліть привів до радіотехніки. Проте, вона мало наблизила нас до розв'язання проблеми світового ефіру.

Перед початком ХХ століття особливо гостро стало питання про те, чи захоплюється ефір рухомими тілами, чи він завжди залишається абсолютно нерухомим (§ 13). Багато дуже перекозливих міркувань змусили спочатку категорично відкинути думку про можливість існування такого міцного зв'язку між ефіром і атомами тіл, щоб під час руху він міг бути повністю захоплений рухомим тілом. Звідси неминуче виникав висновок, що рух Землі в світовому просторі повинен супроводитись „ефірним вітром“, який пронизує Землю. Проте, цей висновок був відкинутий дослідями Майкельсона, який довів оптичним способом, що „ефірного вітру“ немає. Гіпотеза про існування ефіру привела до внутрішньої суперечності: ефір не зв'язаний з атомами тіл, але все ж він захоплюється рухомими тілами, бо немає „ефірного вітру“.

Природним було шукання виходу з такого становища в поверненні до корпускулярної теорії світла, тим більше, що ряд фактів без сумніву вказував на перервну будову („дискретність“) променястої енергії. Можна вважати встановленим, що випромінювання і вбирання світла відбуваються не неперервно, а окремими порціями, які дістали назву квантів світла (§ 167). З погляду класичної електродинаміки цей момент є цілком непередбаченим. У квантовій теорії світла припускають, що світлова енергія має дискретну будову не тільки в момент випромінювання і вбирання, а й протягом усієї проміжної стадії променястого поширення: замість поширення хвиль розглядають політ квантів світла. Але тоді виникає питання, як пояснити явище інтерференції, дифракції і поляризації, тобто якраз ті явища, які свого часу змусили фізику відмовитись від теорії витікання світла, запропонованої Ньютоном, і які дотепер вважались неспростованим доказом хвильової природи світла. Тепер це питання в стадії розв'язання. Обидві теорії світла — і хвильова і корпускулярна (квантова) — в сучасній фізиці є до певної міри рівноправними. Кожна з них має свою область застосування і за межами цієї області не витримує критики. Деякий синтез цих теорій дає тільки нова „хвильова механіка“.

✓ § 470. Швидкість світла. Світло, яке посилається якимнебудь джерелом, досягає спостережника не миттю, а через деякий час. Максвелл теоретично показав існування електромагнітних хвиль і дістав для швидкості їх поширення в пустоті величину в 300 000 км/сек. Ця величина входить у рівняння Максвелла як перехідний коефіцієнт від електростатичних одиниць до електромагнітних. На підставі виводу Максвелла і дослідних даних про швидкість світла можна було зробити висновок, що світло є одним із видів електромагнітних коливань, до яких, наприклад, належать також хвилі, застосовувані в радіотехніці. Таким чином, швидкість поширень всіх електромагнітних коливань однакова.

Першим, кому вдалося виміряти швидкість світла, був астроном Ремер. Спостерігаючи затемнення в системі супутників Юпітера¹⁾, Ремер помітив, що час між двома послідовними затемненнями супутника трохи більший, коли Земля в своєму русі по орбіті віддаляється від

¹⁾ Планета Юпітер має дев'ять супутників; чотири з них відкриті Галілеєм. Затемнення спостерігають кожний раз, коли супутники при обертанні навколо Юпітера попадають у тінь останнього або відкидають свою тінь на нього.

Юпітера (ділянка орбіти E_1AE_2 на рис. 499), ніж коли вона наближається до нього (E_2BE_1).

Припустимо, що, спостерігаючи систему Юпітера „в протистоянні“ (Земля в положенні E_1), ми знайшли період якогонебудь явища рівний

24 год. 00 хв. 00 сек. Якщо явище повторюється періодично, то при вказаному періоді воно повинне було б щоденно спостерігатись об одній і тій же годині доби. Проте, Земля, обертаючись навколо Сонця, щоденно віддаляється від Юпітера; в наслідок цього ми будемо спостерігати зазначене явище з щораз зростаючим запізненням. Через півроку (Земля в положенні E_2) шлях світла зростає на величину E_1E_2 , майже рівну діаметрові земної орбіти (300 000 000 км), і загальне запізнення досягає 16,5 хвилини. При дальшому русі Землі наближається до Юпітера, і з кожним днем це явище ми будемо спостерігати щораз ранішої години доби. Період явища стане

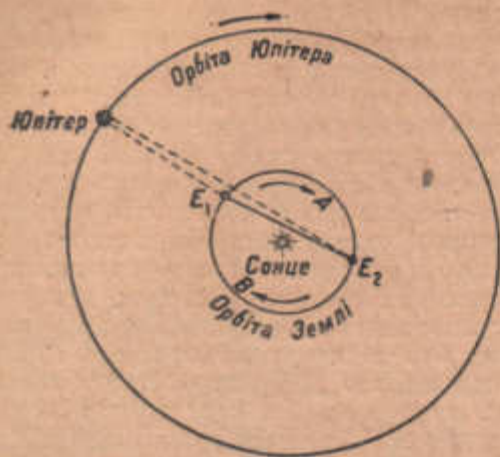


Рис. 499. Спосіб Ремера для визначення швидкості світла.

меншим. Ремер зробив висновок, що світло проходить діаметр земної орбіти за 16,5 хв. Звідси він знайшов швидкість світла $c = 301\,000$ км/сек. Отже явища, які відбуваються на Сонці, ми бачимо такими, якими вони були 8 хвилин тому. Світло від зір досягає Землі за час від декількох років до сотень тисяч років.

Перше визначення швидкості світла в земному досліді було зроблено в 1849 р. Фізо, який вимірював час, потрібний (рис. 500) для проходження світла від джерела S до дзеркала M і назад до спостережника O , який знаходиться поблизу джерела S . Для вимірювання дуже малих проміжків часу Фізо застосовував швидко-обертний зубчастий диск D , вміщений на шляху світлового проміння. Оптична система дозволяла пропустити через один і той же проміжок між зубцями як промінь SM , який іде до дзеркала, так і MO , відбитий від нього. При деякій швидкості обертання диска око не бачило відбитого світла. Це траплялося тому, що за час проходження світлом віддалі $dM + Md = 2a$ диск встигав повернутися так, що зубець закривав відбитий промінь. Якщо диск має m зубців і робить n

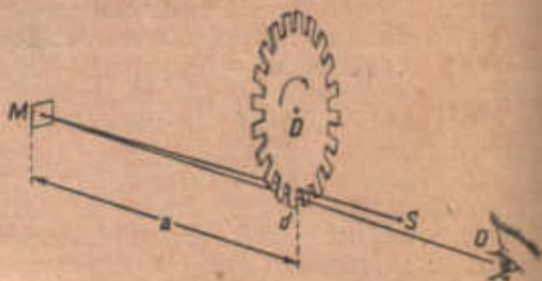


Рис. 500. Спосіб Фізо для визначення швидкості світла.

оборотів за секунду, то час, потрібний для повороту на півзубця: $t = \frac{1}{2mn}$.

Тоді швидкість світла $c = \frac{2a}{t} = 4mn \cdot a$, де a — віддаль між диском D і дзеркалом M . Через велику швидкість світла віддаль a в досліді Фізо була взята в кілька кілометрів. Фізо знайшов швидкість світла $c = 301\,000$ км/сек.

Другий метод, застосований Фізо і Фуко і вдосконалений пізніше Майкельсоном, полягає ось у чому. Світловий промінь падає від

джерела S (рис. 501) на обертове плоске дзеркало M_1 . Відбите від нього світло падає на вгнуте дзеркало M_2 , після чого повертається до M_1 і до S . Якщо дзеркало M_1 обертається повільно, то зображення збігається з джерелом S (за допомогою оптичного пристрою можна спостерігати S і його зображення окремо). Коли дзеркало M_1 швидко обертає, то за час, поки світло проходить віддаль M_1M_2 і назад M_2M_1 , дзеркало M_1 встигає повернутися на невеликий кут, у наслідок чого зображення O зміщується. Зміщення SO вимірюють мікрометром. За величиною цього зміщення визначають, на який кут повернулося дзеркало M_1 , поки світло пройшло подвоєну віддаль $M_1M_2 = a$, і звідси, знаючи швидкість обертання дзеркала M_1 , визначають час t , за який світло пройшло віддаль $2a$; таким способом знаходять швидкість світла: $c = \frac{2a}{t}$. Виміри Фуко показали, що

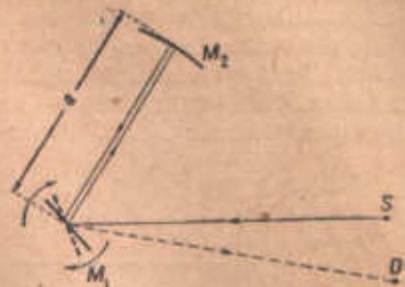


Рис. 501. Вимірювання швидкості світла за допомогою обертового дзеркала.

(Спосіб Фізо і Фуко, удосконалений Майкельсоном.)

швидкість світла у воді менша, ніж у повітрі. Цей факт послужив одним з основних доказів необґрунтованості Ньютонової корпускулярної теорії світла, за якою заломлення світла можна було б пояснити, припустивши якраз протилежне.

За вимірами Майкельсона, зробленими у 1926 р. з точністю до 1 км/сек, швидкість світла в пустоті: $c = 299\,796$ км/сек.

Швидкість світла відома тепер з великою точністю; це дозволяє застосовувати в геодезії метод визначення віддалей, що базується на вимірі часу проходження світла.

Нарешті, нагадаємо дуже важливий факт, уже згаданий нами в § 13 на стор. 20. В результаті дослідів Майкельсона було встановлено, що швидкість світла відносно всіх систем координат, які рухаються найрізноманітнішим способом, має те саме значення. Ця властивість швидкості поширення світлових (взагалі електромагнітних) хвиль різко відрізняє їх від інших видів хвиль (наприклад, звукових) і є одним з фундаментальних принципів сучасної фізики.

§ 471. Аберация світла. При точних астрономічних вимірах необхідно брати до уваги час поширення світла в телескопі. Коли світло зорі S (рис. 502) попадає в телескоп, то за час, поки воно дійде від об'єктива O до окуляра F , Земля разом з телескопом встигає трохи зсунутись. В наслідок цього зоря здається зміщеною. Це явище зветься аберацияю світла.

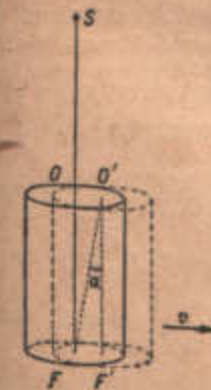


Рис. 502. Аберация світла.

Ми будемо мати на увазі рух Землі по орбіті, який відбувається з швидкістю $v = 30$ км/сек. Нехай віддаль між об'єктивом і окуляром телескопа світло проходить за час t . Протягом часу t телескоп зміщується на віддаль vt . Зображення зорі виходить при цьому не в центрі поля зору F' , а в F . Віддаль $FF' = vt$. З трикутника $FO'F'$, в якому довжина телескопа $FO' = ct$ (c — швидкість світла), можна визначити кут α , на який слід повернути телескоп, щоб зображення зорі було в центрі поля зору F' . Саме:

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{vt}{ct} = \frac{v}{c} = \frac{30}{300\,000} = \frac{1}{10\,000}, \text{ звідки } \alpha \approx 20''.$$

§ 472. Явище Доплера. Коли ми знаходимося на платформі залізничної станції, повз яку мчить поїзд, легко помітити різке пониження звуку паровозного гудка. Зміну тону спостерегають у той момент, коли паровоз порівнявшись із спостережником, починає віддалятися. Причина описаного явища, яке зветься явищем Доплера, полягає в тому, що при наближенні джерела якихнебудь хвиль до спостережника приходить більше число хвиль за секунду, ніж коли джерело коливань віддаляється. Це приводить до того, що спостережник сприймає більше число коливань за секунду, коли джерело наближається до нього, і менше — коли віддаляється. Для звука це означає перехід від високого тону до низького. У випадку світлових хвиль зміна частоти виявляється як зміна кольору, тобто як зміщення спектральних ліній до червоної частини спектра під час руху джерела світла від спостережника і — до синьої під час руху до спостережника.



Рис. 503

Проте, між звуковим явищем Доплера і світловим є принципіальна різниця.

У випадку звука дуже важливо, чи рухається джерело відносно спостережника, нерухомого щодо середовища, чи рухається спостережник, джерело ж нерухоме. Швидкість звука щодо спостережника не залежить від руху джерела, але, звичайно, залежить від руху спостережника щодо середовища, в якому поширюється звук.

У випадку світла важливим є тільки відносний рух джерела і спостережника, оскільки швидкість світла щодо якого завгодно спостережника стала, і немає рації говорити про рух джерела і спостережника відносно „середовища“ (ефір).

Розглянемо спочатку трохи докладніше, що ми тут матимемо у випадку звука.

Нехай джерело звука S рухається (рис. 503) до спостережника O з швидкістю v м/сек. Джерело звука посилає звукові коливання з частотою ν . Отже, за $1/\nu$ секунди джерело S посилає одну хвилю, яка поширюється з деякою швидкістю c . За час $1/\nu$ джерело S наближається до спостережника на величину $v \cdot 1/\nu$ метрів. Отже, кінець наступної хвилі, який виходить від джерела через $1/\nu$ секунди, буде відділений у просторі від кінця попередньої хвилі не віддаллю $\lambda = \frac{c}{\nu}$ (довжина хвилі), як це було б у випадку нерухомого джерела, а меншою:

$$\lambda' = \frac{c}{\nu} - \frac{v}{\nu} = \frac{c-v}{\nu}.$$

Таким чином, спостережник O буде сприймати звук меншої довжини хвилі λ' . Відповідна частота:

$$\nu' = \frac{c}{\lambda'} = \frac{\nu}{1 - \frac{v}{c}}. \quad (3)$$

Легко вивести аналогічним способом, що коли джерело звука віддаляється з швидкістю v , то сприймана спостережником частота дорівнює:

$$\nu' = \frac{\nu}{1 + \frac{v}{c}}. \quad (4)$$

Якщо розглядати рух спостережника до джерела, то в наслідок частіших „аустрічей“ з гребенями хвиль частота сприйманих коливань збільшується.

Нехай спостережник рухається до джерела звука з швидкістю v м/сек. Тоді швидкість звука відносно спостережника дорівнюватиме $c+v$, і мимо спостережника за одиницю часу пройде v' хвиль, при чому, як звичайно:

$$v' = \frac{c+v}{\lambda};$$

з другого боку,

$$v = \frac{c}{\lambda};$$

таким чином:

$$v' = v \left(1 + \frac{v}{c} \right). \quad (2)$$

Під час руху спостережника від джерела дістанемо відповідно:

$$v' = v \left(1 - \frac{v}{c} \right). \quad (2')$$

Нарешті, найзагальнішим є випадок, коли і джерело і спостережник рухаються відносно середовища. Тоді, послідовно застосовуючи одержані формули, можна знайти вираз для зміненої частоти.

Всі три формули, які стосуються трьох зазначених випадків, при малих значеннях швидкості v стають тотожними. А саме:

$$v' = v \left(1 \pm \frac{v}{c} \right), \quad (3)$$

де знак мінус відповідає віддаленню, а плюс — зближенню спостережника і джерела з швидкістю v .

У випадку світла для одержання правильної формули треба виходити з теорії відносності, тому ми обмежимося написанням уже готової формули. Оскільки в даному випадку грає роль тільки відносна швидкість джерела і спостережника, то формулу для світлового ефекту Доплера дістаємо одну, при чому вже не наближену, а точну:

$$v' = v \sqrt{\frac{1 \pm \frac{v}{c}}{1 \mp \frac{v}{c}}}, \quad (4)$$

де v — відносна швидкість.

Коли $v \ll c$, що звичайно має місце, оскільки $c = 300\,000$ км/сек, то формула (4) може бути з достатньою точністю замінена формулою (3)¹.

¹) Насправді:

$$\frac{1 \pm \frac{v}{c}}{1 \mp \frac{v}{c}} \approx 1 \pm \frac{2v}{c} \text{ з точністю до } \frac{v^2}{c^2} \quad \text{і} \quad \sqrt{\frac{1 \pm \frac{v}{c}}{1 \mp \frac{v}{c}}} \approx \sqrt{1 \pm \frac{2v}{c}} \approx 1 \pm \frac{v}{c} \text{ з точністю до величин того самого порядку.}$$

Через те що швидкості тіл, які бувають у природі, здебільшого дуже малі порівняно з швидкістю світла, явище Доплера у світлових хвилях можна, взагалі кажучи, спостерігати лише за допомогою чутливої спектральної апаратури. Явище Доплера дозволяє визначати швидкості руху зір вимірюванням зміщення ліній в їх спектрах. Часто спектральні лінії зорі бувають розширеними. Це може вказувати на обертання зорі: протилежні краї зорі рухаються один назустріч Землі, а другий від неї; в той же час різні проміжні точки диска мають різноманітні складові швидкостей в напрямі променя зору; через те що у спектроскоп видно сумарну картину, спектральна лінія здається розширеною. Дослідження будови спектральних ліній дає, таким чином, можливість робити висновки про рух зір, про їх обертання, а також дозволяє іноді виявляти складну будову зоряних систем (подвійні зорі).

Крім того, при спостереженні свічення будьякого газу в електричній розрядній трубці або в полум'ї ми також можемо виявити розширення ліній, викликане явищем Доплера. Атоми й молекули світлого газу перебувають у швидкому тепловому русі. Атоми, які рухаються від спостережника, даватимуть спектральні лінії, зміщені в червону частину спектра; атоми, які рухаються до спостережника, дадуть спектральні лінії, зміщені в фіолетову частину. Величина зміщення буде тим більшою, чим більша відносна швидкість атомів. Звідси зрозуміло, що з підвищенням температури буде зростати розширення ліній.

В ряді випадків можна з розширення ліній судити про температуру випромінюючого газу.

§ 473. Зако́ни відбивання світла. Сферичне дзеркало. Прожектор. Цей і кілька дальших параграфів присвячені питанням геометричної оптики.

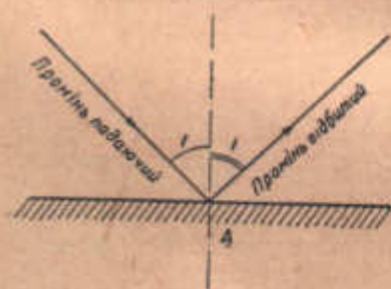


Рис. 504. Відбивання світла.

Основною відзнакою цього розділу учиння про світло є те, що в ньому розглядають поширення світлового проміння, не роблячи ніяких припущень про його природу. Кожний світловий промінь являє собою лінію (нескінченно тонку), вздовж якої поширюється променяста енергія. Нижче, у хвильовій оптиці, ми побачимо, що таке уявлення про світло не завжди може дати пояснення спостережуваних явищ. Проте, для пояснення широкого класу явищ і конструювання багатьох дуже важливих приладів це спрощене уявлення цілком достатнє.

До числа найпростіших явищ, розгляданих в геометричній оптиці, належить відбивання світла від дзеркал.

Відбивання світла від дзеркал підлягає двом законам, відкритим дослідним шляхом.

Промінь, який падає на поверхню, нормаль до поверхні в точці падання і промінь, відбитий від поверхні, лежать в одній площині, яка зветься площиною падання.

Кут між падаючим променем і нормаллю до поверхні у точці падання (кут падання) дорівнює куту між відбитим променем і тією ж нормаллю (кут відбивання) (рис. 504).

Користуючись цими двома законами відбивання світла, можна пояснити всі явища, спостережувані при відбиванні пучка світлового проміння від дзеркал найскладнішої форми.

Розглянемо випадок відбивання паралельного світлового пучка від угнутого сферичного дзеркала. На рис. 505 дуга кола являє собою переріз сферичного дзеркала, точка O — центр дзеркала. Світловий промінь, що

Йде паралельно прямій OS , яка зветься оптичною віссю, попадає на дзеркало в точці A і після відбивання йде вниз, перетинаючи вісь OS у точці B .

Завдання полягає в тому, щоб знайти зв'язок між відрізком BS , радіусом сфери R і кутом падання променя на поверхню в точці A .

Нормаллю у точці A є радіус OA , проведений з O . Як видно з рисунка, кут при O дорівнює куту при A . Таким чином, трикутник AOB рівнобедрений.

Сторона OB зв'язана з $R=OA$ такою формулою:

$$OB = \frac{R}{2 \cos i},$$

звідки BS як функція R і i буде мати такий вигляд:

$$BS = OS - OB = R - \frac{R}{2 \cos i}. \quad (5)$$

Ми бачимо, що промені, які падають на дзеркало на різних відстанях від вершини S , відповідних різним кутам i , будуть після відбивання перетинати вісь OS у різних точках B .

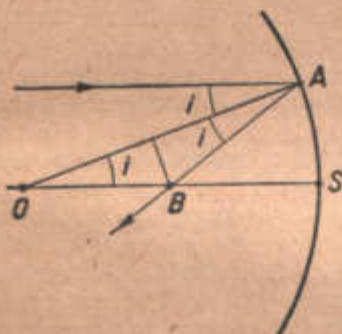


Рис. 505. Сферичне дзеркало.

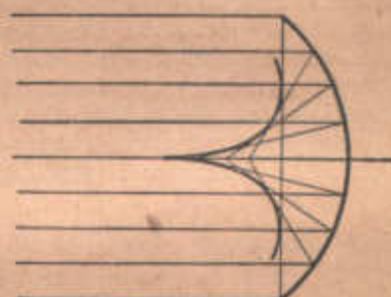


Рис. 506. Каустика.

Чим далі промінь від осі, тим більший кут i і тим, значить, менший відрізок BS , обчислений за формулою (5), тобто тим ближче до S відбитий промінь перетинає вісь. Коли на дзеркало падає паралельний пучок променів, то пучок відбитих променів обгинає криву, яка зветься каустикою. Виникнення кривої впливає з формули (5). Вигляд каустики зображено на рис. 506.

Таким чином, сферичне дзеркало не збирає відбитих променів в одну точку. Тільки якщо воно має нескінченно малі розміри порівняно з радіусом кривизни, можна наближено вважати, що всі відбиті промені сходяться в одній точці. У цьому випадку кут i близький до нуля, косинус практично дорівнює одиниці, і формула (5) набуває такого вигляду:

$$BS \approx \frac{R}{2}.$$

В цьому випадку BS позначають літерою f і зовуть головною фокусною віддаллю дзеркала. Несходження променів в одну точку зветься сферичною аберациєю. Застосування сферичних дзеркал дуже обмежене через тількищо описані властивості. Вгнутими дзеркалами здебільшого користуються або для одержання зображень зір, — у цьому випадку

на дзеркало падає паралельний пучок променів, і він повинен бути зведений у точку (рис. 507),— або для одержання паралельного пучка променів,— у цьому випадку в головному фокусі дзеркала вміщують точкове джерело світла, і від дзеркала відбивається паралельний пучок (рис. 508). З формули (5) ясно, що для цього придатні лише нескінченно малі сферичні дзеркала, які вловлюють дуже малі кількості світла. Через це від сферич-



Рис. 507. Дзеркальний телескоп.

них дзеркал відмовились і користуються параболічними дзеркалами. З геометричних властивостей параболоїда легко довести, що параболоїд обертання збирає всі промені, які падають паралельно осі, в одну точку (фокус параболоїда). Отже, промені, які виходять з джерела, вміщеного у фокусі, після відбивання від параболоїда стають паралельними осі. Ця властивість має параболоїд яких завгодно розмірів. В усіх телескопах і прожекторах є параболічні дзеркала, при чому їх величина часто досягає кількох метрів у поперечнику.



Рис. 508. Прожектор.

§ 474. Заломлення світла. Повне внутрішнє відбиття. При переході світла з одного середовища в друге відбувається заломлення світлового променя (рис. 509). Це явище зв'язане з тим, що світло поширюється з різною швидкістю в різних середовищах. Заломлення світлових променів підлягає двом таким законам.

Промінь, який падає на заломну поверхню, нормаль до поверхні у точці падання і заломлений промінь лежать в одній площині.

Синус кута падання i (рис. 509) між падаючим променем і нормаллю відноситься до синуса кута заломлення r між заломленим променем і нормаллю, як швидкість світла в першому середовищі v_1 до швидкості світла у другому середовищі v_2 :

$$\frac{\sin i}{\sin r} = \frac{v_1}{v_2}$$

Або вводять показник заломлення n , який дорівнює $\frac{v_1}{v_2}$:

$$\frac{\sin i}{\sin r} = n. \quad (6)$$

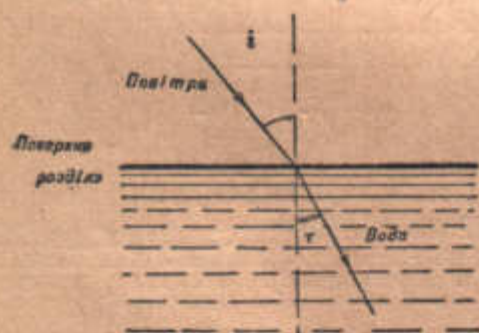


Рис. 509. Заломлення світла.

Для звичайних стекол $n = 1,5$. Користуючись формулою (6) і першим законом заломлення, можна пояснити всі явища, які відбуваються при заломленні світла на найскладніших поверхнях.

З формули (6) видно, що при $n > 1$ кут i завжди більший, ніж кут r , тобто заломлений промінь при переході з менш густого в більш густе середовище наближається до нормалі.

При зворотному напрямі променя—з більш густого середовища в менш густе—картина буде оберненою. Якщо на рис. 509 вважати напрям світлового променя зворотним, то кут r буде кутом падання, кут же i —

кутом заломлення. Збільшуючи кут r , ми можемо дійти до такого кута r_0 , при якому

$$n \sin r_0 = \sin i$$

стане рівним одиниці. Тоді:

$$\sin i = 1$$

$$i = \frac{\pi}{2}.$$

Заломлений промінь буде ковзати вздовж границі розділу. Для кутів падання, більших r_0 , ми дістанемо таке суперечне співвідношення:

$$\sin i > 1.$$

Це співвідношення, звичайно, не задовольниться ні при одному i . Заломленого променя взагалі не буде. Дослід показує, що, справді, при паданні променів на границю розділу під кутами з нормаллю більшими, ніж кут r_0 , світло не проходить крізь поверхню, а повністю відбивається. Це явище, спостережуване при переході світла з більш густого середовища в менш густе, називають повним внутрішнім відбиттям.

Граничний кут r_0 визначається простою формулою:

$$\sin r_0 = \frac{1}{n}.$$

Для звичайних стекел ($n \approx 1,5$) кут r_0 дорівнює приблизно 42° .

На рис. 510 зображено призму повного внутрішнього від-

биття, яку часто застосовують замість дзеркала. Промені падають під кутом 45° на відбиваючу грань і зазнають повного відбиття, оскільки для них кут r (45°) більший, ніж кут r_0 (42°).

§ 475. Тонка призма. Лінза. Розглянемо спочатку випадок заломлення світла на двох плоских поверхнях, які

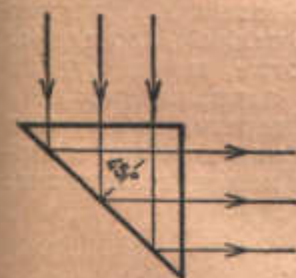


Рис. 510.

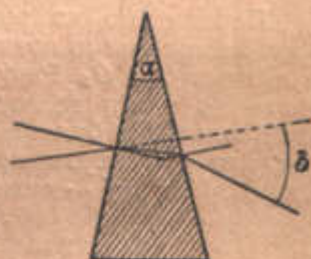


Рис. 511. Тонка призма.

утворюють малий кут α між собою, тобто дію тонкої призми. На рис. 511 зображено переріз тонкої призми, зробленої із скла з показником заломлення n . У випадку малих кутів падання і заломлення синуси кутів i і r можна замінити самими кутами, і формула (6) набуває вигляду:

$$\frac{i}{r} = n. \quad (6')$$

Застосовуючи формулу (6') послідовно до двох границь призми і користуючись геометричними міркуваннями, можна дістати зв'язок між кутом відхилення променя δ , заломним кутом призми α і показником заломлення n :

$$\delta = \alpha(n - 1). \quad (7)$$

Зміст формули (7) ясний. Чим більший кут призми α і показник заломлення речовини, тим більше відхиляється промінь від початкового напрямку.

Найпростішим заломним тілом з криволінійними поверхнями є тонка лінза, яка являє собою кусок скла, обмеженого двома сферичними поверхнями. На рис. 512 зображено меридіональний переріз лінзи. Вісь симетрії лінзи зветься оптичною віссю. Ми обмежимося розглядом нескінченно малої лінзи, в якій BC нескінченно мале порівняно з радіусами кривизни R_1 і R_2 обох її поверхень. Завдання полягає в тому, щоб знайти місце X_1 перетину з оптичною віссю заломленого лінзою променя, який вийшов із точки X . При цьому припускаються відомими XC , радіуси кривизни R_1 і R_2 і показник заломлення n . Питання про тонку лінзу легко звести до питання про тонку призму, вірніше, до питання про цілу сукупність тонких призм, на які ми можемо поділити нашу лінзу (рис. 512а). Чим далі від центра лінзи, тим кут призми більший.

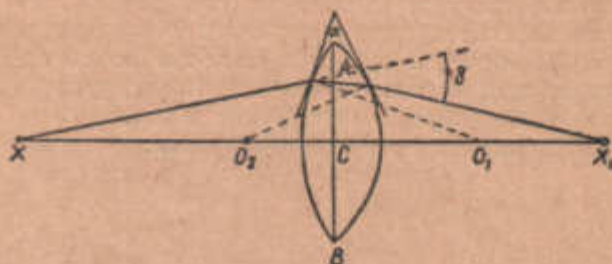


Рис. 512. Тонка лінза.



Рис. 512а.

Переходимо до розв'язання поставленого вище завдання. Поверхні лінзи ми замінюємо дотичними, які перпендикулярні до радіусів, проведених із центрів O_1 і O_2 . Радіус отвору лінзи BC малий, отже, ми не будемо брати до уваги те, що радіуси і світлові промені перетинаються не в одній точці. Ми будемо вважати, що обидві ці точки перетину збігаються з A , при чому кути при точках X , X_1 , O_2 і O_1 , які ми позначимо відповідно β , β' , γ і γ' — дуже малі. Тоді кути через відрізки можна виразити так:

$$\beta = \frac{AC}{CX}; \quad \beta' = \frac{AC}{CX_1}; \quad \gamma = \frac{AC}{R_2}; \quad \gamma' = \frac{AC}{R_1}.$$

З геометричних міркувань ясно, що:

$$\alpha = \gamma + \gamma' \quad \text{і} \quad \delta = \beta + \beta'.$$

Користуючись формулою (7), дістанемо:

$$\beta + \beta' = (n-1)(\gamma + \gamma').$$

Підставляючи вирази кутів через відрізки і скорочуючи на AC , дістанемо:

$$\frac{1}{CX} + \frac{1}{CX_1} = (n-1) \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right).$$

Ця формула зветься формулою лінзи і розв'язує поставлене завдання.

Ми бачимо, що при зроблених нами припущеннях CX_1 не залежить від AC , тобто промені, які вийшли з точки X і заломилися потім різною

частинами лінзи (вони відповідають різним AC), зберуться всі в одній точці X_1 , яка зветься зображенням X . Якщо точка X міститься нескінченно далеко, то $CX = \infty$, і перший член у формулі (7') зникає; тоді:

$$\frac{1}{CX_1} = (n-1) \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right).$$

У цьому випадку CX_1 позначають f і називають головною фокусною віддалю лінзи.

$$f = \frac{R_1 R_2}{(n-1)(R_1 + R_2)}, \quad (7'')$$

і формула (7') переходить в

$$\frac{1}{CX} + \frac{1}{CX_1} = \frac{1}{f}. \quad (8)$$

З формули (7'') видно, що чим більше n відрізняється від одиниці, тим менше f і тим ближче збирає лінза промені. Так само чим менші R_1 і R_2 , тобто чим опукліша лінза, тим менше f і тим сильніше заломлює лінза.

Величина, обернена головній фокусній віддалі, зветься оптичною силою лінзи. Одиницею оптичної сили є діоптрія. Діоптрія дорівнює оптичній силі лінзи з фокусною віддаллю в один метр. Крім зображеної на рис. 512 двоопуклої лінзи, яка зби-

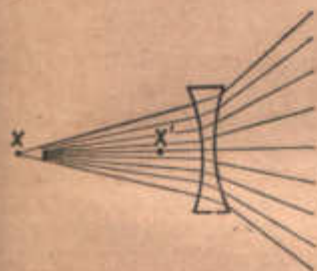


Рис. 513. Розсівна лінза.



Рис. 513а. Переріз лінзи Френеля.

рає промені, є ще двогнуті розсівні лінзи (рис. 513). Їх оптична сила позначається від'ємним знаком. Здається, що проміння по виході з двогнутої лінзи виходить з точки X' , яка зветься уявним зображенням, всупереч дійсному зображенню у випадку двоопуклої лінзи, зображеної на рис. 512.

Як ми побачимо в дальшому параграфі, окремі лінзи застосовуються досить рідко для одержання зображень предметів.

Окремі лінзи застосовують головним чином на маяках і сигнальних апаратах для одержання паралельних світлових пучків. При цьому джерело світла вміщують у головному фокусі лінзи. Через те що лінзи для таких пристроїв потрібні великих розмірів, то це зв'язане з великим збільшенням їх ваги, якщо користатися звичайними лінзами з сферичними поверхнями. Френель придумав лінзи з східчастими поверхнями, в яких можна було, як виявилось, зменшити кількість скла. З рис. 513а видно дію такої лінзи.

§ 476. Дефекти зображень. Оптичні системи. Все сказане в попередньому параграфі про лінзи стосувалось нескінченно малих лінз, поперечник яких значно менший фокусної віддалі їх. Крім того, всі наведені висновки вірні лише для проміння, яке утворює дуже малий кут з оптичною віссю. Для звичайного застосування лінз,—одержання зображень якихнебудь предметів,—лінзи малого розміру так само мало придатні, як і малі дзеркала у відповідних випадках. Так само як і у випадку дзеркал, мала лінза сконцентрує в зображенні надто малу кількість світла.

При збільшенні розміру лінзи заломлене нею проміння вже не збирається в одну точку, бо кут з віссю стає більшим. Виникає, так само як

і в дзеркалах, сферична аберація. Якщо ми маємо предмет, який складається з ряду світних точок, то зображення цього предмета буде розпливчастим, бо пучки променів, які виходять з кожної точки предмета, вже не зберуться лінзою у відповідні точки зображення.

З другого боку, якщо наш предмет має великі розміри в напрямку, перпендикулярному до осі, то навіть при малій лінзі промені предмета, які проходять крізь лінзу, будуть утворювати великі кути з оптичною віссю. Отже, зображення країв предмета також буде поганим.

Щоб ослабити ці дефекти, властиві окремим лінзам, складають декілька лінз разом, розміщуючи їх одну за однією. Комбінація кількох лінз (сюди можуть входити також і дзеркала) зветься оптичною системою.

Якщо оптичні осі всіх лінз збігаються, то оптична система зветься центрованою.

Найпростішим прикладом оптичної системи є пара тонких лінз, складених щільно. В цьому випадку фокусна віддаль системи дуже просто зв'язана з фокусною віддаллю окремих лінз:

$$\frac{1}{f} = \frac{1}{f_1} + \frac{1}{f_2}, \quad (2)$$

де f — фокусна віддаль системи, f_1 — фокусна віддаль першої лінзи, f_2 — фокусна віддаль другої лінзи.

Формулу (2) можна висловити так: *оптична сила двох тонких лінз, складених разом, дорівнює сумі оптичних сил цих лінз.*

Складніша справа у випадку двох лінз, розміщених на якійсь віддалі. Для них уже формула (2) неправильна, і, оскільки в цьому випадку система набуває певної товщини, виникає питання, звідки відлічувати цю віддалі по оптичній осі. Якщо у випадку тонкої лінзи ми за опорну точку брали точку C (рис. 512), то тепер треба вибрати якісь нові точки опорні в нашій оптичній системі.

Власне кажучи, перехід від однієї лінзи до двох або кількох принципово надзвичайно простий. Ми розглядаємо послідовну дію лінз. При цьому зображення, яке дає перша лінза, очевидно, служить предметом для другої, що йде за нею, лінзи; зображення, яке дає друга лінза вже від цього „предмета“, служить предметом для третьої і т. д. Знаючи розміщення лінз та їх фокусні віддалі і застосовуючи до кожної лінзи формулу (7), легко знайти місце остаточного зображення, яке дає система.

Проте, виявляється, що для повної характеристики системи досить задати лише розміщення кількох основних точок, щільно зв'язаних з її структурою. Розміщення цих точок, звичайно, доводиться розраховувати, виходячи з окремих елементів системи (лінз, дзеркал і віддалей між ними), але якщо ці точки відомі, то можна забути про всю детальну структуру системи і для побудови зображення користуватись лише ними.

До числа таких точок, поперше, належать головні фокуси системи, тобто точки, в яких сходяться паралельні промені, що падають на систему. Якщо система не збірна, а розсівна, то це будуть відповідні уявні точки, з яких неначе виходять розсіяні системою паралельні промені.

Навпаки, якщо ми вмістимо будьяке точкове джерело в головний фокус системи, то система дає паралельний пучок променів. Якщо ж побудувати площини, які проходять перпендикулярно до оптичної осі через головні фокуси, то все сказане стосується будьякої точки цих площин. На рис. 513 прямі, які проходять через F_1 і F_2 , зображують сліди цих площин. F_1 і F_2 — головні фокуси системи.

Крім головних фокусів, на оптичній осі системи є ще дві спряжені точки, які зветься просто головними точками. Якщо ми вмістимо

в одну з головних точок предмет, то система дає його зображення у другій головній точці, при чому зображення буде пряме і дорівнюватиме предметові величиною.

На рис. 514 точки H_1 і H_2 — головні точки системи. Площини, які проходять через ці точки оптичної системи перпендикулярно до Π осі, звуться головними площинами. Очевидно, що в одній тонкій лінзі обидві головні площини зливаються в одну і збігаються з самою лінзою. У лінзі, яка має скінченну товщину (товстої лінзі), головні площини розсунуті на певну віддаль. Чим більше розсунуті ці площини, тим більше система відрізняється від тонкої лінзи.

Фокусними віддальми системи звуть відрізки F_1H_1 і F_2H_2 , тобто фокусні віддалі у системи вимірюються від головних площин, а не від поверхень, які обмежують систему лінз.

Коли система з обох боків граничить з тим самим середовищем, $F_1H_1 = F_2H_2$.

Нехай перпендикулярно до осі системи розміщено предмет, зображений стрілкою. Знайдемо його зображення, користуючись відомими нам властивостями точок F_1 , F_2 і H_1 , H_2 і площин, які проходять через них.

Для цього простежимо хід променів, що виходять з кінця стрілки B_1 . Один промінь, який проходить через головний фокус F_1 , повинен, очевидно, по виході з системи йти паралельно Π осі, при чому він вийде з площини H_2 на віддалі, яка дорівнює віддалі від точки перетину його з головною площиною H_1 до оптичної осі. Другий промінь, що йде паралельно осі системи, перейде по виході з неї через F_2 . При цьому віддаль, на якій він вийде з площини H_2 , визначається, як і для першого променя, на основі властивостей головних площин. Перетин цих двох променів по виході з системи дає точку B_2 , положення якої таким чином цілком визначене і яка є зображенням точки B_1 , бо через неї пройде вся решта променів, які виходять з B_1 .

З міркувань симетрії ясно, що перпендикуляр A_2B_2 є зображенням A_1B_1 , при чому зображенням оберненим.

З рис. 514 легко дістати формулу, яка зв'язує віддаль предмета A_1F_1 з віддаллю зображення A_2 до F_2 .

З рівності $A_1B_1 = h_1H_1 = h_2H_2$ тангенс кута $h_2F_2H_2$ дорівнює $\frac{A_1B_1}{F_2H_2}$. Кут $h_2F_2H_2$ дорівнює куту $A_2F_2B_2$, тангенс якого $\frac{A_2B_2}{a_2}$, звідки одержуємо, що

$$\frac{A_1B_1}{F_2H_2} = \frac{A_2B_2}{a_2}.$$

З другого боку, за допомогою точно таких же міркувань:

$$\frac{A_2B_2}{F_1H_1} = \frac{A_1B_1}{a_1}. \quad (b)$$

Виключаючи з обох формул A_2B_2 , дістаємо:

$$\frac{A_1B_1}{F_2H_2} = \frac{A_1B_1 \cdot F_1H_1}{a_1 \cdot a_2},$$

або, скорочуючи на A_1B_1 і зробивши відповідні перетворення, дістаємо:

$$a_1 a_2 = F_2H_2 \cdot F_1H_1. \quad (c)$$

У випадку однакових середовищ $F_1H_1 = F_2H_2 = f$.

Тоді формула (с) остаточно має вигляд:

$$a_1 a_2 = f^2. \quad (d)$$

Ця формула зветься формулою Ньютона. Користуючись нею, можна сказати, як рухатиметься зображення під час руху предмета, тобто як змінюється a_2 залежно від a_1 .

З формули (b) видно, як зв'язане збільшення, що його дає система, з розміщенням предмета. Збільшення вимірюється відношенням:

$$\frac{A_2 B_2}{A_1 B_1} = \frac{f_1}{a_1}. \quad (e)$$

Ми бачимо, що чим ближче до фокуса предмет, тим більше його зображення. Із збільшенням фокусної віддалі системи росте даване збільшення.

Досі мова йшла лише про предмети, які не мають протягу вздовж осі системи. Для того, щоб дістати поздовжнє збільшення, що його дає система, знайдемо, як буде зображатись нескінченно малий відрізок da_1 , розміщений вздовж осі.

Збільшенням у даному разі буде відношення $\frac{da_2}{da_1}$, тобто похідна від a_2 по a_1 . Згідно з формулою (d) ця похідна має такий вигляд:

$$\frac{da_2}{da_1} = -\left(\frac{f^2}{a_1^2}\right).$$

Ми бачимо, що з меншенням a_1 зростає a_2 , бо $\frac{da_2}{da_1} < 0$. Це означає, що при наближенні предмета зображення віддаляється.

Крім того, поздовжнє збільшення дорівнює квадратів поперечного збільшення [пор. (f) і (e)]. Якщо предмет матиме вигляд маленької кулі, то зображення матимемо у вигляді еліпсоїда. При поперечному збільшенні рівному трьом, поздовжнє дорівнює дев'ятому, тобто відношення осей такого еліпсоїда дорівнює трьом. Чим більше збільшення, тим сильніше еліпсоїд буде відрізнитись від сфери.

Все сказане свідчить про те, що ідеального зображення, формою подібного предметіві, не може бути. Оптичні системи розв'язують це завдання тільки наближено.

Всі добуті нами висновки стосуються і окремої лінзи. Як ми вже значали, для неї головні площини зливаються. Формули (d), (e) і (f) правильні і для неї і їх легко можна дістати з формули (8).

§ 477. Принцип Ферма. Близько 250 років тому Ферма встановив принцип, з якого випливають всі закони геометричної оптики, що має справу з поширенням прямолінійного світлового проміння. Принцип Ферма твердить, що *світло поширюється таким шляхом, при якому час, необхідний для проходження світла від однієї точки до іншої, має найменше або найменше значення* (екстремум).

Говорячи про час проходження світла, ми маємо на увазі, що показник заломлення вказує на швидкість поширення світла в даному середовищі, а саме, якщо тіло має показник заломлення n_1 , то швидкість світла в цьому тілі $c_1 = \frac{c}{n_1}$, де c — швидкість світла в пустоті. Тому час, протягом якого світло проходить віддаль l у середовищі з показником заломлення n_1 , значається співвідношенням:

$$t = \frac{l}{c_1} = \frac{ln_1}{c}.$$

Добуток геометричного шляху l на показник заломлення n_1 звать оптичним шляхом. Нехай світло проходить кілька середовищ з показниками заломлення n_1, n_2, n_3 (рис. 515). З точки A світло попадає у B по такому шляху $AMNB$, для якого час

$$t = \frac{AM \cdot n_1}{c} + \frac{MN \cdot n_2}{c} + \frac{NB \cdot n_3}{c}$$

має найбільше або найменше значення.

Через те що швидкість світла c у пустоті є величина стала, то можна сформулювати принцип Ферма так: оптичний шлях між A і B $\delta = AM \cdot n_1 + MN \cdot n_2 + NB \cdot n_3$ має мінімальне або максимальне значення.

З принципу Ферма легко вивести закони відбивання і заломлення. У випадку відбивання оптичний шлях пропорціональний геометричному шляхові, бо світло поширюється в одному середовищі.

Нехай треба знайти найкоротший шлях з точки A у B при умові, що шлях стикається з поверхнею дзеркала MN (рис. 516). Інакше кажучи, треба знайти таку точку O на дзеркалі, щоб шлях $AO + OB$ був мінімальний. Візьмемо точку A' , симетричну з A відносно поверхні дзеркала MN . Для будьякої точки O_1 відрізок $A'O_1 = O_1A$, отже, $\delta = BO_1 + O_1A = BO_1 + A'O_1$. Звідси стає очевидним, що шуканою точкою буде точка O , яка лежить на перетині прямої BA' з поверхнею дзеркала MN ¹⁾. З цього способу побудови точки O дістаємо закон відбивання: $\angle AON = \angle BOM$.

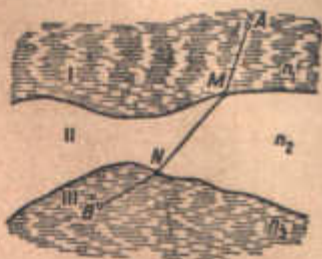


Рис. 515. До принципу Ферма.

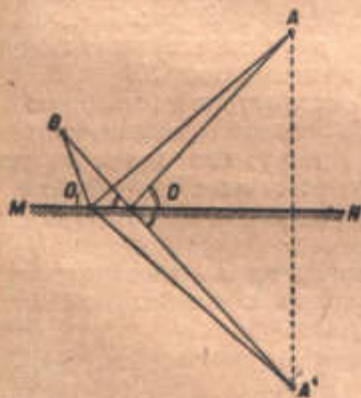


Рис. 516. Закон відбивання як висновок принципу Ферма.

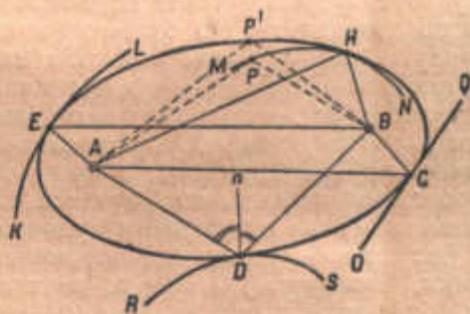


Рис. 517. При відбиванні від кривого дзеркала оптичний шлях має іноді найбільше, а іноді найменше значення.

В той час як при відбиванні від плоского дзеркала оптичний шлях має мінімальне значення, в інших випадках він може бути максимальним. Так, при відбиванні від угнутих дзеркал має місце як найменший оптичний шлях, так і найбільший. Нехай MN (рис. 517) — угнуте дзеркало, A і B — дві точки, між якими хочемо знайти оптичний шлях променя, який відбивається від дзеркала M . Побудуємо еліпсоїд обертання з фокусами A і B , дотичний до поверхні MN . З геометричної властивості еліпса випливає, що всі промені, які виходять з A , збираються у точці B . Отже, шуканий оптичний шлях проходить через точку дотику H . Легко показати, що шлях $AH + HB$ більший за будьякий інший $AP + PB$. Справді, $AP + PB < AP' + P'B$.

¹⁾ Бо пряма є найкоротша віддаль між двома точками.

Остання ж сума за геометричною властивістю еліпса дорівнює $AH + HB$. Таким чином, розглянутий випадок дає приклад найбільшого оптичного шляху. У випадку вгнутого дзеркала KL , дотичного до еліпса зовні, відбивання відбувається при мінімальному оптичному шляху, так само як і у випадку плоского дзеркала OQ і опуклого RS .

Коли світло проходить через границю MN (рис. 518) між двома середовищами з показниками заломлення n_1 і n_2 , то з умови мінімуму або максимуму оптичного шляху:

$$\delta = AC \cdot n_1 + CB \cdot n_2$$

дістаємо закон заломлення:

$$\frac{\sin i}{\sin r} = \frac{n_1}{n_2}$$

де i і r — кути з нормаллю pq до поверхні MN .

Для середовища з показником заломлення, який неперервно змінюється, умова максимуму або мінімуму оптичного шляху може бути написана як умова максимуму або мінімуму інтеграла $\int n \cdot dl$, який виражає суму оптичних шляхів.

Шлях світлового променя буває в даному випадку криволінійним. Так, наприклад, в земній атмосфері спостерігаються явища рефракції і міражу, які бувають в наслідок неперервної зміни густини, а отже, і показника заломлення повітря. Через те що густина повітря з висотою спадає, рефракція викривляє світловий промінь, що йде від зорі S (рис. 519), робить його падаючим на землю більш прямою, і тому спостережник бачить зорю у точці S' , яка є вище справжнього положення зорі S .

Якщо розглянути дію будьякої оптичної системи, що дає зображення, то на перший погляд здається, ніби ми маємо справу з різким порушенням принципу Ферма. Світло від якої завгодно точки предмета до її зображення поширюється безліччю різноманітних шляхів. Всі промені, які вийшли з світлої точки, збираються в її зображенні, заломлюючись і відбиваючись по-різному.

Проте, виявляється, що і тут все є в повній згоді з принципом Ферма. Окремим випадком екстремуму будьякої величини є сталість цієї величини. Час проходження світла по всіх променях, які утворюють зображення точки, буде той самий. Задача стає неозначеною, ми не можемо вибрати променя, який відповідав би мінімальному або максимальному часові, і сказати, що всі інші заборонені. Всі промені, що йдуть через оптичну систему, однаково можливі з точки зору принципу Ферма. Як було зазначено, коли ми помістимо джерело в один фокус еліптичного дзеркала, то всі промені зберуться в другому фокусі. З геометричних властивостей еліпса прямо впливає, що оптичний шлях від одного фокуса до другого по всіх променях буде, згідно з принципом Ферма, один і той же.

При проходженні лінзи (позитивної) центральний промінь проходить менший геометричний шлях, ніж крайові промені, але, користуючись формулою (7'), можна показати, що оптичні шляхи всіх променів будуть рівні. Цей результат цілком зрозумілий, бо чим коротший світ-

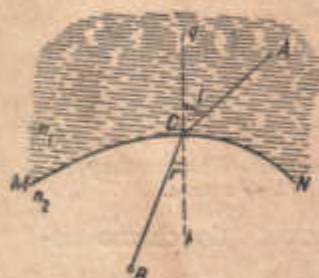


Рис. 518. Закон заломлення.

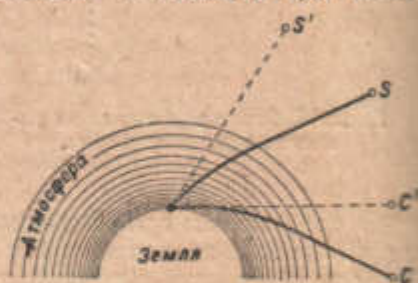


Рис. 519. Астрономічна рефракція.

ловий промінь (рис. 512), тим більший шлях цей промінь повинен пройти у склі, де світло поширюється повільніше, ніж у повітрі. Якраз це уповільнення світла у склі і компенсує вкорочення геометричного шляху променя. Можна зробити навпаки і з сталості оптичних шляхів дістати формулу (7').

Все сказане про рівність оптичних шляхів, звичайно, правильне тільки для випадків ідеального зображення, коли світній точці відповідає точкове зображення. Якщо ж система не зводить усіх променів, які вийшли з точки, знов в одну точку, то природно порушується сталість оптичного шляху по всіх променях. Чим нижча буде якість зображення, тим більше розходяться значення для різних оптичних шляхів. В сучасній теорії дохибок оптичних інструментів, основоположником якої є Гамільтон, мірилом якості оптичної системи служить величина відхилів від сталості оптичних шляхів для різних променів.

§ 478. Око. Мікроскоп. Людське око (рис. 520) являє собою досить складну оптичну систему. Падаючі світлові промені спочатку заломлюються на поверхні рогової оболонки ока, а потім на двох поверхнях кришталика (він нагадує своєю формою лінзу) і, пройшовши крізь очну рідину, що наповнює око, збираються на сітківці ока.

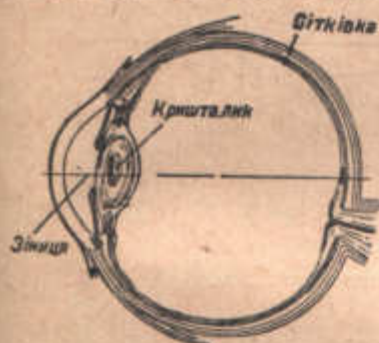


Рис. 520. Будова ока.

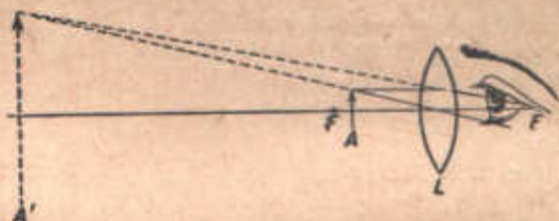


Рис. 520а. Лупа.

Сітківка складається з дуже дрібних світлочутливих елементів розміром меншим за 0,01 мм. Кожний елемент являє собою закінчення нерва, по якому світлове відчуття передається в мозок. При зазначеному розміщенні прозорих середовищ ока і сітківки на останній маємо дійсне зображення предметів, що є перед оком. За допомогою спеціальних м'язів кришталік може змінювати свою кривизну; це дозволяє бачити предмети виразними, у широких межах незалежно від їх віддалей. Здатність оптичної системи ока пристосовувати фокусну віддаль до віддалі спостережуваного предмета зветься акомодациєю. Акомодация дозволяє окові бачити предмети виразно тільки до певної віддалі, ближче якої воно вже „фокусувати“ не може. Ця віддаль, яка в середньому дорівнює 15—20 см, з віком людини збільшується через те, що м'язули кришталика втрачають свою пружність. При цьому око робиться далекозорим. Для виправлення цього дефекту служать окуляри з опуклими лінзами. Такі окуляри дозволяють дістати зображення на сітківці, тоді як у далекозорого ока це зображення знаходиться за сітківкою через малу кривизну кришталика. Другий дефект — короткозорість, яка полягає в надто великій опуклості кришталика, виправляють окулярами з угнутими стеклами, які віддаляють дійсне зображення.

Яскравість предметів, спостережуваних оком, зовсім не залежить від їх віддалі, бо кількість світла, яка попадає в око, обернено пропорційна квадратові віддалі предмета, так само як і збільшення площі зображення на сітківці. Це правильно лише при незмінному отворі зіниці, яка залежно від яскравості може змінювати свої розміри.

Малі предмети погано розрізняються оком через їх невелику куту величину. Наблизити до ока спостережувані об'єкти не можна, бо вони при цьому будуть видні нерізними. Застосування опуклої лінзи дозволяє бачити виразно предмет, дуже наближений до ока. На цьому ґрунтується будова збільшувального скла, або лупи.

Як видно з рис. 520а, око, озброєне лупою L , бачить уявне збільшене зображення A' предмета A , якщо останній вміщено між головним фокусом F і самою лупою.

Збільшення лупи дорівнює відношенню так званої віддалі ясного зору, рівної звичайно 25 см, до фокусної віддалі лупи, якщо при розгляданні



Рис. 520b. Мікроскоп.

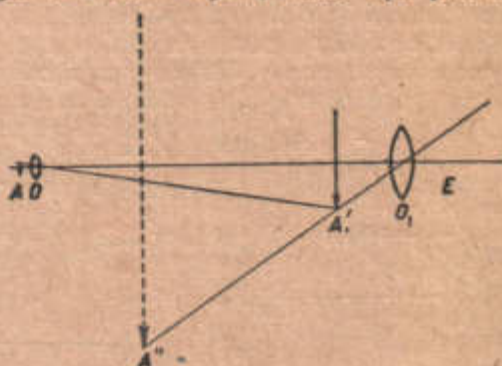


Рис. 520c. Схема мікроскопа.

в неї око акомодовано без напруги, тобто на нескінченність. Збільшення не зміниться і в тому випадку, коли помістити око близько до головного фокуса лупи і акомодувати його так, як при читанні або писанні; якщо ж при такій акомодациї око помістити щільно до лупи, то збільшення буде на одиницю більше.

Щоб одержати великі збільшення, до 3000 раз, уживають мікроскоп. У мікроскопі (рис. 520b) збільшене дійсне зображення A' (рис. 520c) предмета A , яке дає об'єктив O , розглядають через окуляр O_1 , як через лупу. Око в E бачить в A'' уявне збільшене зображення.

Збільшення мікроскопа визначають такою наближеною формулою:

$$\frac{\text{Довжина тубуса} \times \text{віддалі ясного зору}}{\text{Фокусна віддалі об'єктива} \times \text{фокусну віддалі окуляра}}$$

Частіше зображення A'' знаходиться в нескінченності, а не на віддалі ясного зору, як це зображено на рис 520c. Це залежить від того, як око акомодовано.

§ 479. Фотографічний апарат. Телескоп. Фотографічний апарат має будову, яка дуже нагадує будову ока. Об'єктив O (рис. 521) утворює на світлочутливій пластинці P дійсне зображення. Для встановлення різкості зображення або, як кажуть, для «наведення на фокус» фотоапарат треба розсувати або зсувати; для цього дошка об'єктива може рухатися відносно задньої стінки з касетою, в якій міститься фотопластинка. Об'єктив звичайно буває в оправі з закривкою і діафрагмою із змінним отвором. Закривка дозволяє відкривати під час фотографування об'єктив на потрібний час, який при яскравому освітленні іноді буває менший за соту частку секунди. Чим більший отвір об'єктива, тим менше часу потрібно для

знімання, бо тим яскравіше освітлено зображення. Практичною мірою, яка служить для визначення „світлосили“ об'єктива, є відношення фокусної віддалі до діаметра його отвору. Це число звичайно позначається,



Рис. 521. Схема фотографічного апарата.

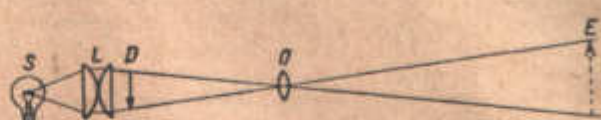


Рис. 521а. Схема проєкційного апарата.

як $f:4,5$, де число 4,5 означає, що фокусна віддаль у даному випадку в 4,5 рази більша, ніж діаметр об'єктива. Освітленість зображення обернено пропорційна квадратові світлосили об'єктива і так само, як в оці, не залежить від віддалі об'єкта, якщо він дуже віддалений.

Кінознімальний апарат відрізняється в принципі від фотографічного лише тим, що замість касети з фотопластинкою він має пристрій, який дозволяє протягувати кінострічку.

Пристрій для проектування на екран — проєкційний апарат також нагадує фотоапарат.

Прозорий рисунок — діапозитив D (рис. 521а) вміщують перед освітлювальною лінзою (конденсором) L . Зображення потужної лампи S сфокусовано на об'єктиві O , який також встановлений на такій віддалі від діапозитива, що на екрані E дістаємо різке зображення діапозитива. Таке розміщення дає найвигідніше використання світла лампи S , бо все світло, яке падає на конденсор L , бере участь в утворенні зображення на екрані.

Для збільшення віддалених предметів застосовують зірну трубу, або телескоп. У найпростішому вигляді телескоп складається з двох лінз, об'єктива і окуляра. Останній може бути як позитивною лінзою (кепелерова труба), так і негативною (галілеєва труба, або бінокль).

Дійсне зображення, утворюване об'єктивом кепелерової труби (рис. 522) в його головному фокусі F , розглядають в окуляр O як у лупу. Через це предмети видно збільшеними. Збільшення телескопа дорівнює відношенню фокусних віддалей об'єктива і окуляра.

В галілеєвій трубці уявне збільшене зображення утворюється дією негативною окулярної лінзи. Хід променів подано на рис. 522а. Галілеєву трубу застосовують в тих випадках, коли не потрібне велике збільшення, наприклад, у театральних біноклях. При великому збільшенні дія негативною окуляра дуже невигідна через великий кут розходження променів, які проходять повз око. Кепелерова труба дає обернене зображення. Тому для

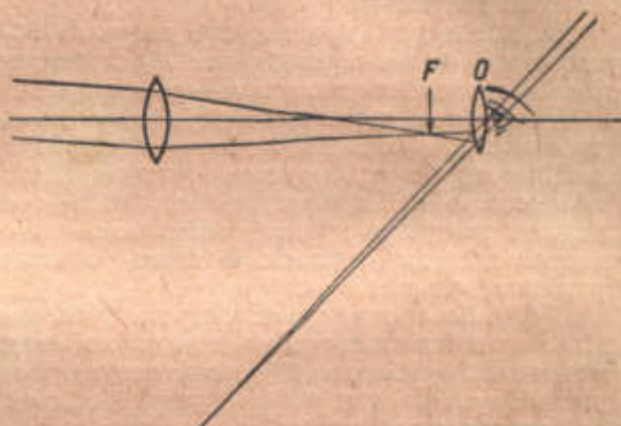


Рис. 522. Схема кепелерової труби.

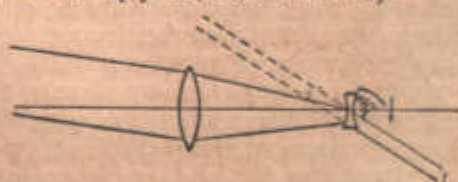


Рис. 522а. Схема галілеєвої труби.

земних спостережень в окуляр вставляють додаткову лінзу (рис. 523), яка обертає зображення. Найбільший астрономічний телескоп—рефрактор¹⁾, що є в Іеркській обсерваторії в Америці, має об'єктив з діаметром 1 м. Його збільшення досягає 2000.

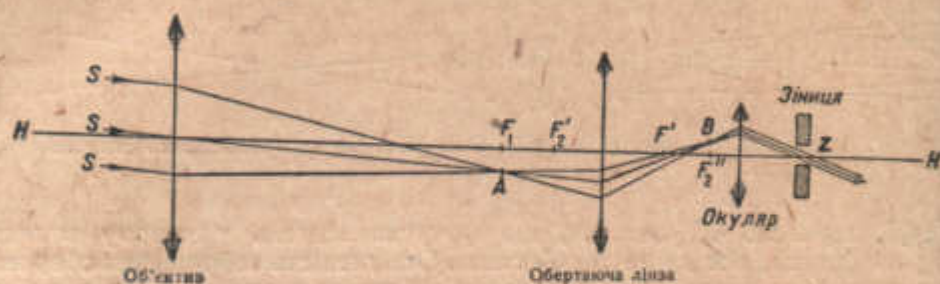


Рис. 523. Земна труба.

У великих астрономічних телескопах об'єктиви часто замінюють параболічним дзеркалом.

За допомогою додаткового дзеркала M_2 (рис. 507) дійсне зображення, утворюване великим дзеркалом M_1 , передають до окуляра O . Тепер будеється відбивальний телескоп—рефлектор з п'ятиметровим дзеркалом.

У трубках призматичного бінокля замість обертаючої лінзи земної труби застосовують дві прямокутні скляні призми (рис. 524). Одночасно довжина труби значно вкорочується. Бінокль являє собою дві призматичні труби, в яких внаслідок зміщення променів об'єктиви ширше розставлені, ніж окуляри. Останнє робить зображення рельєфнішим.

§ 480. Когерентність. Електромагнітне поле світлових коливань з часом надзвичайно швидко змінюється. Приблизно 10^{15} раз на секунду електричний вектор стає рівним нулеві і стільки ж раз досягає свого максимального значення.

Зорове враження зумовлюється середнім значенням електричного вектора хвилі за порівняно великий проміжок часу, а не значенням його в кожний момент. Це відіграє велику роль у випадку додавання світлових коливань. Якщо в одну точку сходяться два світлових коливання, то в результаті їх додавання вони або підсилюють одне одного, або ослаблюють; відбувається явище їх інтерференції, зовсім так само, як і у звукових хвиль (§ 133). Повне гасіння маємо при різниці ходу на половину довжини хвилі (різниця фаз— π); максимальне підсилення відбувається при різниці ходу на цілу довжину хвилі. Ясно, що око побачить підсилення або гасіння світла лише при умові, що цей ефект буде тривати протягом багатьох коливань, коли різниця фаз між інтерферуючими коливаннями буде залишатись сталою. Таким чином, для одержання інтерференції у будьякій точці простору необхідна сталість різниці фаз між світловими коливаннями, які приходять у цю точку; такі коливання називають когерентними.

Всяке світне тіло складається з дуже багатьох джерел коливань; світлові хвилі утворюються окремими атомами речовини; ми спостерігаємо завжди сумарну дію багатьох атомів. Щоб дістати інтерференцію від двох джерел світла, необхідно, щоб у місці спостереження хвилі, ве-

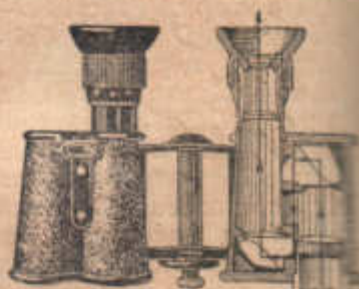


Рис. 524. Призматичний бінокль.

¹⁾ Рефракторами звуть телескопи, в яких дійсне зображення утворюється об'єктивом.

проміювані всіма атомами одного джерела, відрізнялись щодо фази на одну й ту ж величину від хвиль другого джерела. Такий збіг неймовірний; тому між променями двох різних джерел світла не можна дістати явища інтерференції. Інтерференція спостерігається тільки в тому випадку, коли світлові промені одного джерела якимнебудь способом (відбиванням, заломленням) були „роздвоєні“ і потім знову зведені.

§ 481. Дзеркала Френеля. Як приклад оптичної системи, яка дозволяє роздвоїти світлові промені, розглянемо так звані дзеркала Френеля (рис. 525). Френель запропонував встановлювати два дзеркала A і B під кутом, близьким до 180° . Очевидно, картина, яка буде на екрані E , буде такою ж, якби замість джерела S і дзеркал A і B були взяті два джерела S' і S'' , що є зображеннями S у дзеркалах A і B , з тією лише різницею, що в установці Френеля промені від джерел світла S' і S'' когерентні (здатні інтерферувати).

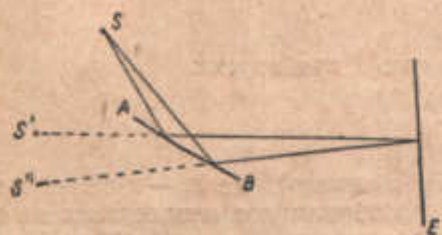


Рис. 525. Дзеркала Френеля.

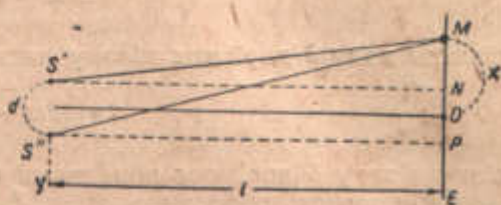


Рис. 526. Розрахунок інтерференції.

Нехай віддаль зображень S' і S'' одного від одного є d і віддаль l від екрана E дорівнює l (рис. 526). Нехай O буде точкою екрана E , однакою віддаленою від S' і S'' . Обчислимо „різницю ходу“ $\delta = S''M - S'M$. Якщо ця різниця дорівнюватиме половині довжини хвилі, ми повинні будемо зробити висновок, що в точці M світлові коливання взаємно знищують одне одного. Нехай $MO = x$. З прямокутного трикутника $MS'N$:

$$(MS')^2 = (S'N)^2 + (NM)^2 = l^2 + \left(x - \frac{d}{2}\right)^2.$$

З трикутника $MS''P$:

$$(MS'')^2 = (S''P)^2 + (PM)^2 = l^2 + \left(x + \frac{d}{2}\right)^2.$$

Візьмемо різницю

$$(MS'')^2 - (MS')^2 = \left(x + \frac{d}{2}\right)^2 - \left(x - \frac{d}{2}\right)^2 = 2xd.$$

Отже,

$$(MS'' - MS') \cdot (MS'' + MS') = 2xd.$$

Перший множник лівої частини цієї рівності є різниця ходу δ , що нас цікавить; другий множник можна наближено прийняти рівним $2l$, бо віддаль d між S' і S'' звичайно дуже мала. Остаточно приходимо до формули:

$$\delta = \frac{xd}{l},$$

де x — віддаль від O до розгляданої точки екрана.

Якщо здійснити дослід з дзеркалами Френеля, то на екрані E у точці O ми дістанемо світлу точку; в це місце промені приходять в однаковій фазі і взаємно підсилюють один одного. В міру віддалення від точки O ми прийдемо в таке місце екрана на віддалі x_1 від центра, де $\frac{x_1 \cdot d}{l}$ стане рівним половині довжини хвилі $\frac{\lambda}{2}$. Світлові коливання, які приходять у цю точку, знищують одне одного; тут ми дістанемо темну смугу¹⁾. При дальшому переміщенні по екрану E ми прийдемо в таку точку, де $\delta = \frac{x \cdot d}{l} = \lambda$. Тут коливання знову будуть в одній фазі; в цьому місці спостерігається світло. Таким чином, віддаляючись від центра екрана, ми поперемінно будемо виявляти то світлі місця, то темні. Перші будуть на віддалі

$$x = k\lambda \cdot \frac{l}{d}$$

(різниця ходу δ дорівнює цілому числу хвиль), для других

$$x = (2m - 1) \cdot \frac{\lambda}{2} \cdot \frac{l}{d}$$

(різниця ходу δ дорівнює непарному числу півхвиль), де m — ціле число.

Якби замість зображень S' і S'' ми поставили два незалежних джерела світла, освітленість екрана скрізь дорівнювала б подвійній освітленості і ніяких темних смуг не спостерігалось б. В результаті додавання світлових коливань замість рівномірно освітленого поля буває смугаста інтерференційна картина (рис. 527).

червоної
колір
синій
колір

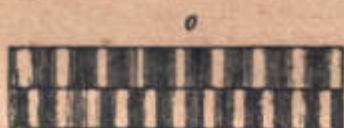


Рис. 527. Інтерференційні смуги в різних кольорах.

Поява темних смуг, звичайно, не в якій мірі не суперечить законам збереження енергії. В наслідок інтерференції світлова енергія не зникає,

а просто перерозподілюється по екрану. Якщо в темних смугах освітленість менша, ніж у випадку рівномірного освітлення двома некогерентними джерелами, то в світлих смугах вона більша, ніж при рівномірному освітленні. Середня освітленість (і потік енергії, який падає на екран) в обох випадках буде та сама.

Через те що віддалі d і l , так само як і x , в досліді відомі, зроблений вище розрахунок дозволяє визначити довжину світлової хвилі. При віддалі між зображеннями $0,5$ мм і віддалі до екрана 5 м у зеленому світлі дістаємо смуги на віддалі 5 мм одна від однієї. Звідси знаходимо довжину хвилі зеленого світла: $\lambda = 0,5$ μ . Для різних кольорів довжини хвиль мають різне значення: для червоного $\lambda = 0,75$ μ , для синього $\lambda = 0,45$ μ і т. д. Звідси виходить, що коли провести інтерференційний дослід з білим світлом, то темні і світлі смуги матимемо в кількох різних місцях для різних кольорів. Через це світлі смуги стають радужними. На якійсь віддалі від центра знайдеться таке місце, де темна смуга червоного кольору збігається з світлою смугою синього. В результаті цього інтерференційна картина зникне уже на третій або четвертій смугі. Чим менше різних довжин хвиль має джерело світла (чим вужчий його спектр), тим далі можна простежити інтерференційні смуги.

¹⁾ Звичайно, тільки у випадку рівності амплітуд. Якщо амплітуди не рівні, то маємо тільки часткове ослаблення. Далі ми скрізь для простоти будемо вважати амплітуди хвиль рівними.

§ 482. Кольори тонких плівок. Кільця Ньютона. „Інтерференційні кольори“ відрізняються від звичайного кольору тіл тим, що їх можна спостерігати у безбарвних прозорих тіл, і ще тим, що вони змінюються при зміні умов освітлення і спостереження. Появу інтерференційного забарвлення можна спостерігати на тонких плівках, наприклад, гасу, який плаває на воді, або на стінках мильного пузиря.

Нехай на мильну плівку MN (рис. 528) падає світло під кутом i до нормалі. Припустимо, що ми спостерігаємо явище оком, дивлячись на верхню поверхню плівки; це означає, що око акомодовано („сфокусовано“) на цю площину.

Розглянемо будьяку точку поверхні A ; через цю точку від джерела S в око спостережника, відбившись від плівки, пройдуть два промені SA та SB . Промінь SA попадає в око безпосередньо після відбиття від верхньої границі, промінь SB , як видно з рис. 528, проходить далеко складніший шлях. Око, сфокусоване, як було відзначено, на верхню границю, збере обидва промені в одній точці сітківки P . В точку P промені прийдуть з певною різницею ходу, оскільки вони проходять різні шляхи. Залежно від величини різниці ходу око побачить точку A світлою або темною (в монохроматичному світлі). Підрахуємо, як залежить ця різниця ходу від кута падіння i , товщини плівки d і показника заломлення плівки n . При цьому треба взяти до уваги, що через малість зіниці ока промені SA та SB повинні бути дуже близькими, інакше вони одночасно не попадуть у зіницю. Отже, при розрахунку ми можемо вважати з достатньою точністю промені SA та SB паралельними (тобто кут BSA нескінченно малим). Їх непаралельність дуже важлива тільки для акомодаци ока. Якщо провести BR перпендикулярно до обох променів, то до точок B та R обидва промені йдуть в однакових умовах і приходять у ці точки в однаковій фазі. Проте, починаючи з цього моменту, умови їх поширення стають різними. Перший промінь (SA) до точки A проходить відрізок RA у повітрі; другий промінь (SB) до точки A проходить шлях BCA в середовищі з показником заломлення n . Різниця оптичного ходу між першим і другим променями, які зішлись в точці A , буде, очевидно, рівна

$$n(BC + AC) - RA.$$

З рис. 528 видно, що

$$RA = BA \sin i$$

і

$$BA = 2d \operatorname{tg} r,$$

звідки

$$RA = 2d \operatorname{tg} r \sin i.$$

З другого боку,

$$BC = AC = \frac{d}{\cos r}.$$

Тоді різниця ходу:

$$n(BC + AC) - RA = \frac{2nd}{\cos r} - 2d \operatorname{tg} r \sin i = 2d \sqrt{n^2 - \sin^2 i}$$

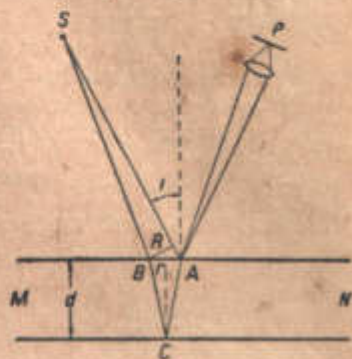


Рис. 528. Смути рівної товщини.

(бо $\sin i = n \sin r$). Ми таким чином знайшли різницю ходу для променів у точці A . Щоб дістати остаточну різницю ходу між променями в точці P , треба ще взяти до уваги одну надзвичайно важливу річ. Світлові хвилі, як і всі хвилі, відбиваючись від більш густого середовища, „втрачають півхвилі“, тобто зазнають зміни фази на π . В нашому випадку перший промінь відбивається від більш густого середовища, а другий — від менш густого; отже, між ними утворюється додаткова різниця ходу в півхвилі.

Зважаючи на це, ми остаточно дістаємо:

$$\delta = 2d \sqrt{n^2 - \sin^2 i} + \frac{\lambda}{2}.$$

Коли товщина d така, що зазначена різниця ходу променів дорівнює парному числу півхвиль, ми будемо бачити світло, при непарному числі півхвиль — темноту.

Досі припускалося, що джерело випускає монохроматичне світло з однією довжиною хвилі λ . У випадку джерела білого світла спостережувана картина буде забарвленою так само, як у досліді з дзеркалами Френеля. Тільки в тих частинах плівки, де товщина d значно менша півхвилі, $\frac{\lambda}{2}$, очевидно, дорівнюватиме для всіх променів $\frac{\lambda}{2}$, і це місце буде темним.

Такі чорні плями спостерігають на мильних пузирях.

Якщо взяти дуже пологий скляний клин, товщина якого поступово меншає від одного краю до другого, то у відбитому від нього світлі будуть видні кольорові смуги, паралельні заломній грані клина.

В частині A (рис. 529), де товщина d дуже мала, різниця ходу δ дуже близька до $\frac{\lambda}{2}$.

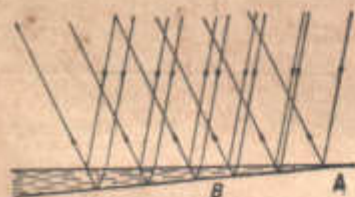


Рис. 529. Інтерференційні смуги в клині.

При переході до товстішої частини клина ми прийдемо в таке місце B , де $\delta = \lambda$. Там буде видна світла смуга; вона буде радужною, бо хвилі різних довжин (різних кольорів) задовольняють умову $\delta = \lambda$ при трохі різних значеннях товщини d . При дальшому пересуванні по клину ми будемо послідовно проходити місця, які відповідають різниці ходу 2λ , 3λ і т. д. В таких місцях будуть видні радужні смуги, тоді як проміжки між ними зайняті темними смугами. Очевидно, чим більший буде кут клина, тим швидше буде наростати різниця ходу під час руху вздовж клина і тим густіші будуть смуги.

Тому інтерференційні смуги можна спостерігати тільки в дуже пологих клинах, бо при хоч трохі значному куті клина інтерференційні смуги стають остільки густі, що їх не можна розрізнити. Смуги аналогічного походження виникають при накладанні слабко опуклої лінзи на плоску пластинку в клиноподібному повітряному шарі між ними. В цьому випадку вони мають вигляд кілець, розміщених все густіше і густіше при віддаленні від центра. Їх називають кільцями Ньютона.

Смуги в прозорому клині і кільця Ньютона показують місця, в яких різниця ходу стала через незмінну товщину середовища; тому їх звуть смугами рівної товщини.

Наведений вище вираз для величини різниці ходу двох променів залежить крім товщини d і від кута i падання світла. Тому кільця Ньютона зміщуються при переміщенні ока спостережника, хоч вплив товщини далеко помітніший. Проте, і в ідеально точній плоскопаралельній пластинці можна спостерігати інтерференційні смуги, положення яких визначається виключно

кутом падання світла. Нехай на пластинку з незмінною по всій поверхні товщиною d падає розсіяне світло (усіх напрямів). Для спостереження візьмемо об'єктив O (рис. 530) з екраном E , вміщеним у головному фокусі. Кожній точці екрана E відповідає певний напрям променів. У зробленому вище розрахунку різниці ходу ми прийняли наближено, що падаючі промені паралельні. Тепер це виконується точно. Отже, вираз для різниці ходу буде тим же:

$$\delta = 2d \sqrt{n^2 - \sin^2 i} + \frac{1}{2}\lambda.$$

Під час спостереження оком через те що на протязі всієї пластинки товщина d незмінна, око, акомодоване на поверхню пластинки, не побачить смуг. Вся пластинка буде забарвлена в певний колір, який змінюється залежно від кута спостереження. Але, акомодуючи око на нескінченність (це можна зробити, дивлячись на відбиток в пластинці віддаленого предмета), ми побачимо кругові смуги, які зветься смугами рівного нахилу. Ще краще це буде помітно при спостереженні зазначеним вище способом у зірну трубу.

У прохідному світлі темні смуги рівної товщини і темні смуги рівного нахилу стають світлими, бо в цьому випадку не втрачається півхвиля при відбиванні.

При найменшому відхиленні пластинки від плоскопаралельності кругла форма смуг рівного нахилу перетворюється на неправильну. Цим користуються при перевірці якості шліфування плоских скляних поверхень. При цьому можна помітити відхилення від плоскопаралельності на $0,00001$ мм.

§ 483. Інтерферометр Майкельсона. Явище інтерференції спостерігається при певній різниці ходу двох інтерферуючих хвиль. Досить змінитися цій різниці ходу на дуже малу величину порядку частки світлової хвилі, щоб можна було помітити істотну зміну інтерференційної картини (переміщення смуг). Майкельсон застосував цю властивість для дуже точного виміру довжин.

Прилад, запропонований Майкельсоном (інтерферометр Майкельсона), подано на рис. 531. Світло від джерела S падає на скляну пластинку P , вкриту напівпрозорим шаром срібла. Промені одночасно відбиваються до дзеркала 2 і проходить наскрізь до дзеркала 1. Після відбивання від обох дзеркал світло повертається до пластинки P , при чому промінь, який іде від дзеркала 2, попадає в око E , пройшовши крізь пластинку, а промінь від дзеркала 1 — відбившись від неї. В результаті інтерференції

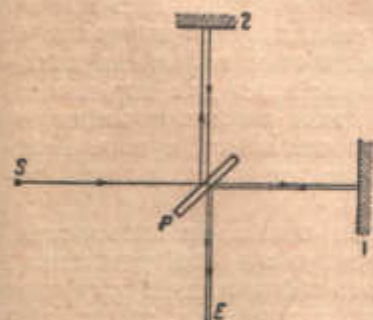


Рис. 531. Схема інтерферометра Майкельсона.

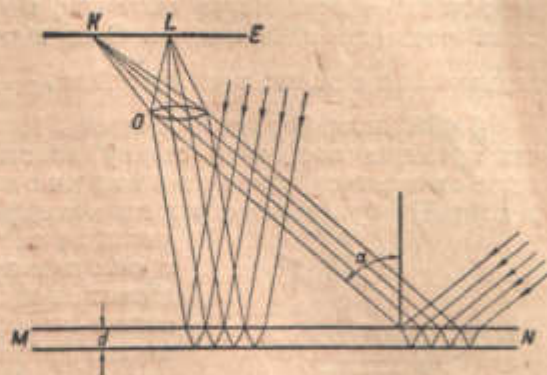


Рис. 530. Смуги рівного нахилу.

являються темні смуги. Досить зсунути одно із дзеркал в напрямі променя, наприклад, на півхвилі, щоб інтерференційна картина на екрані зсунулась на цілу смугу. Виявляється можливим реєструвати зміщення дзеркал навіть на десяті частки довжини хвилі, що становить

приблизно $\frac{1}{20\,000}$ мм. Просуваючи дзеркало і вздовж вимірюваного об'єкта і рахуючи смуги, які проходять у полі зору прилада, можна вимірювати довжини в частках світлової хвилі. Проведені таким способом виміри міжнародного еталона метра показали, що він дорівнює $1\,553\,164,13$ довжини хвилі червоної лінії кадмію. Слід відмітити, що точність таких вимірів надзвичайно велика: вона становить $\frac{1}{2\,000\,000}$ вимірюваної величини.

§ 484. **Інтерферометр Жамена.** Якщо на шляху одного з інтерферуючих променів поставити скляну пластинку, то інтерференційна картина дуже змінюється, хоч геометричний шлях променів лишається порівняльним. Це буває тому, що для інтерференції важлива, як ми вже говорили,

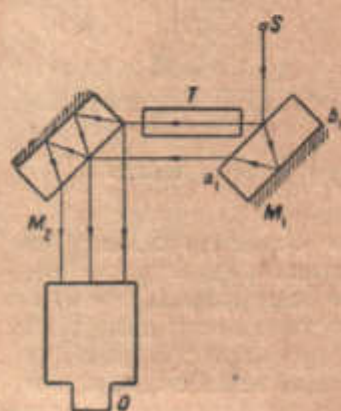


Рис. 532. Схема інтерферометра Жамена.

не геометрична різниця ходу променів δ_0 , а оптична різниця ходу $\delta = \delta_0 \cdot n$, де n — показник заломлення середовища. У зв'язку з цим явище інтерференції можна використати для вимірювання показників заломлення, дуже близьких до 1. Для таких вимірювань іноді застосовують інтерферометр Жамена (рис. 532), в якому два пучки просторово поділені. Світло від джерела S відбивається від двох товстих скляних дзеркал M_1 і M_2 . При цьому промені світла роздвоюються в M_1 внаслідок одночасного відбиття від поверхні скла a_1 і від посрібленої грані b_1 . У дзеркалі M_2 відбувається аналогічне явище. В результаті



Рис. 533. Схема технічного інтерферометра Цейсса, побудованого за принципом Релея.

промені виходять із M_2 паралельними. Когерентні промені, які виходять з дзеркала M_2 , інтерферують. Вміщуючи на шляху одного з променів випробовувану речовину T , можна по зміщенню інтерференційних смуг, вимірюваних мікрометром в окулярі O , визначити показник заломлення n речовини T .

Інтерферометри для аналізу газів і рідин, випущені Цейссом, збудовані за принципом Релея (рис. 533). Світло, яке проходить через щілину S і через об'єктив O , поділяється на два паралельних пучки шліфами C . На шляху променів уміщені трубки A і B , з яких одна наповнена досліджуванним газом або рідиною, друга — відомою, взятою для порівняння, речовиною. Різниця показників заломлення речовин викликає зміщення смуг, які бувають внаслідок інтерференції обох світлових пучків. Вимірювання зміщення смуг дозволяє визначити відносний показник заломлення.

Інтерференційні смуги такі чутливі до змін показника заломлення, що за допомогою їх можна, наприклад, сфотографувати повітряні хвилі, які виникають при польоті кулі. Ці хвилі являють собою місцеві згущення і розрідження повітря і, отже, мають показник заломлення, трохи відмінний від навколишнього середовища.

§ 485. **Інтерференційна спектроскопія.** Інтерферометр Фабрі й Перо. Пластинка Луммера. Вище ми показали, що віддаль між інтерференційними смугами залежить від довжини світлової хвилі. Тому смуги, одержані в білому світлі, мають радужне забарвлення. Крайні кольори білого світла відрізняються довжиною хвилі у два рази; відповідно темні місця інтерференційної картини в червоному світлі зміщені відносно смуг у синьому світлі.

Чим вузчий спектр джерела світла, тим далі можна простежити інтерференційну картину, тобто тим краща видимість. Коли спектр джерела складається з кількох ліній, видимість смуг змінюється періодично. Будемо спостерігати, наприклад, за допомогою клина (§ 482) результат спільної дії двох спектральних ліній, які мають різні довжини хвиль λ_1 і λ_2 , при чому $\lambda_1 > \lambda_2$. Припустимо, що різниця між λ_1 і λ_2 невелика, тобто що відповідні лінії спектра уявляються нашому оку приблизно однакового кольору. Темні смуги для лінії λ_1 розсунуті одна від одної далі, ніж для λ_2 . Отже, на клині знайдеться таке місце А (рис. 534), в якому темна смуга для λ_1 припадає на світле місце λ_2 . В цьому місці клина інтерференційна картина зникне. Як видно з рис. 534, далі буде спостерігатись періодична поява і зникнення смуг у місцях В, С і т. ін.



Рис. 534. Видимість інтерференційних смуг.

Коли джерело світла має спектр, який складається з кількох ліній, видимість смуг має складний характер, на підставі якого роблять висновки про спектральний склад. Користуючись цією властивістю, вивчають деталі структури окремих спектральних ліній (їх кратність, ширину, інтенсивність компонент), зовсім недоступні безпосереднім спектроскопічним дослідженням.

Проте, для точних досліджень мало придатні розпливчасті інтерференційні картини, які ми одержуємо в результаті додавання двох коливань, як це має місце в дзеркалах Френеля та інтерферометрах Майкельсона, Жамена і Релея.

Для збільшення різкості картини застосовують прилади, які дають інтерференцію більшої кількості когерентних коливань з лінійно-зростаючою фазою.

Якщо вважати, що коливання косинусоїдальні, то результуюча амплітуда стане сумою такого ряду:

$$A_0, A_1 \cos \varphi_0, A_2 \cos 2\varphi_0, A_3 \cos 3\varphi_0, \dots$$

A_1, A_2, A_3, \dots можуть бути або рівні поміж собою (дифракційні ґрати), або змінюватися за певним законом ($\frac{A_{n+1}}{A_n} = \text{const}$ для інтерференційних спектроскопів).

Чим більше число коливань додається, тим різкіша картина (див. Дифракційні ґрати, § 494). Щоб дістати такі когерентні коливання з зростаючим запізнюванням фази, застосовують повторні відбивання.

На цьому принципі ґрунтується дія двох приладів для тонких спектральних дослідів—інтерферометра Фабрі й Перо і пластинки Луммера й Герке. Інтерферометр Фабрі й Перо складається з двох плоскопаралельних пластинок А і В (рис. 535) з посрібленими напівпрозорим шаром срібла сторонами a і b , оберненими одна до одної. Світло від джерела S проходить крізь срібний шар a і, падаючи на напівпрозоре дзеркало b , частково проходить крізь нього і частково відбивається назад до дзеркала a .

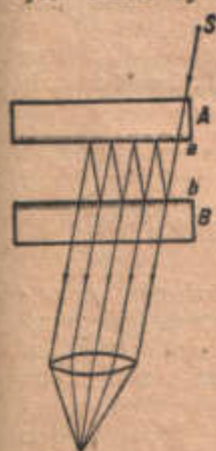


Рис. 535. Схема інтерферометра Фабрі й Перо.

В результаті многократних відбивань з пластинки В виходять паралельні промені меншзкої інтенсивності з різницею фаз φ_0 , визначуваною подвійною віддаллю між пластинками А і В. Очевидно, всі ці промені когерентні, бо всі вони виходять з уявних зображень джерела S .

Пластинка Луммера і Герке (рис. 536) утворює картину, цілком подібну до тієї, яка буває в інтерферометрі Фабрі й Перо. Кожний

промінь „роздрібноється“ тут при многократному відбиванні між плоскопаралельними гранями a і b скляної пластинки під кутами, близькими до кута повного внутрішнього відбиття.

Світлі смуги пластинки Луммера і темні в інтерферометрі Фабрі й Перо виходять дуже вузькими і поділеними широкими проміжками. Та-



Рис. 536. Пластинка Луммера і Герке.

ким способом передаються найтонші деталі будови спектральних ліній. За допомогою інтерферометра Фабрі й Перо можна також робити висновки про деталі спектра, спостерігаючи зникнення смуг при розсуванні пластинок. Фабрі й Перо виявили, що зелена лінія ртуті, видима одинарною в найсильнішій спектроскоп, насправді складається з трьох ліній. Щоб

більшу роздільну силу має пластинка Луммера і Герке, за допомогою якої стало можливим розділити ту саму зелену лінію ртуті на 20 окремих ліній, що групуються в три щільні групи, виявлені Фабрі й Перо.

§ 486. Стоячі світлові хвилі. Кольорова фотографія (метод Ліпмана).

При відбиванні світла від плоского дзеркала в результаті інтерференції падаючої і відбитої хвилі спостерігаються стоячі світлові хвилі (рис. 537) (§ 134).

На явищі стоячих світлових хвиль базується розроблений Ліпманом метод кольорової фотографії. Шар прозорої світлочутливої емульсії наносять на дзеркало. Після того як виготовлена таким способом пластинка була під дією світла і потім проявлена, при мікроскопічному дослідженні розрізу шару емульсії виявляється почорніння у вигляді окремих прошарків, поділених світлими проміжками. Це пояснюється тим, що хемічна дія світла виявляється тільки у видугах електричного поля стоячої хвилі, але не у вузлах; віддаль між почорнілими ділянками шару дорівнює половині довжини хвилі світла, яке діяло на емульсію. Якщо розглядати негатив, одержані зазначеним способом у відбитому білому світлі, то через наявність прошарків виділеного срібла, відокремлених віддаллю у півхвилі, від пластинки відбиваються тільки ті промені, які мають довжину хвилі таку ж, як промені, що діяли на пластинку. Решта знищується, так само як це буває при інтерференційному забарвленні тонких плівок. Таким чином, на фотографії дістаємо відтворене забарвлення сфотографованих предметів.



Рис. 537. Стоячі світлові хвилі.

§ 487. Явище дифракції. В геометричній оптиці приймають як ос-

новну передумову прямолінійність поширення світла. Тому, наприклад, при побудові зображень в оптичних системах шлях світла уявляють в однорідному середовищі у вигляді прямолінійних променів, розміщення яких визначається законами заломлення і відбивання. Проте, досліди показують, що в ряді випадків такого простого уявлення недосить. Так, коли підійти навіть до дуже простої задачі про тінь непрозорого предмета, то висновки, зроблені на підставі уявлень геометричної оптики, не відповідатимуть дослідів.

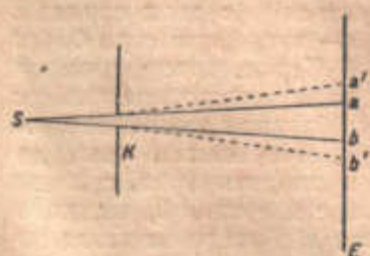


Рис. 538. Дифракція світла.

Нехай на екрані E (рис. 538) маємо слід вузької щілини K . Дослід показує, що в даному випадку замість світлового різкого сліду ab дістаємо розміту смугу або, вірніше, ряд смуг, які заповнюють область $a'b'$, значно

ширшу, ніж це впливає з геометричних міркувань. Описане явище зветься дифракцією. Воно полягає в тому, що світлові хвилі відхиляються від прямолінійного шляху. Цю властивість мають усі хвилі незалежно від їх природи.

§ 488. Принцип Гюйгенса — Френеля. Гюйгенс і Френель розглядали поширення світлових хвиль як послідовне збурення точок простору, в якому поширюється світло. Кожна точка хвильової поверхні (тобто поверхні з однаковою фазою світлових коливань) є самостійним джерелом вторинних хвиль, які поширюються з швидкістю світла. Поширення хвилі є результатом інтерференції коливань, які виходять з цих когерентних джерел.

Розглянемо поширення світла в ізотропному середовищі, в якому швидкість світла по всіх напрямках однакова. Нехай в якийсь момент часу хвильова поверхня або „фронт“ хвилі були в положенні *A* (рис. 539). Всі точки поверхні *A* починають одночасно давати коливання з швидкістю світла *c* (ці вторинні хвилі подані на рисунку малими колами).

Як показав Кірхгоф, інтенсивність цих вторинних хвиль буде найбільшою в напрямі нормалі до хвильової поверхні, тобто випромінювання вторинних джерел, „спалахуючих“ на поверхні хвилі, має різко спрямований характер.

В результаті через час *t* коливання поширюються на віддалі $d = t \cdot c$, що, очевидно, відповідатиме переміщенню всього фронту в положення *B*, яке від *A* знаходиться на тій же віддалі *d*. Фронт хвилі *B* за означенням повинен проходити через усі точки простору, які є в одній фазі; отже, він дотикається до всіх сфер радіуса *d*, які являють собою вторинні хвильові поверхні через час *t*. Хвильовий фронт є, таким чином, поверхнею, яка огинає поверхні вторинних хвиль, що виникають у просторі, в якому поширюється світло.

В ізотропному середовищі світлові промені є нормаллями до хвильової поверхні.

Користуючись принципом Гюйгенса — Френеля, можна вивести закони відбивання й заломлення світла. Нехай на дзеркало *MN* (рис. 540) падає світлова хвиля. Для простоти ми візьмемо віддалі джерела світла дуже великою, через що фронт хвилі *AB* може вважатися плоским. В якийсь момент хвильова поверхня *AB* дотикається до дзеркала у точці *A*.

Тут виникають вторинні коливання, які поширюються з швидкістю світла *c*. Час запізнювання *t*, за який коливання досягнуть дзеркала від точки *B*, дорівнює

$$t = \frac{BC}{c}.$$

За цей час вторинні коливання, які поширюються з тією ж швидкістю *c*, досягнуть сфери з радіусом $AD = BC$. Таким чином, ми знайдемо, що всі точки в площині *CD*, дотичній до сфери *LK* і перпендикулярній до площини рисунка, мають одну фазу і, отже, площина *CD* є фронтом відбитої хвилі. З одержаної геометричної побудови відбитої хвильової поверхні *CD* впливає закон відбивання світла: кути падаючого променя *AT* і відбитого *AR* з нормаллю *Al* дорівнюють один одному.

Розглянемо два середовища, поділені плоскою границею. Нехай на поверхню розділу *MN* (рис. 541) падає плоска хвиля *AB*. Ми припустимо, що в середовищі *I* світло поширюється з швидкістю *c*, а в середовищі *II* —



Рис. 539. Утворення хвильового фронту.

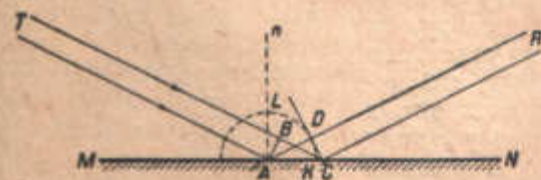


Рис. 540. Відбивання хвилі.

36 Курс фізики. 2342

із швидкістю v , при чому $v < c$. Коливання в точках A і B знаходяться в одній фазі. В той момент, коли фронт AB дотикається до границі розділу MN , від точки A в середовищі II починають поширюватися вторинні коливання з швидкістю v . Одночасно коливання від точки B поширюються з швидкістю c , більшою ніж v . Нехай віддаль

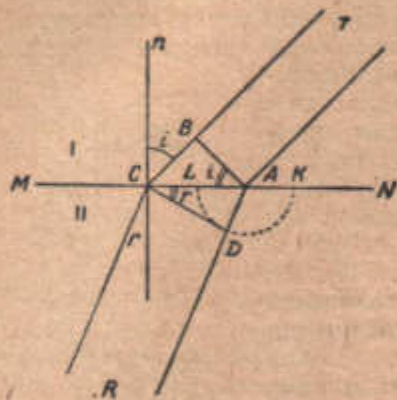


Рис. 541. Заломлення хвилі.

BC коливання проходять за час $t = \frac{BC}{c}$. За цей час вторинні коливання з точки A досягнуть сфери LDK з радіусом $AD = t \cdot v = BC \cdot \frac{v}{c}$.

При цьому всі точки сфери LDK матимуть фазу, однакову з точкою C , і, отже, поверхня хвилі в середовищі II буде площиною CD , дотичною до сфери LDK і перпендикулярною до площини рисунка. З прямокутного трикутника ABC ми знайдемо $AC = \frac{BC}{\sin i}$ (рис. 541). З трикутника ACD : $AC = \frac{AD}{\sin r}$. Тоді: $\frac{AD}{\sin r} = \frac{BC}{\sin i}$, звідки $\frac{\sin i}{\sin r} = \frac{BC}{AD}$.

Або, користуючись виведеним вище співвідношенням $AD = BC \cdot \frac{v}{c}$, остаточно знайдемо:

$$\frac{\sin i}{\sin r} = \frac{c}{v}.$$

Відношення швидкостей світла $\frac{c}{v} = n$ зуть відносним показником заломлення двох середовищ. Кути i і r є кутами променів падаючого TC і заломленого CR з нормаллю до границі розділу. Ми дістали, таким чином, закон заломлення: синуси кутів з нормаллю до границі розділу двох середовищ падаючого і заломленого променів відносяться як швидкості світла в середовищах.

§ 489. Зони Френеля.

Обчислюючи загальну дію хвильового фронту в якій-небудь точці простору, ми повинні взяти до уваги, що світлові коливання, які виходять з окремих точок фронту, приходять у точку спостереження з різними фазами. При цьому всі точки самого хвильового фронту знаходяться в одній фазі.

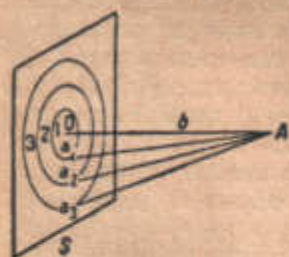


Рис. 542. Зони Френеля.

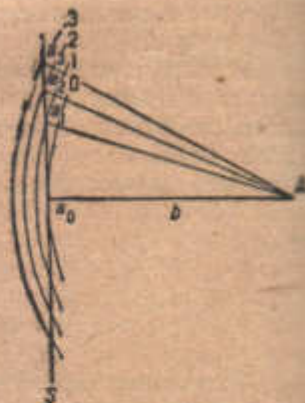


Рис. 543. Зони Френеля.

Для простоти обчислення сумарної дії E усього хвильового фронту будемо вважати, що джерело світла дуже далеко, і, значить, хвилю S можна вважати плоскою. Нехай віддаль точки спостереження A від хвильового фронту S буде b (рис. 542). Всі точки хвильового фронту S коливаються в одній фазі. В той же час усі точки фронту S знаходяться від A на різних віддальх; в наслідок цього сумарна дія всього фронту буде визначатись різницею фаз інтерферуючих коливань, які приходять в A від окремих елементів хвильового фронту S .

Для розгляду відповідної інтерференційної картини зробимо таку побудову. З точки спостереження A проведемо ряд сфер з радіусами:

$$\begin{aligned} Aa_0 &= b, \\ Aa_1 &= b + \frac{\lambda}{2}, \\ Aa_2 &= b + 2\frac{\lambda}{2}, \\ &\dots \\ Aa_n &= b + n\frac{\lambda}{2}. \end{aligned}$$

На поверхні хвильового фронту S ці сфери виріжуть ряд кілець (див. рис. 542 і 543), які називаються зонами Френеля. Кожна наступна зона розміщена від точки A на півхвилі далі, ніж попередня. Отже, в точку A коливання приходять від двох сусідніх зон Френеля у протилежній фазі і при додаванні частково знищують одне одного.

Повного знищення коливань при спільній дії двох сусідніх зон Френеля не буває. Це видно з таких міркувань. Обчислимо площу n -ої зони Френеля:

$$\begin{aligned} S_n &= \pi [(a_0 a_n)^2 - (a_0 a_{n-1})^2] = \pi [(Aa_n)^2 - b^2 - (Aa_{n-1})^2 + b^2] = \\ &= \pi [(Aa_n)^2 - (Aa_{n-1})^2] = \pi \left[b^2 + bn\lambda + n^2 \cdot \frac{\lambda^2}{4} - b^2 - b(n-1)\lambda - (n-1)^2 \cdot \frac{\lambda^2}{4} \right] = \\ &= \pi \left[b\lambda + (2n-1) \frac{\lambda^2}{4} \right]. \end{aligned}$$

Беручи до уваги, що величина λ дуже мала порівняно з віддаллю b , ми можемо вважати площі всіх зон Френеля приблизно однаковими, рівними $S_n = \pi b\lambda$.

Разом з тим кут між лінією, яка сполучає зону з точкою A , для кожної наступної зони більший, ніж для попередньої; в наслідок цього амплітуда коливань, які приходять в A , поступово падає із збільшенням номера зони. Аджеж, як було указано в попередньому параграфі, випромінювання окремих точок хвильового фронту має найбільшу інтенсивність у напрямі нормалі. Це послаблення посилюється ще зростанням віддалі від зони Френеля до A із зростанням номера зони. Це і викликає неповне взаємне знищення коливань двох суміжних зон Френеля. Не роблячи спеціальних припущень про закон меншання амплітуди елементарних коливань з віддаллю, ми можемо все ж твердити, що з достатнім наближенням амплітуда в точці A хвилі від якоїнебудь зони в середнім арифметичним амплітуд хвиль від двох суміжних зон. На рис. 544 подано зону, що міститься між двома заштрихованими половинами двох суміжних зон. В силу наведеної вище властивості для всієї цієї частини хвильового фронту в точці A дорівнює нулеві. Те саме можна сказати і про кожну зону: половина центральної зони (нульової) разом з половиною другої знищать першу, половини другої і четвертої знищать третю і т. д. Отже, не скомпенсованою залишається тільки половина центральної зони Френеля. Таким чином: коливання, які викликає у точці A велика ділянка

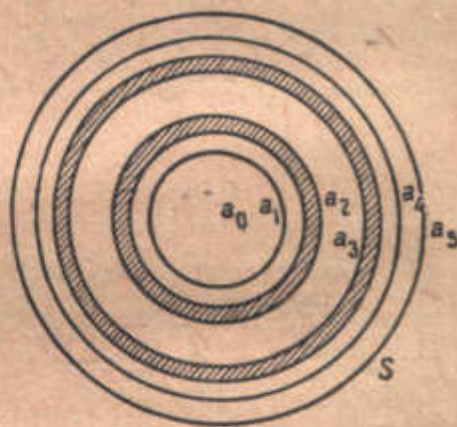


Рис. 544.

хвильової поверхні S , мають таку ж амплітуду, як коли б діяла тільки половина центральної зони.

§ 490. Пояснення простих дифракційних явищ. Дія світлової хвилі на певну точку зводиться до дії половини центральної зони Френеля тільки в тому випадку, коли хвиля безмежна; тільки в цьому випадку решти зон взаємно компенсуються.

Якщо ж можна не зважати на дії віддалених зон. Якщо ми маємо справу з скінченною ділянкою хвилі, то умови стають істотно відмінними.

Характерні дифракційні явища можна спостерігати при проходженні світла крізь малий отвір або поблизу екрана.

1. Маленький круглий отвір. На рис. 545 зображено відрізок непрозорого екрана з круглим отвором NN , розміри якого показані тут збільшеними в кілька тисяч раз; з отвір знизу падає паралельний пучок світла LL . O — центр отвору, P_1 і P_2 — дві довільні точки на прямій, яка перпендикулярна до NN і проходить через O . З центра P_1 описуємо концентричні сфери, з яких внутрішня з радіусом a проходить через O , а кожна наступна має радіус на

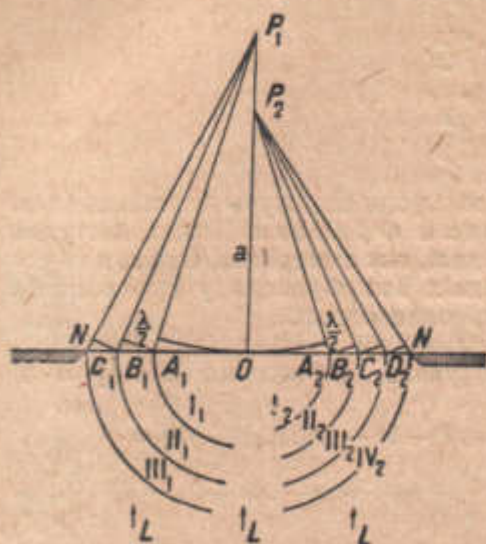


Рис. 545. Пояснення дифракції у випадку маленького круглого отвору.

Верхня частина рисунка — розріз, нижня — план.

$$P_1O = a; P_1A_1 = a + \frac{\lambda}{2}; P_1B_1 = a + 2\frac{\lambda}{2} \text{ і т. д.}$$

Ряд таких же концентричних сфер з радіусами, які поступово збільшуються на $\frac{\lambda}{2}$, опишемо з точки P_2 . Обидва ряди сфер будуть вирізати в отворі зони Френеля. На рис. 545 сфери, описані навколо P_1 , вирізують три зони, а описані навколо P_2 — чотири зони.

В усякому разі a значно більше, ніж $\frac{\lambda}{2}$; тому можна припустити, що амплітуди хвиль, які виходять з точок A_1, B_1, C_1 маленького отвору NN і які досягають точки P_1 , рівні між собою (те саме — правильно і для амплітуди хвиль, які виходять з A_2, B_2, C_2, D_2 і досягають P_2).

Ми знаємо (§ 489), що зони I, II, III... мають ту саму площу і що дія двох сусідніх зон у точці P_1 взаємно знищується. Звідси виходить, що світлими будуть ті точки P_1 , які знаходяться від центра отвору O на такій віддалі, що в отворі укладеться непарне число зон Френеля. Навпаки, такі точки, як P_2 , для яких число зон, що уміщуються в отворі, парне, повинні бути темними.

Таким чином, якщо ми поставимо за отвором NN білий екран, який будемо наближати до отвору або віддаляти від нього, то центр екрана ставатиме в міру переміщення то темним, то світлим. Можна далі зробити висновок, що й бічні точки (розміщені в сторону від осі OP) повинні бути поперемінно то світлими, то темними: *центральна пляма буде оточена рядом світлих і темних кілець.*

2. Маленький круглий екран. На рис. 546 зображено маленький круглий екран з краями NN . На екран падають паралельні промені LL . Якби промені поширювались цілком прямолінійно, то за екраном утворився б тінювий циліндричний простір з віссю OP , яка є перпендикуляром, проведеним з центра екрана. Дослід показує, проте, що середина цієї геометричної тіні буде завжди світлою, якщо тільки розміри екрана досить малі порівняно з віддаллю a . На рис. 546 співвідношення розмірів, звичайно, спотворені, бо довжина світлової хвилі надто мала для того, щоб бути зображеною на рисунку.

Нехай фронт плоскої хвилі простирається безмежно у всі сторони від екрана. Проводимо знову сферичні поверхні, центром яких служить точка P , що лежить на осі. Радіус першої сфери $PN=b$, радіуси дальших сфер будуть:

$$b + \frac{\lambda}{2}, b + 2\frac{\lambda}{2}, b + 3\frac{\lambda}{2} + \dots$$

Ці сфери вирізують на площині хвилі зони Френеля, площі яких рівні між собою. Ми можемо застосувати до цих зон ті міркування, якими ми користувались для випадку безмежної плоскої хвилі (§ 489).

У випадку нормального падання паралельного пучка на маленький круглий екран осьова точка простору за екраном освітлюється так, немаче б діяла тільки половина першої френелевої зони, яка безпосередньо прилягає до країв екрана.

Таким чином світло поширюється і за екран.

Відповідно до цього дослід показує, що в центрі тіні екрана дістаємо світлу точку. Спостерігати це явище вдається, проте, тільки з екранами, близькими розмірами до центральної зони Френеля, бо при значно більших об'єктах інтенсивність світлої плями дуже мала.

Відзначимо курйозний історичний факт. Відомий математик Пуассон, одна з найгостріших супротивників хвильової теорії світла, привів як найпереконливіший, на його думку, аргумент проти теорії те, що згідно з нею ми завжди дістаємо світло в центрі тіні від екрана. Йому це здавалося зовсім неправдоподібним, і він дуже ніяково почував себе, коли звичайний дослід, проведений Френелем, підтвердив цей висновок з хвильової теорії, зроблений її завзятим супротивником.

§ 491. Пластинка зон. Можна виготовити екран (так звану пластинку зон), який закритим всі парні або непарні зони Френеля. Тим самим штучно будуть порушені умови інтерференції, взяті до уваги нами вище (§ 489) при розрахунку дії хвильової поверхні. При цьому залишаться лише зони, які посилюють у точку A коливання в одній фазі. В результаті ми дістанемо в A зображення джерела світла (рис. 547),

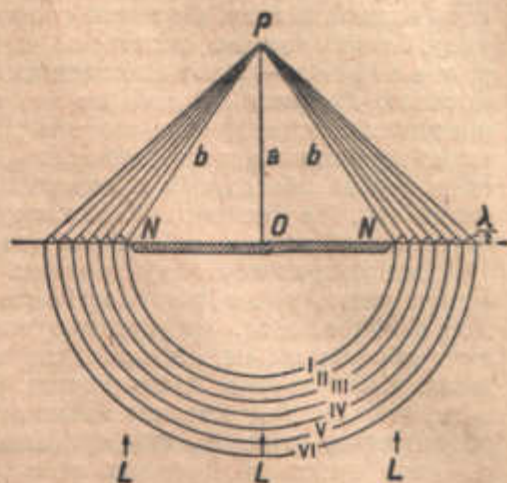


Рис. 546. Пояснення дифракції у випадку маленького круглого екрана.

Верхня частина рисунка — розріз, нижня — план.

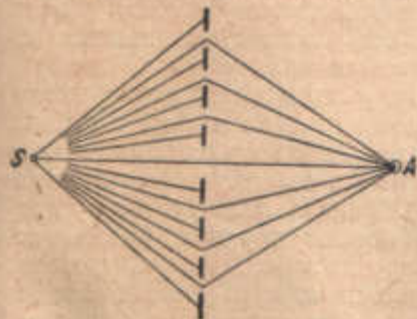


Рис. 547. Пластинка зон.

утворене коливаннями, що приходять в одній фазі з усієї площі пластинки зон. Дія пластинки буде цілком подібна до дії лінзи; цей факт (що властивості збірної лінзи має плоский екран, який складається з непрозорих кілець) служить одним з яскравих прикладів непрямолінійного поширення світла.

§ 492. Умови прямолінійного поширення світла. Великий екран на великій віддалі від точки спостереження дає помітну дифракційну картину. Деяким явищам, спостережуваним під час сонячних затемнень, коли екраном є Місяць — тіло з діаметром у 6000 км, — можна дати пояснення за допомогою дифракції. В той же час маленький екран, який стоїть близько від точки спостереження, не дає дифракційної картини. Часто вказують як на необхідну для спостереження дифракції умову порівнюваність величини екрана або отвору з довжиною хвилі. Із сказаного вище видно, що це не так. На досліді, щоб дістати дифракційну картину, найчастіше користуються об'єктами, які в сотні раз перевищують довжину світлової хвилі.

Якщо екран або отвір, уміщені на певній віддалі від точки спостереження, мають розміри, порівнювані з розмірами центральної зони Френеля, ми дістаємо помітну дифракційну картину у вигляді смуг або кілець, на які припадає значна частка світлової енергії, що пройшла. Коли об'єкти дуже великі порівняно з центральною зоною Френеля, дифракційну картину маємо лише у вигляді незначної деталі на краях геометричної тіні, на яку припадає мізерна частка променястої енергії, що бере участь в утворенні всього зображення.

У першому випадку маємо істотне відхилення від прямолінійного поширення світла, у другому практично будуть правильні закони геометричної оптики.

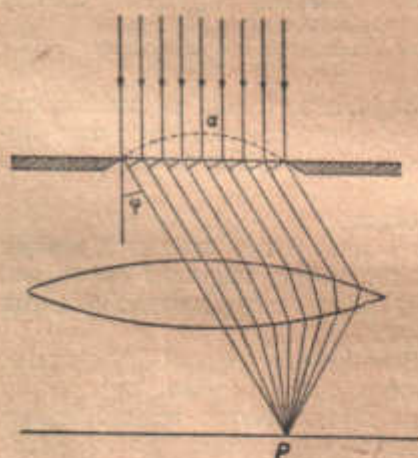


Рис. 548. Дифракція від щілини.

§ 493. Дифракція від вузької щілини.

Коли світло проходить через вузьку щілину, яка стоїть на шляху світлових променів, то на екрані матимемо, як ми вже зазначали вище, розмите зображення щілини.

Розрахуємо дію щілини в різних точках екрана, що є у фокусі лінзи, коли на щілину падає плоска хвиля (рис. 548). Всі точки хвильової поверхні, яка збігається з площиною щілини, коливаються з однаковою фазою. Отже, інтерференція при випромінюванні в різних напрямках відбуватиметься тільки коштом різниці ходу окремих променів, яка виникає після проходження щілини.

Крім того, через те що лінза не утворює додаткової різниці ходу, різниця ходу між окремими променями буде виникати тільки до лінзи.

Для того, щоб визначити різницю ходу між двома променями, досить з точки на поверхні щілини, через яку проходить один промінь, опустити перпендикуляр на другий промінь (рис. 548). Тоді віддаль по цьому другому променю від площини щілини до основи перпендикуляра і буде шуканою різницею ходу. Якщо ми розіб'ємо щілину на зони Френеля, то число зон Френеля буде залежати від ширини щілини a , кута спостереження φ і довжини хвилі λ . Оскільки різниця ходу між променями, які проходять крізь краї однієї зони Френеля, дорівнює $\frac{\lambda}{2}$, з геометричних міркувань легко дістати, що ширина зони дорівнюватиме $\frac{\lambda}{2 \sin \varphi}$ (різниця ходу —

катет, ширина зони — гіпотенуза). Число зон Френеля n , що вкладається в щілині, дорівнюватиме:

$$n = a : \frac{\lambda}{2 \sin \varphi} = \frac{2a \sin \varphi}{\lambda}. \quad (9)$$

Ми бачимо, що при сталих a та λ n залежить від кута спостереження φ . Чим більший кут спостереження, тим більше число зон Френеля містить у собі щілина. Коли n дорівнює цілому парному числу ($n = 2k$, де k — ціле число), то всі зони можна розбити на $\frac{n}{2}$ пар; в результаті інтерференції діяння двох сусідніх зон Френеля дорівнює нулеві, а значить, дорівнює нулеві і діяння всієї щілини. Таким чином, під кутами φ , які відповідають парним n , ми будемо спостерігати *темноту*. Формула, яка визначає ці кути, має такий вигляд:

$$a \sin \varphi = 2k \frac{\lambda}{2},$$

де k — ціле число.

Коли n дорівнює цілому непарному числу ($n = 2k + 1$), то діяння щілини еквівалентне діянню *однієї* зони Френеля, бо діяння інших зон взаємно компенсується. В цьому випадку ми спостерігаємо максимум *світла*.

Формула, яка визначає напрям максимумів світла, має такий вигляд:

$$a \sin \varphi = (2k + 1) \frac{\lambda}{2}. \quad (9')$$

З рис. 548 видно, що зміст формул (9) і (9') такий: якщо різниця ходу між крайніми променями, що проходять крізь щілину, дорівнює парному числу півхвиль, то ми спостерігаємо *темноту*; якщо різниця ходу між цими променями дорівнює непарному числу півхвиль, то ми спостерігаємо максимум *світла*.

Ми бачимо, що в просторі за щілиною замість геометричного силуета щілини ми дістаємо смугасту картину, яку легко спостерігати на досліді. Окремі смуги швидко меншають в інтенсивності (рис. 549) в міру віддалення від центральної (нульової) смуги, якій відповідає різниця ходу нуль. Чим вужча щілина, тим далі будуть одна від одної дифракційні смуги. Через те що вони припадають на різні кути залежно від довжини хвилі λ , картина в білому світлі має спектральний характер.

Якщо взяти дуже вузький, непрозорий екран (нитку), то одержувана дифракційна картина еквівалентна інтерференційній від двох джерел, розміщених на віддалі діаметра нитки. Роль цих джерел світла відіграють ті зони Френеля, які безпосередньо прилягають до країв нитки. Замість геометричної тіні тут маємо смуги швидко меншаючої темноти з світлою смугою в центрі. Через те що вся картина значно перевищує розміри геометричного силуета нитки, дифракційною картиною користуються для вимірювання діаметра дуже тонких ниток.

§ 494. Дифракційні ґрати. У попередньому параграфі ми розглянули дифракційну картину, утворену однією щілиною. В нашій обчислення увійшов при цьому кут φ . Слід зазначити, що коли спостереження проводяться за допомогою лінзи (рис. 548), то при положенні екрана у головному фокусі різним кутам φ відповідають окремі точки екрана. Тому ми

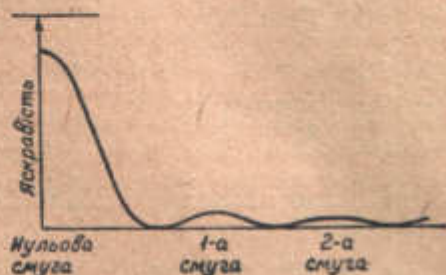


Рис. 549. Дифракційна картина від щілини.

можемо говорити про спостереження під різними кутами, розуміючи під цим різні точки екрана.

Нехай замість однієї щілини у нас буде їх дві. Можна розглядати кожну щілину як самостійне джерело когерентних коливань і розраховувати одержувану при цьому інтерференційну картину аналогічно до того, як ми це зробили у § 481. Різниця між цим випадком і дзеркалами Френеля полягає лише в тому, що тепер випромінювання кожного джерела

не рівномірне в усіх напрямках, а має дифракційний розподіл, знайдений у попередньому параграфі. Звідси випливає, що результат розрахунку інтерференції коливань, які йдуть від двох щілин, треба буде просто помножити на розподіл інтенсивності по кутах, утворений однією щілиною.

Нехай на дві щілини ширини a з проміжком b між ними падає плоска хвиля (рис. 550). У напрямі φ ми дістанемо амплітуду сумарного коливання, яка визначається різницею ходу $\delta = BC = (a + b) \sin \varphi$. Залежно від того, чи

Рис. 550. Дифракція від двох щілин.

буде різниця ходу δ становити парне чи непарне число півхвиль, у відповідному напрямі φ буде видне світло або темнота:

$$(a + b) \sin \varphi = k \cdot \frac{\lambda}{2}, \quad (10)$$

де k — число парне для світла і непарне для темноти.

Для однієї щілини ми мали умову світлої смуги: $a \cdot \sin \varphi = k\lambda$. Ми бачимо, що при наявності другої щілини смуги стають частішими. При цьому, як уже зазначалося, амплітуда світлових коливань I , значить, яскравість, яка дорівнює квадратові амплітуди, не будуть виходити за межі розподілу, утворюваного однією щілиною (рис. 551). До цього треба ще додати, що загальний світловий потік пропорціональний числу щілин, і, таким чином, для правильного зображення явищ, що відбуваються, криву II рис. 551 слід було б подати в такому масштабі, щоб заштрихована площа була вдвоє більша, ніж площа першої кривої.

Якщо ми уявимо собі чотири щілини попередньої ширини a , які знаходяться на рівній віддалі b одна від однієї, то легко з'ясувати, що буде в результаті їх спільної дії. Умова $(a + b) \sin \varphi = k \frac{\lambda}{2}$, як і раніше, буде мати місце

принаймні для темних смуг, що відповідають непарним значенням k . В той же час, розглядаючи дію чотирьох щілин парами, ми дістанемо для них умову, аналогічну дії двох щілин, з віддаллю $2b$ між ними і розподілом випромінювання, який відповідає розподілові світлих і темних смуг двох щілин. Ця умова напишеться так: $2(a + b) \sin \varphi = k \frac{\lambda}{2}$.

Очевидно, темні смуги, які задовольняють цій умові, розміщені у два

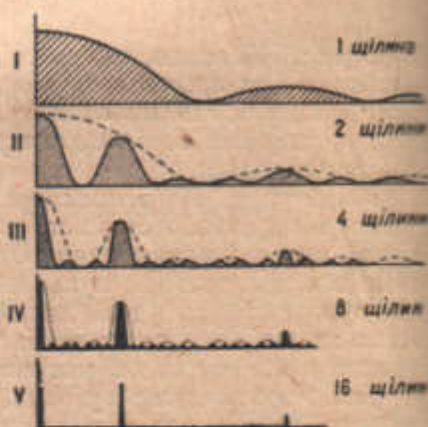


Рис. 551. Дифракція від багатьох щілин.

рази густіше, ніж смуги при двох щілинах. В той же час інтенсивність більшості світлих смуг, що лежать між ними, дуже мала, бо нам слід взяти до уваги ще й те, що ці смуги є лише новими деталями в розподілі випромінювання двох щілин. На рис. 551 крива III зображає дифракційну картину, одержувану від ґрат з чотирма щілинами. Нарисована в правильному масштабі, ця крива повинна мати площу в чотири рази більшу, ніж крива I.

Продовжуючи наші міркування, легко бачити, що буде при дальшому збільшенні кількості щілин. Світлі смуги в тих місцях, де ми їх дістаємо при двох щілинах, ставатимуть вужчими і одночасно яскравішими. В той же час проміжки між ними будуть щораз темнішати. На рис. 551 криві IV і V являють собою дифракційну картину, яку ми дістаємо при 8 і 16 щілинах. Не слід забувати, що площі цих кривих фактично повинні бути у 8 і 16 раз більшими, ніж площа першої кривої, і, значить, яскравість головних смуг зростає надзвичайно сильно. Найпростішим методом для збільшення числа щілин було б збільшення розмірів ґрат. Але практично такий шлях мало придатний, і тому вибирають шлях збільшення числа щілин на 1 мм.

§ 495. Дифракційний спектр. Досі ми припускали, що падаюче на ґрати світло — монохроматичне, тобто має тільки одну довжину хвилі. Коли ґрати освітлюються світлом, яке має складний спектр, наприклад, білим світлом, головні смуги для кожної довжини хвилі дістаємо в різних місцях; в результаті маємо спектральне зображення. Спектри, які відповідають першій, другій і т. д. головним смугам, звуть спектрами першого, другого і т. д. порядку. Спектр „нульового порядку“, власне кажучи, не є спектр, бо положення нульової смуги, яке визначається різницею ходу нуль, очевидно, не залежить від довжини хвилі.

Ми бачили вище, що положення головних світлих смуг визначається формулою:

$$(a + b) \sin \varphi = m\lambda,$$

де a — ширина кожної щілини, b — ширина проміжка між сусідніми щілинами, а m — ціле число, яке визначає номер смуги (порядок спектра). Звичайно на практиці кути φ невеликі, через що написана умова перетворюється на

$$\varphi = \frac{m\lambda}{a + b}. \quad (11)$$

Отже, кут, під яким спостерігають світло даної довжини хвилі, прямо пропорціональний порядковій спектра, довжині хвилі і обернено пропорціональний так званій „сталій“ дифракційних ґрат $(a + b)$. Тим часом як у призматичному спектрі червона частина „стиснута“ порівняно з фіолетовою, у дифракційних ґратах спектр розтягнутий пропорціонально довжині хвилі і тим більше, чим більший його порядок m .

Знаючи сталу $(a + b)$ дифракційних ґрат (її можна виміряти під мікроскопом) і вимірюючи кут φ , можна з великою точністю визначити довжину хвилі світла, яка дає світлу смугу певного порядку m під кутом φ . Ми бачили вище, що „дисперсія“, тобто здатність ґрат розтягувати спектр пропорціональна порядковій останнього m . Тому, коли ґрати застосовують для спектрального розкладу, бажано провадити спостереження в спектрі якнайбільшого порядку. Проте, ряд обставин перешкоджає цьому: яскравість спектра меншає із збільшенням порядку. Крім того, спектри високих порядків частково перекривають один одного. Ці дві обставини дуже обмежують можливість застосування для спектрального аналізу спектрів високого порядку.

Ми показали, що із збільшенням числа щілин ґрат головні дифракційні смуги стають вузькими. У зв'язку з цим ґрати роблять з дуже великою кількістю щілин, бо чим вузьчі смуги, тим детальніше можна досліджувати спектри, які складаються звичайно з численних близьких ліній. Дві близькі лінії можуть бути розкладені ґратами тільки в тому випадку, коли ширина зображення кожної з них, визначувана загальним числом щілин ґрат, не більша, ніж віддаль між лініями, визначувана сталою ґрат. Таким чином, роздільна сила ґрат, тобто здатність їх розділяти близькі спектральні лінії, пропорціональна загальному числу щілин ґрат, вимірюється добутком кількості щілин на порядок спектра.

У кожному з головних максимумів амплітуди окремих коливань просто додаються, бо різниця фаз дорівнює цілому числу 2π . Оскільки амплітуди коливань, які йдуть від окремих щілин ґрат, рівні між собою, результуюча амплітуда буде пропорціональна числу щілин. Інтенсивність же головного максимуму, пропорціональна квадратові амплітуди, буде пропорціональна квадратові числа щілин.

З другого боку, загальна кількість енергії, що пройшла крізь ґрати, пропорціональна просто числу щілин. Ми бачимо, що разом із зростанням числа щілин енергія, яка попадає в головні максимуми, зростає швидше, ніж загальний потік енергії, тобто із зростанням числа щілин все більша частина енергії, що пройшла, припадає на головні максимуми. Ці загальні енергетичні міркування таким чином приводять нас знов до висновку, що картина повинна ставати різкішою разом із збільшенням числа щілин.

Дифракційні ґрати виготовляють на склі або металі (в останньому випадку з ними працюють у відбитому світлі). Дуже тонким алмазним вістрям за допомогою точної ділильної машини наносяться штрихи, проміжки між якими служать щілинами. Деякі ґрати мають близько 2000 штрихів на 1 мм, що при величині ґрат у кілька сантиметрів становить величезну кількість щілин, яка забезпечує велику роздільну здатність. Так, дифракційний спектрограф сонячної обсерваторії Маунт-Вільсон в США дозволяє діставати частинами сонячний спектр у такому масштабі, що повна довжина його від червоного до фіолетового кінця становить близько 10 м.

§ 496. Дифракційні ґрати в похилому пучку. Якщо ґрати нанесені на дзеркало, то дифракційні спектри спостерігають у відбитому світлі.

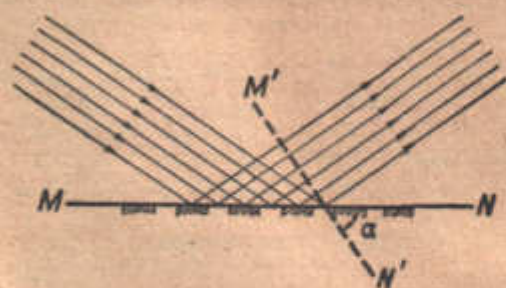


Рис. 552. Відбиті ґрати.

Коли світло падає під кутом α з нормаллю до ґрат (рис. 552), нульову смугу дістають у напрямі дзеркального відбиття. Всі ґрати діють при цьому як прозорі ґрати $M'N'$, що є проєкцією MN на фронт хвилі. Очевидно, стала ґрат $M'N'$ дорівнюватиме $c \cos \alpha$, якщо c — стала ґрат MN . Отже, при косому паданні світла ґрати працюють так, начеб їх штрихи були ближче один до одного. Ця обставина дозволила дістати дифракційні спектри рентгенового проміння при ков-

зному відбиванні від звичайних дифракційних ґрат. Через малість довжин хвиль рентгенового проміння для них потрібні ґрати з значно меншою сталою, ніж для видимого світла. Зробити такі ґрати не можна. Мале значення косинуса ковзного кута падання ($\alpha \approx 90^\circ$) примушує ґрати з великою сталою працювати так, начеб їх стала була мала. Користуючись тією ж обставиною, можна дістати спектр, наприклад, від грамофонної

пластинки, яка має всього 3—5 штрихів на 1 мм, якщо дивитись на відбиток в ній маленької лампи при ковзному падінні світла.

Металічні відбивні ґрати мають ряд переваг порівняно з скляними. Зокрема метал як матеріал м'якший можна нарізати алмазом далеко точніше, ніж скло. Крім того, скло не пропускає, наприклад, ультрафіолетового випромінювання; відбивні ж ґрати дозволяють при відповідному матеріалі дослідити широкі ділянки спектра.

§ 497. Угнуті ґрати Роуlanda. Роуланд запропонував наносити штрихи ґрат на вгнуту сферичну поверхню дзеркала. При цьому немає потреби застосовувати додаткові дзеркала, які фокусують дифракційні спектри. Просте обчислення показує, що коли освітлену щілину S (рис. 553) помістити десь на колі, діаметр якого дорівнює радіусові кривизни ґрат, то спектр різного порядку матимемо в різних точках A, B, \dots того ж кола. При цьому роздільна сила тим більша, чим більший радіус кривизни угнутих ґрат. З ґратами, які мають радіус кривизни близько 10 м, вдається діставати спектри, в яких віддаль між двома жовтими лініями натрію становить близько 1 см.

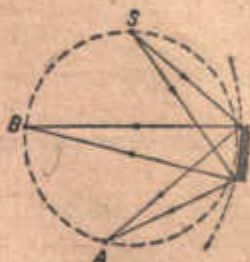


Рис. 553. Угнуті ґрати Роуlanda.

§ 498. Східчасті ґрати Майкельсона (ешелон). Майкельсон запропонував користуватися як дифракційними ґратами стопою скляних пластинок однакової товщини t , складених „східцями“ (рис. 554). Для таких ґрат, так званого ешелона, ґрунтується на тому, що оптичний шлях світла у склі (показник заломлення 1,5) у 1,5 раза більший, ніж рівний йому геометричний шлях у повітрі. Тому, наприклад, промені M і N виходять із ґрат з різницею ходу

$$\delta = nt - t = t(n - 1) \approx 0,5t,$$

де t — товщина пластинки.

Якщо ми накладемо на різницю ходу звичайну умову для діставання світлої смуги по нормалі $\delta = 0,5t = m\lambda$, то, приймаючи довжину хвилі $\lambda = 0,5\mu$, а товщину $t = 1$ мм, ми знайдемо $m = 1000$. Отже, по нормалі можна спостерігати спектр тисячного порядку.

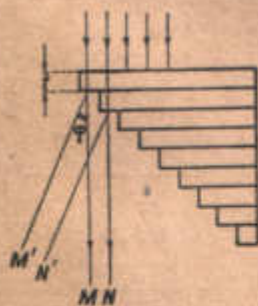


Рис. 554. Ешелон.

Вище було показано, що роздільна сила ґрат пропорційна порядку спектра. Переваги ешелона стають очевидними, коли пригадати, що з звичайними ґратами вдається спостерігати спектр порядку, який не перевищує 10. Ешелони дозволяють розкласти надзвичайно тісні групи спектральних ліній. В той же час при високому порядку одержуваних спектрів має місце сильне накладання сусідніх спектрів, через що східчасті ґрати застосовують виключно для аналізу „тонкої структури“ окремих спектральних ліній.

§ 499. Площинні і просторові ґрати. Явища, аналогічні тим, які спостерігають з ґратами, що складаються з паралельних щілин, бувають завжди, коли світло проходить крізь якийнебудь екран з правильно розміщеними прозорими або непрозорими деталями. Взагалі всяка правильна структура екрана викликає появу дифракційної картини. Так, у дифракційних спектрах іноді спостерігаються так звані „духи“, тобто лінії, яких немає в спектрі джерела; поява „духів“ пояснюється неправильностями чергування штрихів ґрат. Якщо є якийнебудь натяк на періодичність цих неправильностей, зараз же з'являються і „духи“.

Коли взяти двоє дифракційних ґрат A і B (рис. 555) і поставити їх так, щоб їх штрихи розмістились під прямим кутом, то спостережувану дифракційну картину є результатом сумарної дії обох ґрат. При цьому у фокальній площині F об'єктива O замість смуг матимемо окремі правильно розміщені світлі точки (рис. 556). В той час як ґрати A викликають появу ряду дифракційних спектрів, розміщених згори вниз, ґрати

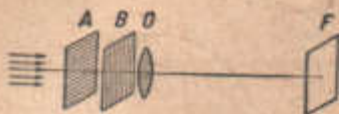


Рис. 555. Схрещені ґрати.

B дають аналогічну картину в горизонтальному напрямі. Спільна дія обох ґрат створює ряд світлових плям, розсіяних по площині.

Полотняна кишенькова хусточка дає виразну дифракційну картину, подібну до зо-

браженої на рис. 556, якщо крізь цю хусточку розглядати віддалену електричну лампу. Аналогічний ефект дають усі плоскі екрани, на поверхні яких правильно розподілені маленькі отвори або, навпаки, невеликі непрозорі елементи.

Якщо розміщення цих об'єктів просторове, то і в цьому випадку спостерігають дифракційну картину, яка залежить від розміщення елементів просторових ґрат і довжини хвилі світла. Базуючись на цьому, Лауе вказав, що кристал може відігравати роль дифракційних ґрат. Через надзвичайно малі розміри атомів кристала дифракційні явища при проходженні випромінювання крізь кристал можна виявити, тільки користуючись промінням дуже малої довжини хвилі, наприклад, рентгеновим. Якщо пучок рентгенового проміння пропустити крізь кристал K (рис. 557), то на фотографічній пластинці P крім сліду A прямого пучка, буде ще ряд бічних слідів B, C, D, E . Наявність останніх є результат дифракції рентгенового проміння від атомів кристала, розміщених у вигляді просторових ґрат. Вивчення дифракційної картини дозволяє знайти числові дані, які характеризують структуру кристала (§ 523).

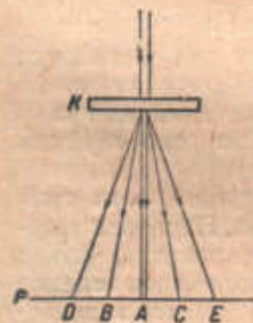


Рис. 557. Дослід Лауе.

Дифракцію спостерігають також при відбиванні від площини кристала. Коли пучок рентгенового проміння довжини хвилі λ (рис. 558) падає під кутом φ на грань AB



Рис. 558. Відбивання від кристала.

кристала, то відбиття буває тільки при таких кутах φ , для яких різниця ходу $MN + NK = m\lambda$, тобто $2d \sin \varphi = m\lambda$ (формула Брегга), де m — ціле число, а d — віддаль між двома суміжними площинами кристалічних ґрат. Вимірювання кутів φ на фотографіях дозволяє знаходити за формулою Брегга величину d , яка характеризує структуру кристала. Так, наприклад, для кристала кам'яної солі віддаль між двома сусідніми площинами атомів знайдено рівною $d = 2,8 \cdot 10^{-8}$ см.

Розгляньте вище відбиття від просторових ґрат є окремим випадком. Загалом умови Брегга повинні бути написані для трьох напрямів, що характеризують структуру ґрат. При цьому через те, що три кути однозначно визначають напрям променя в просторі, одержання кожної довжини хвилі буде локалізованим у ряді дискретних напрямів. Таким чином, біле світло в результаті дифракції від просторових ґрат розкладається на ряд пуч-

Рис. 556. Дифракція від двох схрещених ґрат.

ків, кожний з яких містить випромінювання лише однієї довжини хвилі (є монохроматичним).

§ 500. Дифракція від дрібних частинок. У всіх описаних вище дифракційних явищах ми мали справу з об'єктами, значно більшими, або порівнюваними щодо розмірів з довжиною хвилі. При цьому можна було вважати, що об'єкти, які викликають явище дифракції, екранують частину фронту хвилі, пропускаючи решту незміненою. Справді, край будьякого екрана завжди впливає на проходящу хвилю. Проте, цей вплив поширюється на таку малу віддаль, що в об'єктів, які перевищують довжину хвилі у сотні разів, його можна не брати до уваги порівняно з екрануючою дією екрана.

Зміна форми хвилі стає суттєвою, коли екран є порівнюваний щодо розмірів з довжиною хвилі або значно менший за неї. Практично це буває, наприклад, при проходженні світла крізь туман, краплини якого мають розміри порядку 0,5—1,0 мікрона (довжина хвилі зеленого світла 0,5 мікрона). В результаті дифракції кожна маленька частинка розсіює світло дуже складним способом. На рис. 559 подано розподіл сили світла, розсіяного частинкою, яка дорівнює величиною довжині хвилі. Чим частинка більша (або довжина хвилі менша), тим більший і розсіяний світловий потік і тим сильніше він направлений вперед. Частинки, дуже малі порівняно до довжини світлової хвилі, розсіюють світло за законом, виведеним Релеєм. Можна розглядати випромінювання таких малих частинок, як змушене коливання електричних зарядів під впливом змінного електричного поля хвилі. Окремі частинки, які попадають у поле світлової хвилі, починають випромінювати поляризоване розсіяне світло з інтенсивністю, пропорційною четвертому степеневі частоти або обернено пропорційною четвертому степеневі довжини хвилі. Синява неба є результат розсіяння сонячного світла за законом Релея окремими мікроскопічними згущеннями повітря (флуктуаціями густини), завжди наявними в атмосфері: сині промені з малою довжиною хвилі розсіюються майже в шістнадцять разів сильніше, ніж червоні. Те ж явище зумовлює червоний колір ранкової і вечірньої зорі: сонячне проміння проходить при цьому товстий шар повітря і втрачає через розсіяння за законом Релея головним чином синє проміння малої довжини хвилі. Ось чому само Сонце і небо в безпосередній близькості від нього забарвлені в червоний колір.

Інфрачервоне проміння, яке має більшу довжину хвилі, ніж проміння видимого світла, при проходженні крізь атмосферу розсіюється значно слабше, ніж останнє. Це використовують у тих випадках, коли треба дістати фотографію дальнього ландшафту, відділеного від спостережника „серпанком“ туманного повітря. Фотографії, одержані за допомогою спеціальних пластинок, чутливих до інфрачервоного проміння, зняті крізь світлофільтр, який не пропускає видимого світла, показують далекі об'єкти, невидимі для ока через серпанок, на віддальх, що іноді досягають кількох сот кілометрів.

Астрономи фотографують планету Венеру, оточену густою атмосферою, в ультрафіолетовому й інфрачервоному проміннях. Вигляд планети в ультрафіолетовому промінні відповідає зовнішньому шарові її атмосфери, бо через велике розсіяння це проміння не виходить назовні з глибоких шарів атмосфери. Навпаки, інфрачервоне проміння проходить навіть крізь досить густі шматні утвори, і фотографії в цьому промінні дозволяють спостерігати поверхню планети, невидиму для ока.

§ 501. Роздільна сила оптичних інструментів. Геометрична оптика дозволяє обчислити величину і віддаль зображень, які дають оптичні си-



Рис. 559. Розсіяння світла маленькою частинкою.

стеми. При цьому користуються поняттям світлових променів, вважаючи, що світло поширюється прямолінійно. Ми розглянули дифракційні явища, які показують, що світлові хвилі, проходячи поблизу непрозорих тіл, отримують їх, через що світло виявляється можливим спостерігати там, де з геометричних міркувань повинна була б бути темнота. Дифракційні явища на краю об'єктива позначаються в тому, що зображення стає розпливчастим, навіть коли оптична система вільна від дефектів.

Нехай, наприклад (рис. 560), AB є об'єктив телескопа, на який падає світло від зорі. В центрі поля зору O спостерігають світло, бо різні



Рис. 560. Дифракція в об'єктиві.

А і В дорівнює парному числу півхвиль; виходить світле кільце. Точки, для яких різниця ходу дорівнює непарному числу півхвиль, у сукупності утворюють темне кільце.

Різниця ходу $\delta = AM - BM$. З наближеного обчислення, аналогічного зробленому в § 481, знайдемо: $\delta = \frac{2xR}{f}$. Прирівнюючи $\delta = \frac{\lambda}{2}$, дістаємо

радіус першого темного кільця $x_1 = \lambda \frac{f}{4R}$.

Грубо можна вважати, що кожна точка спостережуваного в телескопі об'єкта являє собою кружок з радіусом x_1 . Чим отвір телескопа $2R$ більший, тим менший цей кружок і, значить, тим менш розпливчастим виходять зображення. Дифракція є однією з причин, які змушують астрономів будувати телескопи з гігантськими об'єктивами (до одного метра) і дзеркалами (друга причина — підвищення світлосили). Наприклад, рефлектор обсерваторії Маунт-Вільсон має дзеркало з поперечником у 2,5 м. Тепер оптична промисловість в СРСР поставила завдання виготовляти в СРСР великі астрономічні прилади, в першу чергу рефрактор з діаметром у 81 см для Пулковської обсерваторії.

Під роздільною здатністю оптичних інструментів розуміють найменшу кутову віддаль між двома точками, яку даний прилад може ще розрізнити. Так, коли у великий рефлектор обсерваторії Маунт-Вільсон ($R = 1,25$ м, $f = 40$ м) спостерігати подвійну зорю з кутовою віддаллю між компонентами $\alpha = 0,01$, то віддаль зображень $d = f\alpha$ дорівнює 0,002 мм, тоді як дифракційні розміри кожної зорі (можна вважати їх рівними діаметрові першого темного дифракційного кільця) $2x_1 = \frac{\lambda f}{2R} = 0,008$ мм. Таким чином, яким би сильним не був окуляр телескопа, ми не зможемо розглянути обидві зорі зокрема, бо їх дифракційні картини, накладючись одна на одну, дають один загальний світлий кружок

1) Обчислення, зроблене у § 481, придатне для розрахунку дифракції від прямокутного отвору. У випадку круглого отвору розрахунок провадиться трохи інакше. Проте, результат відрізняється при цьому всього лише на коефіцієнт 0,61. Але нас цікавить лише порядок величини. Через це ми відкладаємо коефіцієнт 0,61, а це еквівалентно заміні круглого об'єктива описаним навколо нього квадратним.

(рис. 561). Застосовуючи дуже сильні окуляри, ми будемо лише збільшувати видимий розмір цієї картини, не підвищуючи при цьому роздільної сили телескопа.

Якби явища дифракції не існувало, зорі, що є на кутовій віддалі $0''{,}01$, могли б розділятися телескопом Маунт-Вільсон при окулярі із збільшенням близько 1000 раз.

Дифракція в мікроскопі не дозволяє розрізнити деталі об'єктів, які мають розміри, менші за половину довжини хвилі. При яких завгодно кутових апертурах об'єктива дифракційні кола, що оточують деталі об'єкта, зливаються, коли їх віддаль менша півхвилі, і розрізнити їх кожне зокрема не можна. Очевидно, чим менша довжина хвилі світла,

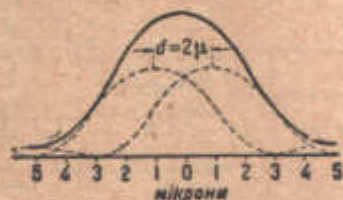


Рис. 561. Зображення подвійної зорі у фокальній площині телескопа.

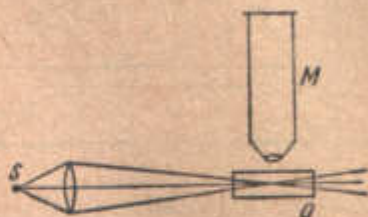


Рис. 562. Схема ультрамікроскопа.

тим більша буде роздільна сила мікроскопа. Тому в останній час роблять для мікроскопів спеціальні оптичні лінзи з кварцу, флуориту і кам'яної солі, які пропускають ультрафіолетове проміння. Мікрофотографії, добути в ультрафіолетовому промінні, дають можливість розглянути тонші деталі об'єкта в наслідок малості довжини хвилі.

Коли частинки дуже малих розмірів яскраво освітлені, в мікроскоп можна помітити наявність їх з дифракційної картини. На цьому принципі Зідентопф і Жігмонді побудували ультрамікроскоп. Об'єкт O (рис. 562), який являє собою, наприклад, емульсію з найдрібнішими суспендованими частинками, освітлюється збіжним пучком світла. Картину спостерігають у мікроскоп M . При сприятливих умовах, коли поле зору зовсім темне (тобто коли в мікроскоп зовсім не попадає пряме світло), можна виявляти частинки, наприклад, колоїдального золота до $0,004\mu = 4 \cdot 10^{-6}$ мм. Розсіяне частинками світло спостерігають у вигляді блискучих зір на фоні темного поля зору.

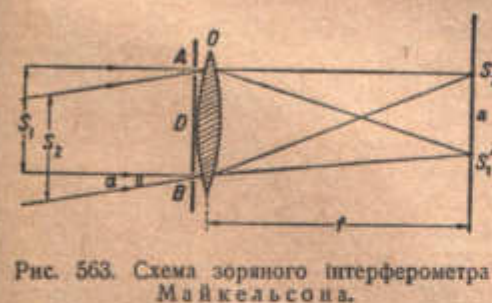


Рис. 563. Схема зоряного інтерферометра Майкельсона.

Роздільна сила телескопа може бути збільшена за допомогою методу, запропонованого Майкельсоном. Його зоряний інтерферометр дозволяє вимірювати кутові розміри зір і віддалей між компонентами подвійних зір, навіть коли вимірювані об'єкти знаходяться за межами роздільної сили телескопа. Якщо перед об'єктивом O (рис. 563) телескопа, на який падає від двох зір світло S_1 і S_2 , поставити діафрагму з двома отворами A і B , то у фокальній площині від кожної зорі матимемо інтерференційну картину. Віддаль між світлими смугами буде при цьому $b = \frac{f}{D}$, де λ — довжина хвилі, f — фокусна віддаль об'єктива і $D = AB$ — віддаль між отворами. Через те що зорі S_1 і S_2 знаходяться на кутовій віддалі α , нульові смуги у фокальній площині, які матимемо в тих місцях, де повинне бути геометрично побудоване зображення кожної зорі, будуть розміщені на віддалі $a = f \cdot \alpha$. Якщо віддаль

§ 502. Зоряний інтерферометр.

Роздільна сила телескопа може бути збільшена за допомогою методу, запропонованого Майкельсоном. Його зоряний інтерферометр дозволяє вимірювати кутові розміри зір і віддалей між компонентами подвійних зір, навіть коли вимірювані об'єкти знаходяться за межами роздільної сили телескопа. Якщо перед об'єктивом O (рис. 563) телескопа, на який падає від двох зір світло S_1 і S_2 , поста-

між отворами A і B мала, то смуги матимемо на великій віддалі одна від одної. В той же час віддаль a нульових смуг не залежить від D . Розподіл яскравості у фокальній площині при невеликій віддалі D показано на рис. 564,а пунктиром для кожної зорі зокрема і суцільною кривою, ординати якої дорівнюють сумі ординат пунктирних кривих, для сумарної картини. При розсуванні отворів смуги кожної зорі стають частішими (b зменшується), тоді віддаль a між нульовими смугами залишається сталою. Кінець-кінцем, коли „період“ b стане рівним $2a$, смуги зникнуть (сумарна картина буде при цьому такою, як це показано суцільною прямою на рис. 564,б). Умови $b = 2a$ дає нам $\frac{\lambda f}{D} = 2f \cdot \alpha$, звідки $\alpha = \frac{1}{2} \frac{\lambda}{D}$.

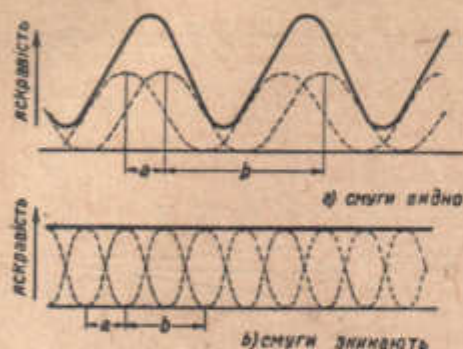


Рис. 564.

Останній вираз дозволяє знаходити кутову віддаль α між зорями на підставі спостереження над зникненням

інтерференційної картини при деякій віддалі D між отворами A і B .

Наш розрахунок стосується не тільки компонент подвійної зорі, а й окремих точок на диску зорі. Вимір віддалі, при якій зникає інтерференційна картина, одержана від зорі, дозволяє визначити кутову величину останньої, а якщо відома її віддаль, то і справжній діаметр. Кутові величини зір такі малі, що для зникнення інтерференційних смуг необхідно розсувати щілини на об'єктиві на віддаль в кілька метрів. Такого діаметра не має ні один телескоп. Тому в застосовуваному на практиці інтерферометрі Майкельсона щілини замінені дзеркалами M_1 і M_2 (рис. 565), розсунутими на віддаль значно більшу, ніж діаметр дзеркала телескопа; друга пара дзеркал M_3 і M_4 направляє світло в телескоп; інтерференційну картину спостерігають в окуляр O . Під час вимірювання дзеркала M_1 і M_2 розсувають до зникнення смуг. Роздільну силу прилада при цьому дістаємо таку, як у інструмента з діаметром дзеркала вдвоє більшим, ніж віддаль між дзеркалами M_1 і M_2 .

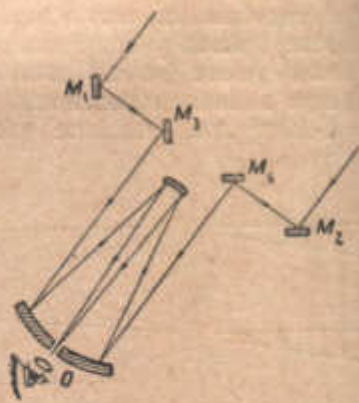


Рис. 565. Застосування дзеркал у зоряному інтерферометрі на телескопі обсерваторії Маунт-Вільсон.

Наприкінці 1920 р. Майкельсону вперше вдалося виміряти кутовий діаметр зорі Бетельгейзе (α Оріона) на інтерферометрі з максимальною віддаллю дзеркал у 6 м, пристосованому до телескопа 2,5 м. Виявилось, що кутовий діаметр Бетельгейзе дорівнює $0''{,}05$, а це відповідає поперечникові в 400 000 000 км. В останній час в обсерваторії Маунт-Вільсон збудовано інтерферометр, який дозволяє розсувати дзеркала до 18 м і, значить, вимірювати кути в тисячні частки секунди.

§ 503. Поляризація світла. Між властивостями звукових і світлових хвиль є велика схожість, але є також і глибока різниця: світлові хвилі — поперечні, а звукові хвилі — поздовжні. У світлових хвилях коливання відбуваються поперек, а в звукових хвилях — вздовж напрямку поширення хвиль. Прикладом поперечних механічних коливань можуть бути коливання вірвовки, розгойданої з одного кінця. Хвиля біжить вздовж вірвовки, а коливання відбуваються у перпендикулярному до неї напрямі.

Світло являє собою електромагнітні коливання; з цього уявлення про світло випливає, як цілком необхідний наслідок, поперечність світлових коливань. Щоб дістати певну аналогію з механічними коливаннями, збудуємо в кожній точці променя AB (рис. 566) вектор, який величиною й напрямом відповідає значенню електричного поля світлової хвилі в даній точці. Ці вектори будуть перпендикулярами до AB ; їх кінці лежать на синусоїді. Ми цілком довільно вибрали випадок, коли всі вектори електричного поля лежать у площині рисунка; це відповідає випадковій вірьовці, розгойдуваної у цій же площині. Світлові коливання, так само як і коливання вірьовки, можуть, звичайно, відбуватися і в інших площинах, які проходять через пряму, що збігається з напрямом поширення коливань. При цьому можна розрізнити два роди коливань: одні, які відбуваються увесь час в одній і тій же площині, і другі,



Рис. 566.

в яких ця площина змінюється з часом. У випадку вірьовки прикладом перших служать коливання вірьовки, розгойдуваної увесь час у вертикальній площині; прикладом других — коливання вірьовки, розгойдуваної то в горизонтальній, то у вертикальній площинах, то в якійсь проміжній площині. У випадку світла, випромінюваного сонцем або свічкою, ми також маємо справу з коливаннями, площина яких змінюється з великою швидкістю і з повною хаотичністю. Причина хаотичності полягає в тому, що випромінювання світлого тіла складається з коливань, які випускаються окремими атомами. Кожну мить в тілі „гаснуть“ мільярди атомів і „запалюються“ мільярди нових. Випромінювання кожного атома складається з коливань, які лежать в одній площині, але на зміну одному атомові приходить інший, що випускає коливання, які лежать в зовсім іншій площині. Ми вже вказували на цю картину випромінювання світла речовиною, коли говорили про інтерференцію, але там нас цікавила не площина коливань, а їх початкова фаза. У виключних випадках, на яких ми зупинимося далі, джерела випускають світло, коливання якого лежать увесь час в одній площині. Найчастіше, проте, таке так зване поляризоване світло матимемо в результаті відбивання або заломлення на поверхні діелектрика.

§ 504. Плоскополяризоване світло. Світло, коливання якого лежать в одній площині, називають плоскополяризованим. Площиною поляризації називають площину, перпендикулярну до площини електричних коливань. Поляризоване світло має своєрідні властивості, цілком зрозумілі з погляду нашої аналогії з вірьовкою. Хвилі, які біжать по вірьовці, розгойдуваній у вертикальній площині, будуть вільно проходити крізь вертикальну щілину між двома дошками (рис. 567). Якщо ж ми повернемо щілину на 90° , то цим припинимо коливання, тобто неначе загасимо їх (рис. 568). У випадку світлових коливань виявляється можливим утворювати подібність такої щілини, яка пропускає світлові коливання, що лежать тільки в певній площині. Якщо кут між цією „щілиною“ і площиною світлових коливань дорівнює 90° , то вона затримає світло цілком.

На досліді одним з найпростіших способів одержання плоскополяризованого світла є відбивання світла від поверхні скла. При відбиванні світла під кутом, тангенс якого дорівнює показникові заломлення скла (приблизно 57°), відбите світло повністю поляризоване. Цей кут називають кутом повної поляризації або кутом Брюстера.

Оскільки в падаючому світлі коливання відбуваються в різних площинах, а у відбитому лишилися тільки коливання, які лежать в одній площині, то можна сказати, що таке скляне дзеркало і є згаданою вище „щілиною“. Щоб у цьому переконатися, треба помістити над склом друге скло так,

як це зображено на рисунку 569, *a*. Друге скло утворить той же кут з променем, як і перше, і якщо повернути це скло навколо променя на 90° (рис. 569, *b*), то від нього не буде відбиватися світло. Пояснюється це тим, що розміщені таким способом дзеркала аналогічні схрещеним щилинам. Це явище цілком доводить поперечність світлових коливань.

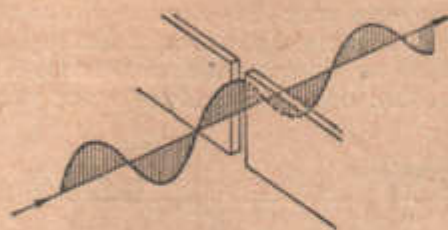


Рис. 567.

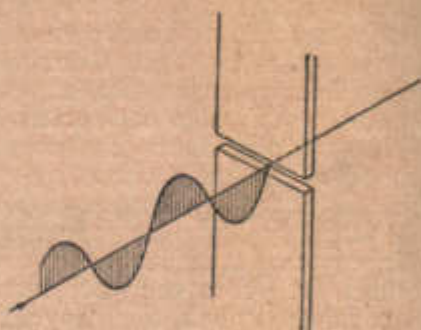


Рис. 568.

Крім світла повністю поляризованого, існує світло частково поляризоване. Світло частково поляризоване відрізняється від природного (неполяризованого) тим, що у нього амплітуда коливань в одній певній площині більша або менша за амплітуди коливань в інших площинах. Прикладом такого частково поляризованого світла є світло, відбите від скла під кутами, відмінними від кута повної поляризації, а також світло,

заломлене склом. Цим користуються для одержання майже повністю поляризованого світла, змушуючи світло заломлятися на цілому ряді поверхень при проходженні крізь стопу із скляних пластинок (рис. 570). При кожному заломленні степінь поляризації збільшується і при зростанні числа пластин прямує до 100%. Практично вже при дев'ятох пластинках степінь поляризації цілком достатній. Всі прилади, які дають поляризоване світло, називаються *поляризаторами*. У випадку плоского дзеркала ми бачили, що ті ж прилади можуть служити і для виявлення поляризації світла. В цьому останньому випадку їх називають *аналізаторами*.



Рис. 569. Поляризація світла при відбиванні від скла.

§ 505. Подвійне променезаломлення. Для одержання поляризованого світла користуються також явищем подвійного променезаломлення, яке полягає ось у чому. Якщо взяти



Рис. 570.

кусок ісландського шпату і покласти його на будьякий напис, то крізь нього ми побачимо напис здвоєним (рис. 571). Роздвоювання зображення буває в наслідок того, що кожному падаючому на поверхню кристала променеві відповідають два заломлених промені. На рис. 572 зображено випадок, коли падаючий промінь перпендикулярний до поверхні кристала; тоді промінь *O*, який називають звичайним, проходить крізь кристал незаломленим, а промінь *E*, що зветься незвичайним, іде по ламаній, зображений на рис. 572. Назви

променів зрозумілі: звичайний промінь поводитьсь так, як ми цього могли сподіватись на підставі відомих законів заломлення. Незвичайний же промінь неначе порушує ці закони. Обидва промені виходять з кристала плоскополяризованими, при чому вони поляризовані у взаємноперпендикулярних площинах. У цьому легко переконались дуже простим дослідом. Візьмемо будьякий аналізатор (наприклад, стопу) і подивимось крізь нього на роздвоєну картину, яку дає кристал. При певному положенні стопи ми побачимо тільки одно з зображень, друге буде погашене. При повороті стопи навколо променя зору на прямий кут це друге зображення з'явиться, зате зникне перше. Таким чином, ми дійсно переконуємося в тому, що обидва зображення поляризовані і саме так, як це було тількищо зазначено.



Рис. 571. Подвійне променезаломлення.

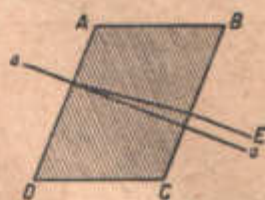


Рис. 572. Подвійне променезаломлення.

§ 506. Пояснення подвійного променезаломлення за Гюйгенсом. Перейдемо тепер до детальнішого розгляду самого явища подвійного променезаломлення. Якщо ми будемо змінювати кут падання променя на поверхню кристала, то при цьому виявиться нова дуже важлива властивість незвичайного променя. Виявляється, що його показник заломлення не сталий, а залежить від кута падання. Оскільки від кута падання залежить і напрям заломленого променя в кристалі, можна сформулювати зазначену властивість ще так: *показник заломлення незвичайного променя залежить від його напрямку в кристалі*. Переходячи, нарешті, від показника заломлення до швидкості поширення, можна сказати, що *швидкість незвичайного променя в кристалі залежить від напрямку його поширення*.

В цьому остаточному формулюванні оптичні властивості кристала збігаються з рештою його властивостей: діелектрична стала, теплопровідність і пружність кристала так само неоднакові в різних напрямках. Відповідність між анізотропією оптичних і електричних властивостей кристала стає цілком зрозумілою, якщо згадати, що швидкість світла обернено пропорціональна квадратному кореневі з діелектричної сталої середовища (§ 426). Якщо від точки, яка лежить на поверхні ісландського шпату, провести всередині кристала радіуси-вектори, величина яких пропорціональна швидкості світла по відповідних напрямках, то кінці їх лежатимуть на поверхні еліпсоїда обертання. Це еквівалентно тому, що хвильова поверхня світлових коливань, які поширюються від точки, має еліпсоїдальну форму відмінно від сферичної при поширенні в аморфному тілі. Увесь час мова, звичайно, йде про незвичайний промінь. Звичайне ж проміння, очевидно, утворює сферичну хвильову поверхню. Таким чином, у кристалі ми маємо два типи хвильових поверхень: еліпсоїди і сфери.

Користуючись простим графічним методом, що базується на принципі Гюйгенса, побудуємо заломлену хвилю як звичайного, так і незвичайного променів (§ 488). Одна хвиля буде дотичною до ряду елементарних сфер, друга буде дотичною до ряду еліпсоїдів (рис. 573). Ми бачимо, що утворюється кут між цими двома плоскими хвилями; це відповідає

утворенню кута між заломленими променями, тобто подвійному променезаломленню.

На відміну від ізотропного середовища в кристалі промінь (незвичайний) вже не є нормаллю до хвильової поверхні. На рис. 573 o означає звичайний промінь, e — незвичайний і n — нормаль.

Проте e і i в кристалі ісландського шпату такий напрям, по якому звичайний і незвичайний промені йдуть з однаковою швидкістю, не розділяючись. Цей напрям зветься оптичною віссю кристала. Очевидно, що на оптичній осі лежать точки стикування еліпсоїда з сферою. У площині, перпендикулярній до оптичної осі, лежать напрями, по яких різниця швидкостей між звичайним і незвичайним променями максимальна. Звичайний і незвичайний промені йдуть при цьому в одному напрямі, але незвичайний випереджує звичайний.

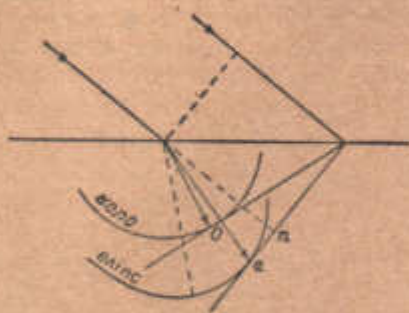


Рис. 573. Побудова Гюйгенса в кристалі.

служить як поляризатор, який дає зразу один поляризований промінь. Є кристали, в яких явища заломлення підлягають ще складнішим законам. Зокрема для них існує два напрями, по яких обидва промені йдуть з однаковою швидкістю, тому такі кристали називаються двоосьовими (наприклад, гіпс). У двоосьових кристалах обидва промені незвичайні, тобто швидкості поширення обох променів залежать від напрямку.

§ 507. Призма Ніколя. Одним з найпоширеніших поляризаторів є так звана призма Ніколя, або просто ніколь. Призма Ніколя являє собою кристал ісландського шпату, розпилений по діагоналі і склеєний канадським бальзамом (рис. 574). У призмі Ніколя один із променів, які виникають в результаті подвійного променезаломлення, усувається дуже дотепним способом. Звичайний промінь, що заломлюється більше, падає на границю з канадським бальзамом під кутом падання більшим, ніж незвичайний промінь. Оскільки показник заломлення канадського бальзаму менший, ніж ісландського шпату, то виникає повне внутрішнє відбиття, і промінь попадає на бічну грань. Бічна грань укрита чорною фарбою і вбирає падаючий на неї промінь. З призми виходить, таким чином, тільки один плоскополяризований промінь (незвичайний). Площина поляризації цього променя називається головною площиною ніколя.

Два ніколи, розміщені один за одним, з взаємно перпендикулярними головними площинами, очевидно, зовсім не пропустять світла. Якщо ж головні площини будуть паралельні, то крізь ніколи пройде максимальна кількість світла. Постає питання, яку кількість світла пропустить така комбінація ніколів при будь-якому проміжному положенні, коли кут α між головними площинами більший ніж нуль, але менший ніж 90° .

Оскільки кожний поляризатор, як ми вже говорили, можна порівняти з щільною, яка пропускає лише коливання, що лежать в її площині, хід обчислення інтенсивності світла, яке пройшло через два ніколи, ясний.

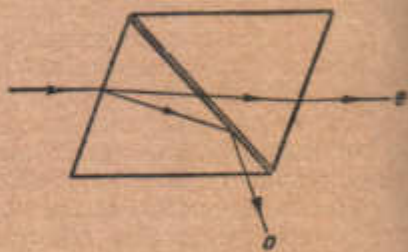


Рис. 574. Призма Ніколя.

Для цього зобразимо головні площини ніколів у вигляді прямих I, II (рис. 575). Тоді коливання, які виходять з першого ніколя, збігаються з I, I, якщо ми їх розкладемо на дві компоненти — одну, яка збігається з II, і другу, до неї перпендикулярну, то перша компонента пройде цілком, а друга, очевидно, буде затримана ніколем. Величина амплітуди складової коливання в напрямі II, як видно з рисунка, дорівнює $A \cos \alpha$, де A — амплітуда коливань, що вийшли з першого ніколя. Ця компонента, як ми тількищо сказали, пройде цілком; таким чином, цей буде амплітуда коливання, що пройшло крізь два ніколи.

Енергія світлової хвилі, як і всякого коливання, пропорційна квадратові амплітуди; отже, остаточно для світлової енергії, яка пройшла крізь два ніколи, ми маємо таку формулу:

$$I = kA^2 \cos^2 \alpha, \quad (12)$$

при чому I змінюється від kA^2 до 0 при зміні α від 0 до $\frac{\pi}{2}$. Таким чином, обертаючи один з ніколів, ми мо-

жемо ослаблювати прохідне світло в будьяке число разів і дістати світло якої завгодно інтенсивності.

§ 508. **Інтерференція поляризованого світла.** Вище, у § 480, як необхідна умова одержування інтерференційних явищ була встановлена когерентність коливань, що додаються. З цього, а також і з означення природного променя випливає один з основних законів інтерференції поляризованих променів, виявлених Араго: якщо ми з того самого природного променя одержимо два промені, взаємно перпендикулярно поляризовані, то ці два промені будуть некогерентними і далі вже не можуть інтерферувати між собою.

Недавно академік С. І. Вавілов теоретично і експериментально довів, що можуть існувати два природних, здавалося б, когерентних промені, які не інтерферують між собою. Для цього в інтерферометрі на шляху одного з променів він уміщав „активну“ речовину, яка обертала площину поляризації на 90° (про обертання площини поляризації буде сказано у § 512). Тоді вертикальна компонента коливань природного про-



Рис. 576. Схема установки для спостереження інтерференції у паралельних променях.

світла, спостережуваних у кристалах. Звичайна схема для спостереження інтерференції у паралельних променях складається (рис. 576) з поляризатора P , кристала K і аналізатора A . Розглянемо для простоти випадок, коли вісь кристала перпендикулярна до променя. Тоді плоскополяризований промінь, який вийшов з поляризатора P , у кристалі K поділиться на два промені, які поляризовані у взаємно перпендикулярних площинах і йдуть в одному напрямі. На рис. 577 OP означає площину коливань променя, який пройшов через поляризатор; a — його амплітуда, OY — напрям оптичної осі кристала; OX — перпендикуляр до осі, OA — головна площина аналізатора. Кристал неначе розкладає коливання OP по осях OY і OX на два коливання Y і X , тобто на незвичайний і звичайний

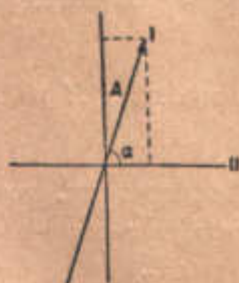


Рис. 575.

промені. Амплітуда незвичайного променя зв'язана з a і кутом α так:

$$Y = a \sin \alpha,$$

Амплітуда звичайного променя:

$$X = a \cos \alpha.$$

Крізь аналізатор пройде лише проекція Y на OA , яка дорівнює

$$A_1 = a \sin \alpha \sin \beta,$$

і проекція X на той же напрям:

$$A_2 = a \cos \alpha \cos \beta.$$

Таким чином, ми дістаємо два коливання A_1 і A_2 , поляризовані в одній площині. Тепер треба взяти до уваги, що між двома променями, внаслідок різниці їх швидкостей у кристалі, з'явилася різниця фаз, яку ми позначимо через δ . Тоді квадрат результуючої амплітуди виразиться так:

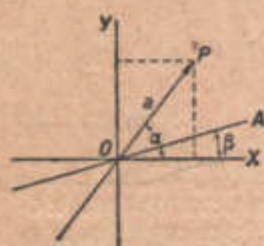


Рис. 577.

$$A^2 = A_1^2 + A_2^2 + 2A_1A_2 \cos \delta = a^2 \sin^2 \alpha \sin^2 \beta + a^2 \cos^2 \alpha \cos^2 \beta + 2a^2 \sin \alpha \cos \alpha \sin \beta \cos \beta \cos \delta. \quad (13)$$

Для спрощення виразу зробимо таке просте перетворення: додамо й віднімемо $2a^2 \sin \alpha \cos \alpha \sin \beta \cos \beta$; тоді, групуючи члени і вводячи функції подвійних і половинних кутів, маємо¹⁾:

$$A^2 = a^2 \cos^2(\alpha - \beta) - a^2 \sin 2\alpha \sin 2\beta \sin^2 \frac{\delta}{2}. \quad (14)$$

З аналізу цієї формули можна дістати пояснення всіх явищ інтерференції поляризованого світла. Перший член правої частини формули визначається взаємним розміщенням поляризатора і аналізатора, тобто кутом між їх головними площинами. При схрещених ніколях $\alpha - \beta = \frac{\pi}{2}$ і перший член обертається в 0; тоді формула набуває такого вигляду:

$$A_1^2 = a^2 \sin^2 2\alpha \sin^2 \frac{\delta}{2}, \quad (15)$$

тобто крізь комбінацію з двох схрещених ніколів проходить світло, якщо між ними вставити кристалічну пластинку. Очевидно, що кількість світла, яке пройшло, залежить від величини різниці ходу променів δ , зв'язаної з властивостями кристала, його подвійним променезаломленням і товщиною. Тільки у випадку $\alpha = 0$ або $\alpha = \frac{\pi}{2}$ буде повна темнота, незалежно від кристала (це відповідає випадкові, коли вісь кристала перпендикулярна або паралельна головній площині ніколя). Тоді через кристал іде тільки один промінь — або звичайний або незвичайний.

Різниця фаз δ залежить від довжини світлової хвилі. Нехай товщина пластинки є l ; довжина хвилі (у пустоті) — λ ; показники заломлення — n_o і n_e .

¹⁾ $A^2 = a^2 \sin^2 \alpha \sin^2 \beta + a^2 \cos^2 \alpha \cos^2 \beta + 2a^2 \sin \alpha \cos \alpha \sin \beta \cos \beta - 2a^2 \sin \alpha \cos \alpha \sin \beta \cos \beta + 2a^2 \sin \alpha \cos \alpha \sin \beta \cos \beta \cos \delta = a^2 (\sin^2 \alpha \sin^2 \beta + \cos^2 \alpha \cos^2 \beta) - 2a^2 \sin \alpha \cos \alpha \sin \beta \cos \beta (1 - \cos \delta) = a^2 \cos^2(\alpha - \beta) - a^2 \sin 2\alpha \sin 2\beta \sin^2 \frac{\delta}{2}.$

Тоді:

$$\delta = 2\pi \left(\frac{l}{\lambda} - \frac{l}{\lambda} \right) = \frac{2\pi l}{\lambda} (n_o - n_e). \quad (16)$$

Тут $\frac{\lambda}{n_o}$ — довжина хвилі звичайного променя, а $\frac{\lambda}{n_e}$ — довжина хвилі незвичайного променя в кристалі. Чим більша товщина кристала і чим більша різниця між n_o і n_e , тим більша δ . З другого боку, δ обернено пропорціональна довжині хвилі λ . Таким чином, якщо для певної довжини хвилі δ дорівнює π , що відповідає максимумові A (бо в даному випадку $\sin^2 \frac{\delta}{2}$ дорівнює одиниці), то для довжини хвилі, вдвоє меншої, δ вже дорівнює 2π , а це дає темноту (бо в даному випадку $\sin \frac{\delta}{2}$ дорівнює нулеві). Цим і пояснюються кольори, спостережувані при проходженні білого світла крізь описану комбінацію з ніколів і кристалічної пластинки. Частина променів, що складають біле світло, гаситься (це ті, в яких δ близька до нуля або до парного числа π), друга ж частина проходить, при чому найсильніше проходять промені, в яких δ близька до непарного числа π . Наприклад, проходять червоні промені, а слабшають сині і зелені або навпаки.

Оскільки у формулу для δ входить l , то стає зрозумілим, що зміна товщини повинна викликати зміну кольору променів, які пройшли крізь систему. Якщо помістити між ніколями клин з кристала, то в полі зору будуть спостерігатися смуги всіх кольорів, паралельні ребру клина і спричинювані неперервним ростом його товщини.

Нарешті, розглянемо, що відбуватиметься із спостережуваною картиною при обертанні аналізатора. Для простоти візьмемо випадок, коли $\alpha = 45^\circ$; тоді наведена вище формула для A_{\perp}^2 перетвориться на

$$A_{\perp}^2 = a^2 \sin^2 \frac{\delta}{2}. \quad (17)$$

Тепер повернемо другий ніколь так, щоб його головна площина стала паралельною головній площині першого ніколя. Тоді $\alpha - \beta = 0$, і формула (14) для A^2 набере вигляду:

$$A_{\parallel}^2 = a^2 - a^2 \sin^2 \frac{\delta}{2} = a^2 \cos^2 \frac{\delta}{2}. \quad (18)$$

Порівнюючи (17) і (18), бачимо, що $A_{\perp}^2 + A_{\parallel}^2 = a^2$, тобто сума інтенсивностей світлових променів, які пройшли в цих двох випадках, дорівнює інтенсивності падаючого променя. Звідси випливає, що картина, спостережувана в другому випадку, є додатковою до картини, спостережуваної в першому випадку. Наприклад, при $\delta = \pi$ схрещені ніколи дадуть світло,

бо в цьому випадку $\sin^2 \frac{\delta}{2} = 1$, а паралельні — темноту, бо $\cos^2 \frac{\delta}{2} = 0$. Як-

що в першому випадку проходить червоне проміння, то у другому випадку, при повороті ніколя на 90° , проходитиме зелене проміння. Ця зміна кольорів на додаткові дуже ефектна, особливо коли інтерференція спостерігається в кристалічній пластинці, складеній з кусочків різної товщини.

§ 509. Кристалічні пластинки у збіжному поляризованому світлі. Досі, як ми вже зазначали, мова йшла про паралельний пучок променів. Далеко складніша справа при інтерференції у збіжному або розбіжному пучку променів. Причиною ускладнення є те, що різні промені пучка про-

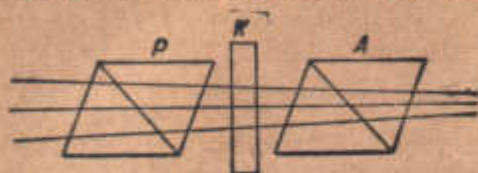


Рис. 578. Схема установки для спостереження інтерференції у збіжних променях.

(рис. 578). Ясно, що в однакових умовах щодо товщини, що Π проходять промені, будуть такі промені, які мають однаковий нахил і сліди яких лежать на одному колі.



Рис. 579. Пластинка одноосового кристала між паралельними ніколами.

Цим пояснюється те, що інтерференційна картина має вигляд концентричних кілець (рис. 579 і 580), перерізаних хрестом, походження якого буде пояснено нижче. Різні частини одного кола не еквівалентні між собою щодо співвідношення інтенсивностей звичайного і незвичайного променів. На рис. 581 AB означає площину коливань променя, який пройшов ніколь P ; оскільки радіуси кіл є слідами площин падіння для відповідних променів, то промінь, який попадає у точку E , розкладеться на



Рис. 580. Пластинка одноосового кристала між схрещеними ніколами.

незвичайний з амплітудою, напрямленою по радіусу, і звичайний з амплітудою, перпендикулярною до радіуса. Це впливає з властивостей звичайного і незвичайного променів; як ми вже зазначали, в даному випадку коливання незвичайного променя лежать у площині падіння, тоді як коливання звичайного променя перпендикулярні до неї. Для двох напрямів AB і CD один з променів зникає, як це видно з рисунка. В A і B зникає звичайний промінь, в C і D зникає незвичайний промінь. У цих точках з кристала виходять плоскополяризовані промені. У випадку схрещених ніколів ці промені гасяться, чим і пояснюється поява чорного хреста, який збігається з AB і CD . У випадку паралельних ніколів той же хрест стає білим. При інтерференції у двоосовому кристалі картина складніша і має вигляд, показаний на рис. 582.

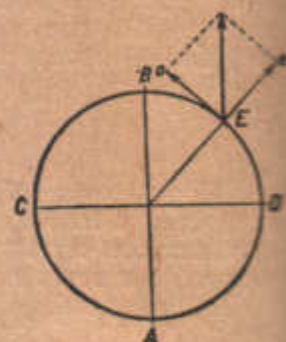


Рис. 581.

§ 510. Оптичний метод дослідження пружних натягів. Подвійне променезаломлення кристалів щільно зв'язане з їх анізотропією.

Якщо у аморфних тіл викликати штучну анізотропію їх властивостей, то при цьому також можна чекати появи подвійного променезаломлення. Справді, кусок скла, стиснутий в одному якомунебудь напрямі, набуває властивостей подвійного променезаломлення. Такий кусок скла,

вміщений між двома ніколами, дає інтерференційну картину (рис. 583), при чому на одній і тій же лінії лежать точки з однаковим стиском або розтягом.

Цим користуються на практиці, коли треба з'ясувати розподіл натягів в якійнебудь механічній деталі. Для цього виготовляють із скла або з целулоїду модель деталі, наприклад, ферми, навантажують її відповідними тягарями і вміщують між схрещеними поляризатором і аналізатором (ніколи або дзеркала). Тоді видима інтерференційна картина зразу дає відповідь на питання, що нас цікавить.

Оскільки подвійне променезаломлення пропорціональне градієнтові натягів у склі, то, аналізуючи спостережувану картину, можна зробити і кількісні висновки. Щоб дістати кількісні дані, необхідно знати різницю фаз між звичайними і незвичайними променями, які бувають у такому штучному кристалі. Різницю фаз вимірюють за допомогою так званого компенсатора — кристалічної пластинки, вирізаної паралельно осі.

Компенсатор, розміщений відповідним чином, завдяки подвійному променезаломленню знищує (компенсує) різницю фаз. Градування компенсатора дає шукану величину різниці фаз.

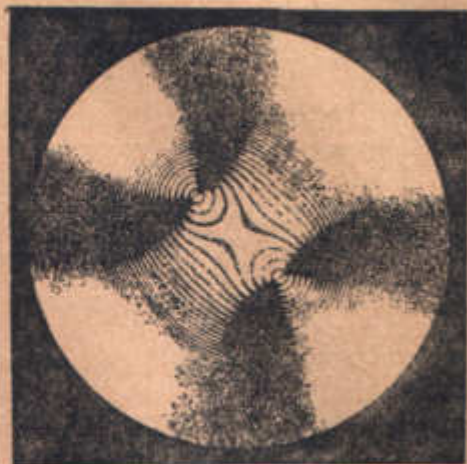


Рис. 582. Картина інтерференції від пластинки двоосового кристала.

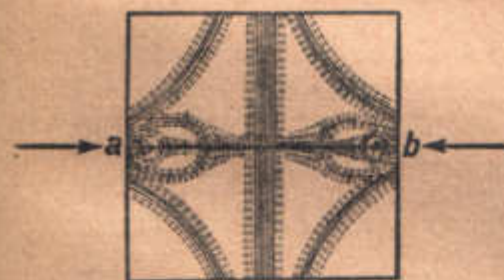


Рис. 583. Картина інтерференції від скляної пластинки, стисненої у точках *a* і *b*.

же веном орієнтацією молекул в електричному полі, що створює структуру, подібну до кристалічної. Чим більшу анізотропію мають молекули, тим сильніший ефект. Звичайно як таку рідину застосовують нітробензол. Схема для спостереження керр-ефекту зображена на рис. 584. Між двома схрещеними ніколами *P* і *A* вміщують або кусок прозорої речовини, або, ще краще, посудину з якоюнебудь непровідною рідиною, наприклад, з нітробензолом; між металічними пластинами, зануреними в рідину, накладається велика різниця потенціалів; тоді рідина стає двозаломною. Різниця показників заломлення n_o і n_e зв'язана з напруженістю поля E таким простим співвідношенням:

$$n_o - n_e = B\lambda E^2, \tag{19}$$

де B — так звана константа Керра; для нітробензолу B має значення $2 \cdot 10^{-5}$ електростатичних одиниць.

§ 511. Ефект Керра. Подвійне променезаломлення в аморфних тілах може викликатись також накладанням електричних і магнітних полів. Магнітне поле дає дуже слабкий ефект; ми тут докладніше зупинимося на дії електричного поля, на так званому керр-ефекті. Поява подвійного променезаломлення в рідинах, уміщених в електричному полі, пояснюється за Лан-

Щоб привести формулу до зручнішого для розрахунку вигляду, помножимо її праву й ліву частини на довжину шару l і поділимо на λ ; тоді дістанемо такий вираз:

$$\frac{ln_0}{\lambda} - \frac{ln_e}{\lambda} = BIE^2, \text{ або } \frac{l}{\lambda} - \frac{l}{\lambda} = BIE^2. \quad (20)$$

Через те що $\frac{\lambda}{n_0}$ — довжина хвилі звичайного променя в рідині, то $\frac{l}{\lambda}$ — число хвиль звичайного променя, які вкладаються на l ; $\frac{l}{\lambda}$ — та ж величина для незвичайного променя. Тому ліва частина вищевказаної формули є не що інше як різниця ходу між цими променями, виражена числом довжин хвиль.

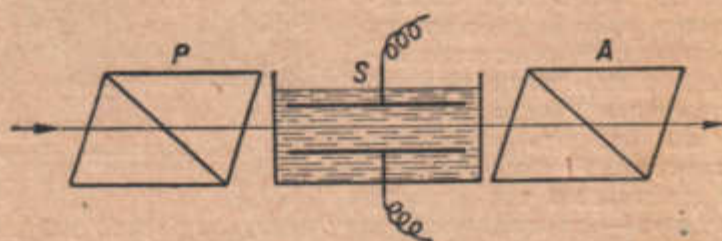


Рис. 584. Схема установки для спостереження ефекту Керра.

З формули (20) легко обчислити різницю потенціалів, необхідну для одержання максимуму світла, яке пройшло крізь керрівську установку, описану вище. Як ми вже зазначали у § 508, максимум яскравості при скрещених ніколях відповідає різниці фаз π або (це те саме) різниці ходу в півхвилі, тобто ліва частина (20) повинна дорівнювати 0,5. У випадку нітробензолу константа B має величину близько $2 \cdot 10^{-5}$; довжину посудини візьмемо рівною 5 см; віддаль між пластинами нехай буде 5 мм. Тоді:

$$0,5 = 2 \cdot 10^{-5} \cdot 5 \cdot \left(\frac{V}{0,5}\right)^2,$$

де V — різниця потенціалів в електростатичних одиницях;

$$V = \sqrt{\frac{0,5 \cdot 0,25}{2 \cdot 10^{-5} \cdot 5}} = 35,36 \text{ електростатичної одиниці потенціала} \approx 10\,000 \text{ V.}$$

Головна цінність керр-установки полягає у відсутності інерції; час, потрібний для встановлення і зникнення ефекту, порядку 10^{-8} — 10^{-9} секунди. У зв'язку з цим керр-установку застосовують скрізь, де треба мати швидку зміну світлового променя, наприклад, у звуковому кіно, у телебаченні і т. д.

§ 512. **Обертання площини поляризації.** Якщо на ніколь падає плоскополяризований промінь і між головною площиною ніколя і площиною поляризації променя є якийсь кут, то площина поляризації променя, що вийшов з ніколя, буде повернута на той же кут. Власне кажучи, як ми вже бачили вище, неправильно в даному разі говорити про поворот площини поляризації. Крізь ніколь проходить лише проекція на даний напрям вихідного коливання. Чим більший кут, тим менша амплітуда, що пройшла (§ 507, формула 12).

У так званих активних речовинах справа стоїть зовсім інакше. У них справді відбувається поворот площини поляризації променя, що проходить. Поворот пропорціональний товщині речовини, що її проходить промені. Промінь, що вийшов, має ту ж амплітуду, але іншу площину поляризації. Схема установки для спостереження явища обертання поляризації аналогічна схемі для спостереження інтерференції (рис. 576): між двома ніколями A і P вміщують або кусок активної речовини або посудину, наповнену активною рідиною. Якщо ми вміщуємо активну речовину між схрещеними ніколями, то поле світлішає, і, щоб знову дістати темноту, треба повернути аналізатор на певний кут. Очевидно, цей кут дорівнює кутові повороту площини поляризації. Величина і напрям повороту залежать від речовини і її товщини, а також від довжини хвилі світла.

З твердих речовин до числа дуже обертаючих площину поляризації належать цукор і кварц; з рідин: винна кислота і цукровий розчин.

Активні речовини поділяються на право- і лівообертаючі, залежно від напрямку обертання. Наприклад, кварц буває право- і лівообертаючим, а право- і лівообертаюча винна кислота.

Явище обертання площини поляризації щільно зв'язане з структурою речовини. В органічних речовинах обертання пояснюється наявністю асиметричного атома вуглецю, тобто атома вуглецю, в якого всі чотири валентності насичені різними атомами. Схематично при цьому можливі два по суті різні розміщення, показані на рис. 585; тут зачорнений кружок означає атом вуглецю, а X , Y , Z

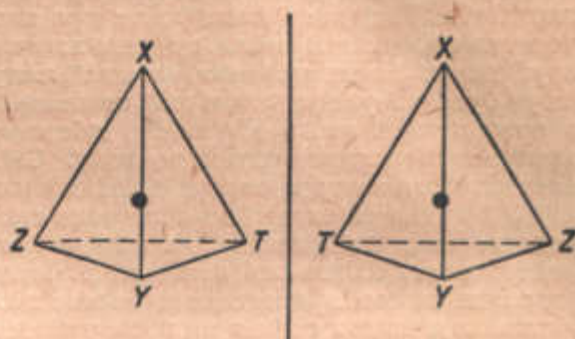


Рис. 585.

і T — атоми різних елементів. Якщо ліва схема відповідає одному напрямку обертання, то права — другому, при чому обидві схеми, очевидно, зображають одну й ту ж хемічну речовину. Крім структури самих молекул, має значення також і їх розміщення. Особливо виразно це видно з того факту, що закручуваний кусок неактивної речовини, наприклад, желатину, набуває активності вздовж осі обертання. Площина поляризації обертається при цьому в напрямі, протилежному до напрямку закручування.

Явищем обертання площини поляризації користуються для визначення концентрації будьякої активної речовини в розчині. Оскільки величина кута повороту пропорціональна концентрації активної речовини і товщині шару, то від вимірної величини обертання легко перейти до концентрації. Для цього треба лише знати величину питомої обертальної здатності, віднесеної до одиниці концентрації і одиниці товщини.

Для виявлення невеликих кількостей речовин, наприклад, цукру, в розчинах необхідно мати досить чутливий прилад, який виявляє дуже невеликий поворот площини поляризації. Наведена вище схема непридатна для цього; через це схема сахариметра (прилад для визначення концентрації цукру) трохи ускладнена. Додають звичайно, крім ніколів, ще так званий бікварц. Бікварц складається з двох кварцових пластинок, вирізаних перпендикулярно до оптичної осі (рис. 586). Одна пластинка правообертаюча, друга — лівообертаюча. Товщина пластинок дібрана так (3,75 мм), що при вміщенні їх між схрещеними ніколями проходить лише червоне й фіолетове проміння, тоді як середина спектра (жовтозелене) гаситься. Поле має тоді синювато-фіолетове „чутливе“ забарвлення. При

найменшому повороті поляризатора або аналізатора забарвлення обох половинок бікварцу різко змінюється. Якщо одна з половинок забарвлюється в синій колір, то друга — в червоний або навпаки, залежно від напрямку обертання. Якщо ми повернули поляризатор, то для відновлення рівності забарвлення необхідно повернути на такий же кут аналізатор. В сахариметрі бікварц вміщають між посудиною й аналізатором (рис. 587). Встановивши при порожній посудині аналізатор на чутливе забарвлення бікварцу, наливають рідину і поворотом аналізатора добиваються



Рис. 586.
Бікварці.

відновлення чутливого забарвлення; як зазначалось, поворот аналізатора дорівнює поворотові площини поляризації. На лямбі аналізатора наносяться значення концентрації цукру.



Рис. 587. Схема сахариметра.

P — поляризатор, *S* — обертаюча речовина,
B — бікварці, *A* — аналізатор.

§ 513. Еліптична поляризація. Досі мова йшла лише про плоскополяризоване світло. Проте, поняття поляризації світла є далеко загальнішим і охоплює багато більший круг явищ. Поляризованим, взагалі кажучи, називають промінь, в якому існує будьяка упорядкованість коливань. Наприклад, світловий промінь, в кожній точці якого рівномірно обертається його електричний вектор, називається поляризованим по колу. Світловий промінь, у якого кінець електричного вектора описує еліпс, зветься еліптично поляризованим.

У природі еліптично поляризоване світло дістаємо при відбиванні природного світла від металу. Розжарені метали випускають світло, яке має певну частку еліптичної поляризації. Легко також дістати еліптично поляризоване світло з плоскополяризованого. Власне кажучи, ми його вже діставали в наших схемах як проміжний стан, але не звертали на це уваги. Справді, при проходженні кристалічної пластинки в інтерференційних дослідах з неї виходив промінь, що складався з двох взаємно перпендикулярних коливань, які відставали одне від одного фазою. При різниці фаз, не рівній нулеві або цілому числу π , додавання таких коливань дає, взагалі кажучи, рух по еліпсу, а в окремому випадку рівності осей по колу. Таким чином, кристал кварцу, вирізаний паралельно оптичній осі і відповідно розміщений, може обернути плоскополяризоване світло у світло поляризоване по колу. Кварц же, вирізаний перпендикулярно до площини осі, просто повертає площину поляризації на певний кут, як це зазначалось у попередньому параграфі. Аналіз еліптично поляризованого світла полягає у визначенні осей еліпса, рівних відповідним амплітудам, і різниці фаз складових коливань. Для цієї мети вживають, крім аналізаторів, згадані вище компенсатори, які служать для визначення різниці фаз. Еліптично поляризоване світло є найзагальнішим типом поляризованого світла; вся решта видів поляризації є окремі випадки еліптично поляризованого світла, як ми на це вже вказували.

§ 514. Електромагнітна теорія світла. Відбивання світла. Тиск світла. В цьому параграфі і в дальших параграфах цього розділу ми розглянемо явища, які відбуваються при взаємодії світла з речовиною. При цьому ми побачимо, що основні явища відбивання, заломлення і вбирання світла можуть бути цілком пояснені його електромагнітною природою.

Для дальшого нам необхідні два основні співвідношення з теорії електромагнітного поля. За Максвеллом (див. § 426), швидкість поширення u електромагнітних хвиль у середовищі, діелектрична стала ϵ цього середовища і його магнітна проникність μ зв'язані такою формулою:

$$u = \frac{c}{\sqrt{\epsilon\mu}}, \quad (21)$$

тобто, переходячи до оптичних термінів,

$$n = \frac{c}{u} = \sqrt{\epsilon\mu}. \quad (22)$$

Багато прозорих для світла речовин є діелектриками, наприклад, скло, вода, масло, гас і т. д. В діелектриках, як відомо, $\mu \approx 1$; отже, в даному випадку формула (22) набирає простого вигляду:

$$n = \sqrt{\epsilon}. \quad (22a)$$

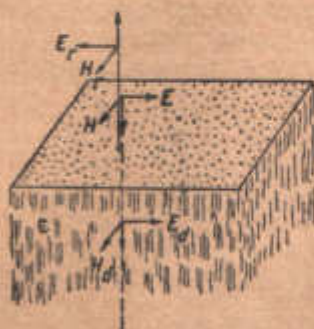


Рис. 588. Відбивання від поверхні скла.

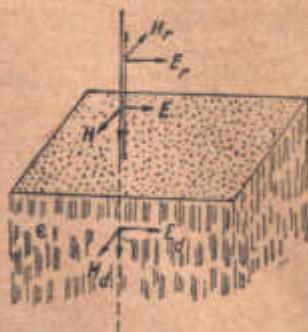


Рис. 588а.

Енергія електромагнітної хвилі пропорційна квадратові амплітуди електричного вектора E і магнітного H ; густина енергії I зв'язана з E і H таким співвідношенням (§ 427):

$$I = \frac{\epsilon E^2}{4\pi} = \frac{\mu H^2}{4\pi}. \quad (23)$$

Величини електричного і магнітного полів зв'язані між собою таким співвідношенням:

$$\sqrt{\epsilon}E = \sqrt{\mu}H, \quad (24)$$

з якого одержано співвідношення (23) (§ 427).

Ось, власне кажучи, всі необхідні співвідношення. Користуючись ними, розглянемо явища відбивання світла від поверхні скла і знайдемо коефіцієнт відбивання. Для простоти обмежимося випадком падання променя по нормалі.

На рис. 588 E і H — електричний і магнітний вектори напруженості падаючого променя; відповідно E_r і H_r — вектори у відбитому промені і E_d і H_d — у промені, що пройшов середовище. Енергія падаючої хвилі:

$$I = \frac{E^2}{4\pi};$$

енергія відбитої хвилі:

$$I_r = \frac{E_r^2}{4\pi}.$$

Нас цікавить коефіцієнт відбивання, тобто відношення I_r до I ; через те що:

$$\frac{I_r}{I} = \frac{E_r^2}{E^2}.$$

то треба знайти $\frac{E_r}{E}$. Відбиваюча поверхня є границею двох середовищ з різними ϵ , але з однаковими μ , рівними одиниці. На границі двох діелектриків величина дотичних складових електричної і магнітної сил, як зазначено в розділі XII, не робить ніякого стрибка, а змінюється неперервно (у протилежність перпендикулярним складовим електричної сили). Отже, електрична сила у точці, нескінченно близькій до границі, але такій, що лежить над нею, повинна дорівнювати електричній силі у такій же точці, що лежить під границею у склі. Електричне поле над границею складається з поля падаючої хвилі і поля відбитої хвилі. Отже, напруженість його дорівнює $E - E_r$; знак мінус пояснюється протилежним напрямом E і E_r (рис. 588). Електричне поле під границею у склі має напруженість E_d . З рівності полів маємо:

$$E - E_r = E_d. \quad (24a)$$

Те саме стосується і магнітних полів, тому:

$$H + H_r = H_d. \quad (24b)$$

Власне, вибір цих двох рівнянь до певної міри довільний. Про напрям векторів E і H у відбитому світлі ми знаємо тільки, що вектори E , H і вектор, який характеризує напрям променя, повинні складати правогвинтову систему. Тому з тим самим успіхом ми могли б написати два такі рівняння:

$$\left. \begin{aligned} E + E_r &= E_d \\ H - H_r &= H_d \end{aligned} \right\} \quad (24b)$$

це відповідає б рис. 588а.

Яке розміщення векторів відповідає дійсності, ми дізнаємось, розв'язавши рівняння, при чому обидві системи рівнянь приведуть нас до того самого результату (з двох рисунків рис. 588 є правильний). Рівняння для магнітних полів і в першому і в другому випадках можна перетворити, скориставшись формулою (24), за якою в даному разі:

$$H_d = \sqrt{\epsilon} E_d; \quad H = E, \quad H_r = E_r.$$

Дістаємо:

$$E + E_r = \sqrt{\epsilon} E_d \quad \text{і} \quad E - E_r = \sqrt{\epsilon} E_d.$$

Оскільки нас цікавить E_r/E , виключимо з цих рівнянь величину E_d , яка, згідно з попереднім, дорівнює $E - E_r$ або $E + E_r$, і таким чином відповідно знайдемо:

$$E + E_r = \sqrt{\epsilon}(E - E_r) \quad \text{і} \quad E - E_r = \sqrt{\epsilon}(E + E_r),$$

звідки:

$$\left. \begin{aligned} \text{з першої системи} \quad \frac{E_r}{E} &= \frac{\sqrt{\epsilon} - 1}{\sqrt{\epsilon} + 1} \\ \text{і з другої} \quad \frac{E_r}{E} &= -\frac{\sqrt{\epsilon} - 1}{\sqrt{\epsilon} + 1} \end{aligned} \right\} \quad (25)$$

Через те що $\sqrt{\epsilon} > 1$, то в першому випадку в правій частині стоїть додатна величина, а в другому випадку — від'ємна величина. Зміна ж знака відповідає зміні напрямку вектора на зворотний. Отже, напрям вектора E_r на рис. 588 вибрано правильно, а рис. 588а необхідно змінити на зворотний.

Виходячи з будьякої системи рівнянь, що характеризують граничні умови, ми приходимо до висновку, що E_r повинне мати у відбитій хвилі напрям, протилежний напрямові E . Інакше кажучи, при відбиванні від більш густої середовища ($\sqrt{\epsilon} > 1$) фаза електричного вектора змінюється на π — маємо втрату півхвилі. Таким чином, ми довели, виходячи з електромагнітної теорії світла, правильність твердження, висловленого в § 482.

Магнітний вектор у відбитому промені матиме той самий напрям, що і в падаючому, тобто ніякої зміни фази не відбувається.

На границі з менш густим середовищем матимемо картину обернену: електричне коливання відбивається без зміни фази, а магнітне втрачає півхвилі.

Переходячи тепер до питання про коефіцієнт відбивання, скористуємось формулою (22а), з допомогою якої дістанемо:

$$\frac{I_r}{I} = \left(\frac{1-n}{1+n} \right)^2. \quad (25a)$$

У звичайних стеклах коефіцієнт заломлення близько 1,5. Отже, коефіцієнт відбивання за формулою (25а) дорівнює приблизно 4%; в цьому легко переконались з допомогою звичайної підстановки.

При косому паданні променя на поверхню коефіцієнт відбивання тим більший, чим більший кут між променем і нормаллю, і прямує із збільшенням кута до одиниці. На рис. 589 зображено хід коефіцієнта відбивання залежно від кута падання. По осі абсцис відкладено кути, по осі ординат — коефіцієнт відбивання. Ми бачимо, що коефіцієнт відбивання в границях приблизно від 0 до 50° змінюється повільно, від 50 і до 90° — крива круто підноситься.

При косому паданні важливу роль грає поляризація падаючого світла. Коефіцієнт відбивання буде великою мірою залежати від характеру і степеня поляризації. Якщо падає природний промінь, то відбитий буде плоскополяризований (частково або цілком), бо коефіцієнт відбивання для електричного коливання, яке лежить у площині падання, буде менший, ніж для коливання, перпендикулярного до площини падання.

У випадку падання світла на поверхню металу, крім діелектричної сталі і магнітної проникності, ще важливу роль гратиме провідність. З електромагнітної теорії випливає, що чим краще метал проводить струм, тим краще він відбиває світло. Проте, електромагнітна теорія не дає правильного пояснення всіх спостережуваних в цьому випадку фактів.

Досі ми говорили тільки про енергію світлової хвилі; але з електромагнітної теорії світла виходить, що електромагнітній хвилі, крім енергії, властивий ще імпульс. Звідси випливає, що світлові хвилі, які освітлюють якенебудь тіло, тиснуть на нього, тобто надають йому імпульсу.

При повному вбиранні світла тілом, очевидно, світлові хвилі просто віддають йому свій імпульс.

Величина світлового тиску в динах на 1 см² при перпендикулярному паданні променя для тіла, що цілком вбирає випромінювання, чисельно дорівнює об'ємній густині радіації в ергах.

При повному відбиванні світла від тіла, очевидно, так само як у випадку удару пружної кулі, світлова хвиля надасть тілу подвоєного імпульсу.

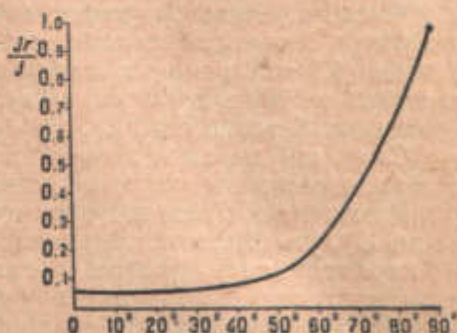


Рис. 589. Залежність коефіцієнта відбивання неполяризованого світла від кута падання.

Якщо тіло має коефіцієнт відбивання r , то світловий тиск на одиницю його поверхні $p = \rho(1+r)$, де ρ — об'ємна густина радіації в ергах/см³. Якщо на 1 см² поверхні за 1 сек падає ε ергів променевої енергії, то об'ємна густина випромінювання $\rho = \frac{\varepsilon}{c}$, де c — швидкість світла. Отже, світловий тиск:

$$p = \frac{\varepsilon(1+r)}{c}.$$

Числове значення тиску надзвичайно мале. Так, чорна поверхня, освітлена перпендикулярним сонячним промінням, зазнає тиску всього близько 4,5 міліграмів на квадратний метр. Світловий тиск уперше був виявлено в 1900 р. дослідями Лебедева, які потвердили завбачення електромагнітної теорії світла.

Сила, що діє на освітлене тіло, в результаті світлового тиску буде очевидно, меншати разом із зменшенням поверхні тіла.

Розглянемо сферичну частинку, що входить у склад хвоста комети; на неї будуть діяти при проходженні біля Сонця дві сили — притягальна і відштовхувальна, сила тяжіння і сила світлового тиску. Із зменшенням розмірів частинки сила тяжіння буде меншати пропорційно об'єму частинки, тобто як куб її радіуса. Сила світлового тиску буде меншати як поверхня частинки, тобто пропорційно квадратові її радіуса. Для великих тіл сила тяжіння, звичайно, багато більша, ніж сила світлового тиску, але ми бачимо, що із зменшенням розмірів друга сила менше-

повільніше, ніж перша. При певному розмірі вони зрівноважують одна одну, а при дальшому зменшенні сила світлового тиску стає навіть більшою, ніж сила тяжіння. В результаті, дрібні частинки, які складають хвіст комети, ніби „віддуваються“ від Сонця сонячним світлом. От чому хвіст комети напрямлений завжди від Сонця.

§ 515. Дисперсія. Промінь світла, проходячи крізь призму (рис. 590), розкладається на складові кольори. Пояснюється це тим, що показник заломлення скла, з якого зроблена призма, залежить від довжини хвилі світла, яке проходить крізь скло. Промінь з різною довжиною хвилі при-

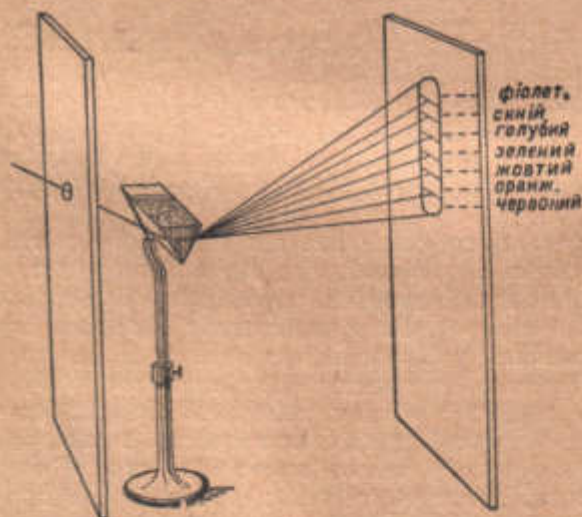


Рис. 590. Дисперсійний спектр білого світла.

зма заломлює різно. У скла показник заломлення для фіолетового проміння більший, ніж для червоного, тобто показник заломлення спадає з зростанням довжини хвилі.

Таким чином, з досліду випливає, що показник заломлення не є сталою величиною, яка характеризує речовину, а залежить від довжини хвилі падаючого світла. Разом з тим у попередньому параграфі ми зазначали, що показник заломлення n дорівнює кореневі квадратному з діелектричної сталі. Маємо ніби суперечність: одна й та ж величина є змінною і в той же час вона залишається рівною певній сталій $\sqrt{\varepsilon}$ (формула 22а).

Крім того, числове значення для n , одержане добуванням квадратного кореня з ϵ , різко розходиться з експериментальними даними для твердих тіл і збігається лише для газів. Наприклад, для води $n=1,33$, а не 9, як випливало б з формули (22а), бо $\epsilon=80$.

Всі ці суперечності розв'язуються дуже легко, якщо ми вдумамось в те, що ми називаємо діелектричною сталою. Формула (22а) одержана з розгляду світлової хвилі як електромагнітного коливання, швидкість поширення якого в середовищі залежить від електричних властивостей цього середовища. Звичайна діелектрична стала ϵ характеризує властивості середовища в умовах сталого електричного поля. Для визначення її в умовах сталого поля вимірюють, наприклад, ємність конденсатора. Коли крізь середовище проходить світло, то справа стоїть інакше. Середовище попадає у швидкозмінне поле світлової хвилі. Частота зміни досягає колосальної величини, яка дорівнює приблизно 10^{15} раз на секунду. Очевидно, що значення ϵ , виміряне в умовах сталого поля, не буде придатне для випадку електричних полів такої частоти. В електростатиці (§ 287) ми вказували на зв'язок між діелектричною сталою і електричними властивостями окремої молекули речовини. Молекулу розглядають як пружиний диполь, що складається з позитивного і негативного зарядів, між якими діє квазіпружна сила. В сталому електричному полі всі молекули поляризуються; їх електричний момент пропорціональний накладеному полю. Діелектрична стала залежить від величин цих моментів. У випадку швидкозмінного електричного поля світлової хвилі елементарні заряди, що входять до складу молекули, швидко коливаються. Амплітуда цих коливань визначає максимальний електричний момент поляризованої молекули. Так само, як і при сталому полі, електричний момент молекули визначає величину діелектричної сталої. Таким чином, щоб дістати цікаву для нас величину діелектричної сталої і показник заломлення, необхідно трохи докладніше зупинитися на внутрішньомолекулярних коливаннях.

Ці коливання є типовим прикладом змушених коливань (§ 125). Оскільки в молекулі негативні заряди (електрони) мають значно меншу масу, ніж позитивні заряди, остільки ми можемо вважати, що в молекул відбуваються коливання негативного заряду відносно нерухомого позитивного¹⁾. Зовнішньою силою в даному випадку буде eE , і рівняння руху частинки, що коливається, за аналогією з механічними коливаннями, набуде такого вигляду:

$$m \frac{d^2x}{dt^2} = -cx - eE,$$

де $E = E_0 \sin \omega t$ — поле світлової хвилі, а ω — частота падаючих коливань.

У випадку електростатичного поля прискорення електрона $\frac{d^2x}{dt^2}$ дорівнює нулеві, і ми дістанемо звичайне співвідношення для поляризації

$$x = \frac{-eE}{c},$$

з якого можна дістати формулу для статичної діелектричної сталої.

В змінному полі електромагнітної хвилі прискорення електрона вже не дорівнює нулеві. Прискорення буде, очевидно, пропорціональне (§ 127) квадратів частоти ω^2 коливань, що приходять. Через те що інертна маса

¹⁾ Проте, в дисперсії часто відіграють роль і коливання більш масивних частинок, ніж електрон. Ми для простоти обмежуємось коливаннями електронів.

електрона надзвичайно мала, член $\frac{md^2x}{dt^2}$, тобто інерція електрона, починає відігравати дуже важливу роль тільки вже при значних частотах.

Відповідно до того, що було сказано в § 127, розв'язок цього рівняння має такий вигляд:

$$x = \frac{eE}{m(\omega_0^2 - \omega^2)},$$

де ω_0 — власна частота молекули. Увівши замість кутової частоти ω величину ν ($\omega = 2\pi\nu$), будемо мати відповідно

$$x = \frac{eE}{m4\pi^2(\nu_0^2 - \nu^2)}.$$

Електричний момент молекули виражається добутком зміщення внутрішньомолекулярних зарядів x на величину заряду e . Нехай N означає число молекул в одиниці об'єму. Тоді поляризація одиниці об'єму середовища є Nxe .

Уявимо собі конденсатор, між обкладками якого, віддаленими на 1 см одна від однієї, знаходиться розглядане нами діелектричне середовище. Завдяки поляризації середовища на обкладках конденсатора індуктуються заряди і відповідно збільшується ємність конденсатора. Число ліній електричної індукції, які пронизують будьяку паралельну обкладкам площинку в 1 см², що дорівнює ϵE , складається: 1) з ліній індукції зовнішнього накладеного поля E і 2) з тих ліній індукції $4\pi \cdot Nxe$, які починаються на зарядах, індуктованих завдяки поляризації середовища на обкладках конденсатора. Таким чином:

$$\epsilon E = E + 4\pi Nxe.$$

Звідси:

$$\epsilon = 1 + \frac{4\pi Nxe}{E}.$$

Підставляючи сюди наведений вище вираз для зміщення x , знаходимо:

$$\epsilon = 1 + \frac{Ne^2}{m\pi(\nu_0^2 - \nu^2)}. \quad (26)$$

Ми дістали шукану формулу, яка зв'язує діелектричну сталу з частотою падаючих коливань і з власною частотою молекул. Ми бачимо, що справді діелектрична стала не є вже сталою, яка характеризує речовину, а залежить від частоти падаючих коливань. За формулою (22а) можна написати, що

$$n^2 = 1 + \frac{Ne^2}{m\pi(\nu_0^2 - \nu^2)}. \quad (27)$$

Таким чином, ми маємо формулу, яка дає залежність показника заломлення від довжини хвилі або частоти. Цю формулу звуть формулою Зельмейєра, іменем дослідника, який перший дістав її з трохі інших уявлень. Подивимось тепер, як за формулою (27) повинен змінюватися показник заломлення залежно від частоти. Хід n залежно від ν зображено

на рис. 591. При частоті, яка дорівнює нулеві, n дорівнює $1 + \frac{Ne^2}{m\pi\nu_0^2}$. Із зростанням ν від 0 до ν_0 показник заломлення n росте, досягаючи при ν_0 нескінченного значення. При дальшому зростанні частоти n стає меншим

за одиницю і прямує із зростанням ν до одиниці. Отже, із зростанням ν зростає і n . Така залежність n від ν зветься нормальною дисперсією.

На перший погляд дуже дивним здається те, що є область частот, для якої n менше за одиницю, тобто швидкість світла у середовищі більша, ніж швидкість світла в пустоті. Щоб пояснити це непорозуміння, треба пригадати різницю між фазовою і груповою швидкостями, розглянену в § 135. Адже, коли ми експериментально визначаємо швидкість світла, ми визначаємо по суті швидкість поширення будь-якого сигналу, тобто групи хвиль. Отже, швидкість поширення світлової енергії є швидкістю груповою. При заломленні, навпаки, відіграє роль швидкість поширення фази. Адже, при побудуванні заломлених поверхень за принципом Гюйгенса (§ 488) ми брали до уваги запізнювання фази. Отже, у показник заломлення входить фазова швидкість. Зв'язок між груповою і фазовою швидкістю, як ми бачили, виражається такою формулою (§ 135):

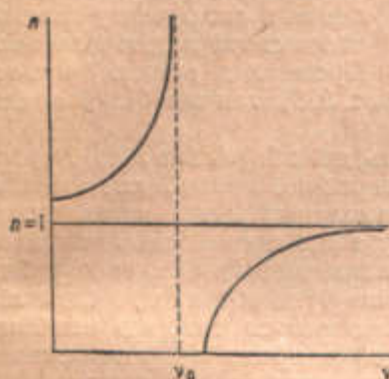


Рис. 591. Залежність показника заломлення від частоти за формулою Зельмейера.

$$v = \frac{u^2}{u - \omega \frac{du}{d\omega}}$$

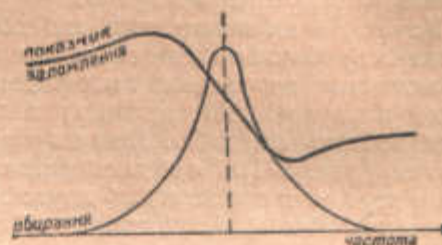


Рис. 592. Залежність показника заломлення і коефіцієнта вбирання від частоти.

де v — групова швидкість і u — фазова швидкість. Оскільки при нормальній дисперсії похідна $\frac{dn}{d\omega}$ завжди більше за нуль, а значить $\frac{du}{d\omega} < 0$ (бо $n = \frac{c}{u}$), то звідси $u - \omega \frac{du}{d\omega}$ більше u . Отже, $v < u$, тобто швидкість поширення енергії менша за фазову швидкість. Таким чином, і в тій області частот, де показник заломлення n менший за одиницю (і де, отже, фазова швидкість u більша, ніж швидкість світла c в пустоті), швидкість поширення енергії світла v буде все таки не більша, ніж c .

В реальних тілах крива дисперсії не має такого розриву, який зображено на рис. 591. Справа в тому, що в реальних тілах відбувається вбирання світлової енергії — явище, аналогічне до тертя в механічних коливаннях. Вбирання особливо сильне в тих областях, де показник заломлення великий. Наприклад, у скла показник заломлення швидко росте до фіолетового кінця спектра. Разом з тим відомо, що скло сильно вбирає ультрафіолетове проміння. Якщо зобразити залежність вбирання від частоти, то ми дістанемо криву, зображену на рис. 592, яка має максимум для резонансної частоти. Нижче ми докладніше зупинимося на явищі вбирання світла; зараз для нас є важливий лише той вплив, який вбирання („тертя“) має на показник заломлення. Через вбирання дисперсійна крива вже не має розриву (пор. рис. 592 з рис. 591). З'являється область

аномальної дисперсії. Область аномальної дисперсії цікава тим, що в ній показник заломлення меншає із зростанням частоти³⁾. Експериментально аномальну дисперсію легко спостерігати в парах металів. Найбільш вдалим експериментальним роботами з аномальної дисперсії в парах натрію є роботи академіка Рождественського.

§ 516. Хроматична аберація. Існування дисперсії дуже шкідливе з погляду оптика-конструктора зірних приладів і фотоапаратів і разом з тим дуже корисне з погляду оптика-спектроскопіста. Справа в тому, що наявність

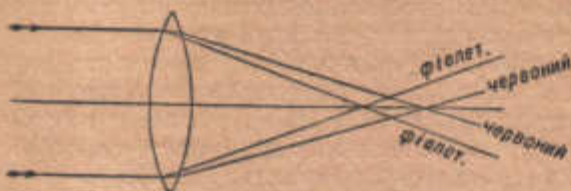


Рис. 593. Ахроматична лінза — різним кольорам відповідають різні фокуси.

дисперсії викликає так звану хроматичну аберацію. Хроматична аберація полягає в забарвленні зображення. Хроматична аберація пояснюється тим, що фокусна віддаль лінзи залежить від показника заломлення скла, а показник заломлення в свою чергу залежить від частоти падаючого світла. Промені з різною частотою

будуть збиратися лінзою в різних точках (рис. 593), так що білий предмет

набуває забарвлення по краях.

Усувають це явище тим, що добирають дві або кілька лінз із різних стекел з приблизно однаковим ходом дисперсійної кривої, але з різними абсолютними значеннями коефіцієнта заломлення. Ідеальними були б стекла з паралельним ходом кривих. Лінзу з більшим показником заломлення роблять опуклою. Лінзу з меншим показником заломлення роблять угнутою (рис. 594). Тоді дисперсійна дія лінз буде обернена, і одна лінза компенсує дисперсійну дію другої. Це пояснюється тим, що комбінація двох таких лінз еквівалентна комбінації з двох призм з протилежно напрямленими заломними ребрами. Разом з тим заломна дія опуклої лінзи сильніша, ніж розсіююча дія угнутої лінзи (через більший показник заломлення). Отже, комбінація цих двох лінз дає дійсне зображення.

На практиці, звичайно, не можна знайти два скла з цілком паралельним ходом дисперсійних кривих. Тому повне знищення хроматичної аберації неможливе, але все ж, комбінуючи різні сорти стекел, можна добитися цілком задовільних результатів.

З другого боку, що ж хроматичну аберацію можна використати для деяких лабораторних потреб. Американський фізик Вуд запропонував дуже дотепний спосіб використання хроматичної аберації для відокремлення різних довжин хвиль однієї від одної. Схема його пристрою полягає ось у чому (рис. 595). Лінза з речовини, що має велику дисперсію, збирає промені з

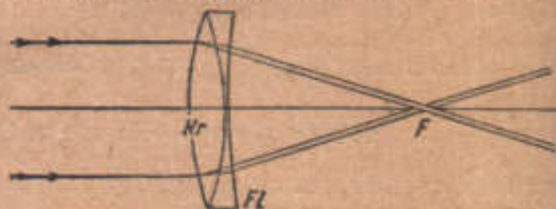


Рис. 594. Ахроматична лінза.

Kr — лінза з кронгласу, *Fl* — лінза з флінтгласу.

³⁾ Кундт у 1888 р. перший виявив аномальну дисперсію при вимірах показника заломлення в дуже тонких прозорих призмах з різних металів (залізо, платина і т. д.). Кундт запропонував простий метод для експериментального одержання кривих дисперсії, зображених на рис. 591 і 592. Для цього досить помістити одну за одною дві призми: одну з речовини з нормальною дисперсією, другу — з речовини з аномальною дисперсією і повернути ці призми так, щоб їх заломні ребра утворили прямий кут. Тоді одна призма розкадратить світло в одному напрямі, а друга — в другому, перпендикулярному до першого, і ми в результаті дістанемо криву зазначеного типу.

довжиною хвилі λ_1 у точці А, промені з довжиною хвилі λ_2 — у точці В. Якщо помістити у точці А непрозорий екранчик, то промені λ_1 будуть затримані, а промені λ_2 пройдуть, як видно з рисунка. Вуд застосовував цей прилад для фільтрації інфрачервоного проміння, при чому лінза була з кварцу.

§ 517. Спектрограф. Основне практичне застосування дисперсії ґрунтується на спектральному розкладі світла призмами з різних речовин. Звичайно уживані для фотографування спектрів спектрографи побудовані так. Світло (рис. 596) падає на щілину S, перпендикулярну до площини рисунка.

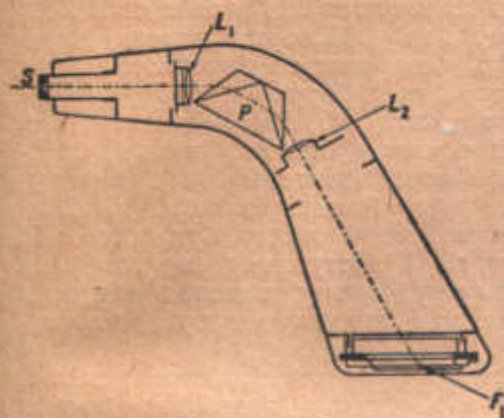


Рис. 596. Схема спектрографа.

червоного проміння беруть призму з кам'яної солі, бо скло непрозоре для довгого інфрачервоного проміння; для видимого проміння, як ми вже говорили, вживають звичайні скляні призми і, нарешті, для ультрафіолетового проміння — кварцові призми. В тих випадках, коли треба дістати дуже розтягнутий спектр, уживають замість однієї призми цілий ряд призм, поставлених одна за одною.

§ 518. Абсорбція. Прозорість діелектриків пояснюється тим, що в них немає вільних електронів. Світлові хвилі, що проходять, можуть викликати лише коливання зв'язаних в атомах електронів, при чому світлова енергія не втрачається. Вбирання велике лише в областях резонансу. В цих областях, де частота падаючої хвилі близька до власної частоти атомних вібраторів, починають відігравати роль сили „тертя“, про які ми вже говорили. Проте, повторюємо, що за винятком таких областей резонансу діелектрики прозорі.

У відміну від діелектриків провідники непрозорі і їм властиве сильне вбирання. У провідниках, як відомо, крім внутрішньоатомних електронів існують ще так звані вільні електрони (§ 391). Електричне поле світлової хвилі викликає рух вільних електронів, тобто по суті — змінні струми у провіднику. З теорії електрики нам відомо, що рух вільних електронів



Рис. 595. Схема запропонованого Вудом фільтра проміння.

Щілина S знаходиться у фокусі лінзи L_1 , яка дає паралельний пучок променів. Пучок променів, що виходить з лінзи, падає на призму P. Пройшовши призму, пучок променів, уже спектрально розкладений, збирається лінзою L_2 на фотографічній пластинці F. На рис. 597 показано зовнішній вигляд спектрографа.

Чим більшу дисперсію має скло, тим сильніший буде розгорнутий спектр. З різних сортів скла найбільшу дисперсію має важкий флінт. Для дослідження різних частин спектра користуються призмами з різних речовин. Вибір речовини зумовлюється як дисперсією, так і прозорістю. Для інфра-



Рис. 597. Спектрограф.

зв'язаний з виділенням джоулевого тепла. Таким чином, частина світлової енергії, яка пішла на рух вільних електронів, обернеться на тепло, що й пояснює вбирання світла. Чим вища провідність провідника, тим сильніше в ньому вбирання світла. Metали, які є добрими провідниками, вже в товщині пластинки порядку десятих часток сантиметра зовсім непрозорі.

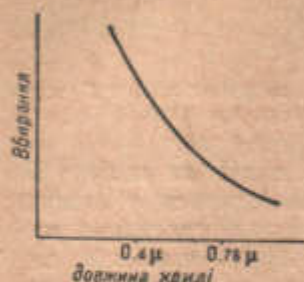


Рис. 598. Крива вбирання червоної фарби.

З великим вбиранням світла всередині металів щільно зв'язаний їх високий коефіцієнт відбивання. Якщо у скла, як ми бачили, коефіцієнт відбивання від поверхні дорівнює 4%, то у металів він досягає 80—90%. Те, що сильному вбиранню відповідає високий коефіцієнт відбивання — „металічне відбивання“ — особливо виразно можна спостерігати, досліджуючи відбивання світла від рідкого розчину фарби. Поверхня розчину дуже вбирної фарби відбиває так само, як метал, і має чисто металічний блиск. Вбирання світла речовиною залежить не тільки від самої речовини, але, очевидно, і від довжини світлової хвилі. Наприклад, розчин червоної фарби сильніше вбирає зелене й синє проміння і слабкіше червоне. На рис. 598 подана крива вбирання такої фарби. Цей і пояснюється її колір. Ясно, що таке вибірне вбирання буде особливо сильним в областях аномальної дисперсії. В наступному параграфі ми дамо математичний вивід основного закону, якому підлягає вбирання світла. Цей закон зв'язує ослаблення світла з товщиною шару проходжуваної ним речовини.

§ 519. Закон Ламберта. Уявимо собі кусок речовини, яка вбирає світло, наприклад, кусок профарбованого скла або посудину з розчином фарби (рис. 599). Нехай на бічну поверхню речовини, по її нормалі, падає паралельний пучок світлових променів. Густина енергії падаючого світлового потоку на 1 см^2 позначимо через I_0 . На віддалі x від поверхні речовини виділимо мислено нескінченно тонкий шар з товщиною dx . Кількість світлової енергії dI_x , ввібрана цим шаром, буде пропорційна, поперше, кількості падаючої на нескінченно тонкий шар енергії I_x і товщині dx :

$$-dI_x = kI_x dx.$$

Знак мінус означає убуток енергії; k — константа, яка характеризує вбирання світла в шарі одиничної товщини; цю константу k називають коефіцієнтом вбирання.

Перепишемо попереднє рівняння так:

$$\frac{dI_x}{I_x} = -k dx.$$

Проінтегрувавши обидві частини рівняння від однієї границі всього шару до другої, тобто ліву частину рівняння від I_0 до I , а праву частину від 0 до a , де a — товщина шару, дістанемо:

$$\ln I - \ln I_0 = -ka.$$

Звідси:

$$I = I_0 e^{-ka}. \quad (28)$$

Ця формула називається законом Ламберта.

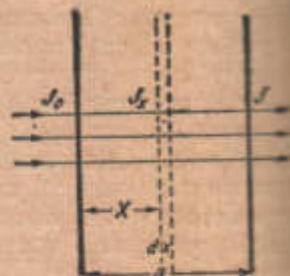


Рис. 599.

§ 520. Пірометричний клин. Закон Ламберта показує, що яка б не була мала різниця в коефіцієнтах вбирання при досить великій товщині, ми дістанемо велике розходження у значенні для пропускання. Величина k характеризує не тільки пропускання, а й швидкість його меншання з товщиною шару. Це послужило основою для побудови одного дуже цікавого і простого прилада, що звється пірометричним клином. Пірометричний клин служить для визначення температури розжарених тіл за їх свіченням. Як ми бачили вище (§ 170), співвідношення між кількістю енергії, яка припадає на ту чи іншу довжину хвилі у випромінюванні розжареного тіла, залежить від температури цього тіла: чим вища температура, тим більше зеленого проміння, ніж червоного. Тому на підставі співвідношення між зеленим і червоним промінням або між будь-якими іншими кольорами можна судити про температуру тіла. Пірометричний клин якраз і служить для цієї мети. Він являє собою клин з профарбованого зеленою фарбою желатину, приклеєний до скляної пластинки. На рис. 600 зображена крива „пропускання“ фарбою проміння різної довжини; по осі абсцис відкладені довжини хвиль, по осі ординат — „коефіцієнт пропускання“ $\frac{I}{I_0}$. Ми бачимо, що ця фарба сильніше пропускає червоне проміння, ніж зелене¹⁾. Колір тіла, розгляданого крізь будь-яке місце клина, визначається співвідношенням між кількістю червоного й зеленого проміння, яке дійшло крізь клин до нашого ока. Якщо яскравість червоного проміння, випромінюваного тілом, дорівнює B_1 , яскравість же зеленого проміння B_2 ($B_2 > B_1$), то яскравості червоного й зеленого проміння B'_1 і B'_2 , видимого крізь клин, виразяться відповідно:

$$B'_1 = B_1 e^{-k_1 a} \quad \text{і} \quad B'_2 = B_2 e^{-k_2 a},$$

де k_1 — коефіцієнт вбирання червоного проміння, k_2 — коефіцієнт вбирання зеленого проміння ($k_2 > k_1$) і a — товщина клина в даному місці. Якщо $B'_2 > B'_1$, то ми бачимо тіло зеленим. Якщо ж існує обернене співвідношення, то тіло здається червоним. Змінювати співвідношення між B'_1 і B'_2 ми можемо, пересуваючи клин, бо цим ми змінюємо a . Рівність між B'_1 і B'_2 настане при певній товщині a , яка визначиться з рівняння:

$$B_1 e^{-k_1 a} = B_2 e^{-k_2 a}.$$

При цьому положенні клина розжарене тіло буде здаватися нам безбарвним. При дальшому збільшенні a червоне проміння буде вже переважати над зеленим, бо із збільшенням товщини вбирання зеленого проміння росте швидше, ніж вбирання червоного (як ми зазначали, $k_2 > k_1$). Місце переходу від зеленого кольору до червоного, очевидно, залежатиме від співвідношення між B_1 і B_2 , тобто кінець-кінцем від температури. Чим вища температура, тим більше B_2 відносно B_1 і тим більше a , при якому настає цей перехід. Таким чином, якщо проградувати такий клин, намісни вздовж нього температуру в градусах, можна за місцем переходу одного кольору в інший зразу оцінювати температуру розжареного тіла. Точність такого методу визначення температур порядку 10%. Пірометричний клин широко застосовується в металургії.

¹⁾ Таким чином, з кольору фарби ще не можна судити про її криву пропускання (див. нижче).

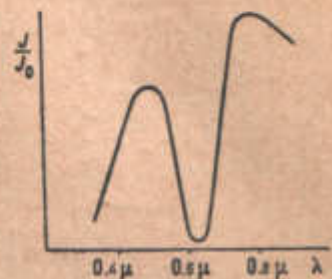


Рис. 600. Крива пропускання проміння фарбою пірометричного клина.

§ 521. Оптика рентгенового проміння. Подібно до проміння видимого світла рентгенове проміння може бути поляризоване (це показав Барклей). Заломлення рентгенового проміння довго не вдавалося виявити, бо його коефіцієнт заломлення надзвичайно близький до одиниці. Проте, Комптон у 1923 р. виявив явище повного внутрішнього відбиття рентгенового проміння.

Дзеркального відбивання рентгенового проміння не буває: довжини хвиль рентгенового проміння такі малі, що для них будь-яка поверхня є грубо-шерехата, так що розсіяння маємо тільки дифузне.

Дифракція рентгенового проміння була виявлена значно раніше, ніж його заломлення. Ще в 1912 р. Лауе припустив, що при проходженні рентгенового проміння через кристал повинне відбутись явище дифракції. При цьому він виходив з гіпотези, висунутої Браве і підтриманої багатьма кристалографами, що в кристалах атоми розміщені правиль-

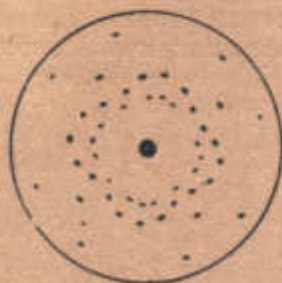


Рис. 601. Рентгенограма, знята за методом Лауе з кристала калій-хлориду.



Рис. 602. Різниця ходу променів $AB + BC = 2d \sin \theta$.

на строго сталих віддальях один від одного, утворюючи „просторові ґрати“, і з припущення, що довжини хвиль рентгенового проміння — того ж порядку, що й міжатомні віддалі в кристалах. Лауе розробив теорію розсіяння проміння суцільного рентгенового спектра від таких просторових ґрат, і за його пропозицією Фрідріх і Кніппінг зробили знімок вузького пучка рентгенового проміння, який (пучок) пропустили крізь кристал цинкової обманки. На фотографічній пластинці, крім зображення прямого пучка проміння, був ряд правильно розміщених плям, які мають ту ж симетрію, що й кристал цинкової обманки (§ 499).

На рис. 601 показано розміщення дифракційних плям при розсіянні рентгенового проміння кристалом калій-хлориду.

Відкриття Лауе відіграло величезну роль як у справі вивчення властивостей рентгенового проміння, так і в справі вивчення будови кристалів.

Брегг дав дуже просту теорію дифракції рентгенового проміння, базуючись на уявленні про те, що атомні площини кристала, паралельні його зовнішнім граням, відбивають рентгенове проміння як дзеркальні поверхні. Якщо d — віддаль між парою сусідніх атомних площин (рис. 602), а λ — довжина хвилі, то інтерференція хвиль, відбитих від площин 1 і 2, приводить до додавання їх амплітуд, коли

$$2d \sin \theta = n\lambda, \quad (29)$$

де n — ціле число (порядок спектра).

Якщо монохроматичний пучок рентгенового проміння пустити на кристал, то відбивання від внутрішніх граней буде мати місце лише при умові додержання зазначеного правила Бреґга (формула 29). Бреґг збудував спектрограф для рентгенового проміння (рис. 603). У спектрографі пучок проміння, який виходить від фокуса трубки, вирізаний двома вузь-

кими шлінами a і b , падає на грань кристала c , який може обертатися навколо вертикальної осі. Відбитий промінь попадає в щілину „іонізаційної камери“ d , яка може обертатися навколо тієї ж осі.

Іонізаційна камера — це металічний циліндр з металічним стрижнем f , паралельним осі й ізольованим від циліндра. Між стрижнем і циліндром накладена різниця потенціалів у 300—600 V. При попаданні пучка рентгенового проміння в камеру відбувається іонізація газу, що її наповнює, газ робиться провідним, і через камеру йде струм. Вимірюючи тим чи іншим способом величину іонізаційного струму, можна судити про інтенсивність пучка проміння (величина струму прямо пропорціональна цій інтенсивності).

Виходячи з деяких припущень про міжатомні віддалі в кристалі кам'яної солі, Брегги (батько й син) виміряли довжини хвиль характеристичних випромінювань ряду елементів, поклавши тим самим початок рентгенівській спектроскопії. Користуючись одержаними таким способом відомостями про довжину хвиль рентгенового проміння і вивчаючи інтенсивність спектрів різних порядків від різних кристалів, Брегги визначили будову цих кристалів, тобто розміщення атомів у їх ґратах.

Застосування рентгенового проміння для дослідження структури матеріалів (§ 523) розвинулось у велику самостійну науку „структурний рентгенівський аналіз“, яка має величезне значення в науці і техніці.

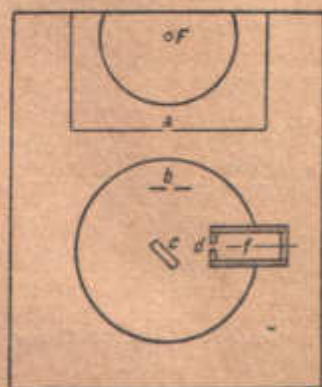


Рис. 60А. Схема спектрографа Бреґґа для рентгенового проміння.

§ 522. Медичне і технічне застосування рентгенового проміння. Раніш усього рентгенове проміння було використане в медицині.

Завдяки здатності рентгенового проміння проходити крізь речовини, які складаються з легких елементів, більшість тканин, з яких побудоване людське тіло, виявилися для нього цілком прозорими. На фотопластинку відкидають густі тіні (і через те вона у відповідних місцях не чорніє) лише кістки і серце. Тому можна судити про розмір серця, про стан кісток. Хворобливо змінена легенева тканина також відкидає тінь; видно інородні тіла (наприклад, кулю, що попала при пораненні); за допомогою спеціальних засобів можна дослідити шлунок, нирки і т. д. Картину, яка буває в результаті проходження рентгенового проміння через тіло, можна фіксувати на фотопластинці; можна її спостерігати і візуально на флюоресціюючому екрані.

Все це, звичайно, дуже цінно при розпізнаванні хвороб; тому лікарі почали застосовувати рентгенове проміння зразу ж після появи перших придатних для роботи рентгенових трубок.

Крім розпізнавання хвороб (діагностики), рентгенове проміння почали застосовувати і для лікування (терапії). Тривала дія рентгенового проміння шкідлива для організму, але при правильному й обережному дозуванні освітлення рентгеновим промінням допомагає в лікуванні деяких хвороб.

Біологічна дія рентгенового проміння дуже різноманітна. Так, деякі організми після освітлення рентгеновим промінням зазнають „мутації“ — відбувається зміна їх різновидностей.

Не менш важливі і технічні застосування рентгенового проміння. Здатність проміння проходити крізь непрозорі тіла широко використовується для визначення внутрішніх дефектів — розколин, включень, повітряних пухирців — у різних виробах (литво відповідальних деталей і т. д.).

Особливо поширене рентгенівське дослідження зварних швів при автогенному зварюванні металів. На установках з добрими рентгеновими

трубками можна просвічувати вироби з заліза і сталі завтовшки до 10 см і вироби з латуні завтовшки до 7—8 см.

Дальша область технічних застосувань рентгенового проміння — хемічний спектральний аналіз. Дістаючи рентгенове проміння від досліджуваної речовини й аналізуючи це випромінювання за допомогою рентгенівського спектрографа, в основному можна визначити хемічний склад речовини, провести якісний і кількісний (до того ж з дуже великою точністю) хемічний її аналіз.

§ 523. Структурний рентгенівський аналіз. Однією з найважливіших областей застосування рентгенового проміння є структурний рентгенівський аналіз.

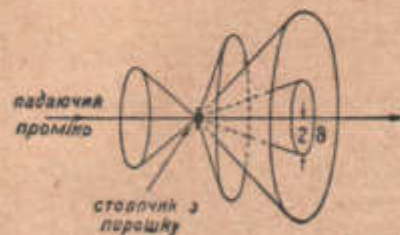


Рис. 604. Дебайські конуси.

На основі законів кристалохемії вдалося завбачити деякі структури, відкриті згодом. Гольдшмідт, виходячи з цих законів, побудував теоретично структуру найтвердішої з тих речовин, які складаються з елементів, що входять до складу людського тіла. Виявилось, що структура ця тотожна з структурою кристалічного апатиту. В людському тілі згодом Росс виявив речовину тієї ж структури: це була зубна емаль.

Зупинимося на методі Дебая, Шеррера і Хелля; цей метод надзвичайно спростило роботи з структурного аналізу і поширив області його застосування.

Фрідріх і Кніппінг дістали дифракційну рентгенограму з монокристала, напрямивши на нього пучок проміння суцільного рентгенівського спектра. При цьому формула Брегга могла задовольнитися для будь-якого положення кристала: при якому завгодно куті ковзання пучка проміння відносно кристалічної грані кристал неначе вибирав відповідну довжину хвилі (за формулою $2d \sin \theta = n\lambda$). Якщо пустити на монокристал пучок монохроматичного рентгенового проміння, то відбивання в загальному випадку не буде воно з'явиться лише при деяких, строго визначених орієнтуваннях кристала.

Якщо ж взяти замість монокристала стовпчик з пресованого кристалічного порошку, то серед кристаликів знайдеться багато таких, які будуть орієнтовані так, що відбудеться відбивання від певної внутрішньої грані. Відбиті промені підуть від такого стовпчика в різні сторони, зберігаючи, проте, сталий кут 2θ з продовженням падаючого променя. Таким чином, сукупність проміння, відбитого від певної внутрішньої грані кристала, утворить якусь конічну поверхню з кутом розхилу 4θ (рис. 604). На фотопластинці, уміщеній перпендикулярно до напрямку променів, при цьому утвориться ряд концентричних кілець (рис. 605). На циліндричній фотоплівці, розміщеній навколо досліджуваного стовпчика як навколо осі,



Рис. 605. Кільця Дебая на плоскій пластинці.

утворюються два симетричних ряди дуг (рис. 606). З віддалі між дугами і з інтенсивності дуг можна судити про структуру кристаликів порошку.

Метод Дебая особливо широко застосовується в рентгенівській металографії: метали здебільшого є полікристалічними тілами, тобто тілами, які складаються з безлічі мікроскопічних кристаліків.

Знаючи рентгенограми ряду кристалів, можна аналізувати сумішки цих кристалів. На рентгенограмах сумішок будуть лінії, властиві всім речовинам, що входять у сумішку. Цим методом „фазового рентгенівського аналізу“ широко користуються при вивченні стовпів як металічних, так і неметалічних, наприклад, керамічних мас (фарфору, вогнетривкої цегли і т. д.).

Застосування методу Дебая дозволило встановити, що ряд речовин, які вважалися аморфними, є в дійсності речовинами кристалічними, але тільки надто дисперсними (так, наприклад, глина, так зване аморфне вугілля і т. д.). Виявилось, що гума, аморфна в нормальному стані, робиться шіби кристалічною при натягу.



Рис. 606.

Вдалося знайти рентгенівський метод вимірювання величини кристаліків речовин дуже високого степеня дисперсності. Шеррер, Лауе і Селяков показали теоретично, що дуже малі кристали, яких уже не можна розрізнити в найкращий мікроскоп (кристали поперечником менше 10^{-5} см), дають на рентгенограмі розмиті лінії. Вимірявши ширину ліній, можна за певними формулами підрахувати розміри кристаліків.

Вивчаючи таким чином вугілля, вдалося показати, що воно має ті ж кристалічні ґрати, що і графіт, відрізняючись від нього лише дуже малою величиною кристаліків (100 Å і менше).

Метод Шеррера широко застосовується в колоїдній хемії, бо частинки дуже багатьох колоїдних речовин (наприклад, усіх металів у колоїдному стані) мають кристалічну структуру.

Дуже цікаві результати досліджень волокнистих речовин (асбест, целюлоза). Як і слід було сподіватись, виявилось, що у волокнистих речовинах кристаліки (дуже малої, взагалі кажучи, величини) розміщені не безладно, а орієнтовані певним чином відносно осі волокна: на дебаївських кільцях при наявності орієнтування кристалів з'являються більш-менш різко виражені максимуми; з розміщення максимумів можна судити про орієнтування кристалів.

Виявилось, що металічні дроти, одержані протяганням через вічко, і прокатані металічні пластинки також мають волокнисту будову (рис. 607).



Рис. 607. Рентгенограма з прокатої срібляної пластинки (волокниста структура).

Останнього часу рентгенографічне дослідження розтоплених металів показало, що і при температурах, вищих за температуру топлення, в рідині є надзвичайно дрібні кристалічні утвори. Можливо, що ці утвори — надто нестійкі, що вони неперервно виникають і розпадаються. З підвищенням температури число таких одночасно існуючих утворів зменшується, і при значних перегрівках вони зникають зовсім.

РОЗДІЛ XIX.

ФІЗИЧНІ ОСНОВИ СВІЛОТЕХНІКИ.

§ 524. **Одиниці світлових вимірів.** Випромінювання джерела вимірюється кількістю ергів енергії, що Π висилає джерело щосекунди.

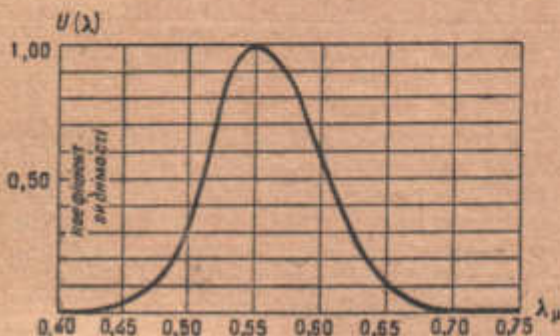


Рис. 608. Крива видимості $V(\lambda)$: $V(0,556\mu) = 1$.

жинах хвиль 0,556 і 0,500 μ сприймається оком у вигляді яскравостей, що відносяться як 1:0,323.

Таким чином, світлові величини можна виражати у ватах.

Основних величин для світлових вимірів п'ять.

1. Світловий потік F , який характеризує сумарне світлове випромінювання в усіх напрямках, оцінюване за світловим відчуттям, яке воно викликає. Світловий потік виражається через розподіл енергії у спектрі джерела і коефіцієнти видимості так:

$$F = \int \varepsilon_{(\lambda)} \cdot V(\lambda) d\lambda,$$

де $\varepsilon_{(\lambda)}$ —потужність випромінювання в інтервалі довжин хвиль від λ до $\lambda + d\lambda$, а $V(\lambda)$ —коефіцієнт видимості для променів з довжиною хвилі λ . Таким чином, світловий потік являє собою сумарну потужність випромінювання, ослаблену при різних довжинах хвиль пропорційно коефіцієнтам видимості.

2. Сила світла I характеризує випромінювання джерела в даному напрямі. Сила світла визначається як світловий потік, який припадає на одиницю тілесного кута. Якщо джерело випромінює в даному напрямі потік F у межах тілесного кута ω , то сила світла $I = \frac{F}{\omega}$.

З усієї падаючої променястої енергії око сприймає лише вузьку область спектра від 0,40 до 0,77 μ . Але і в цих межах чутливість зорового апарату неоднакова. Найбільшу чутливість око має при довжині хвилі $\lambda = 0,556 \mu$. Умовно вважають, що вся радіація цієї довжини хвилі сприймається оком у вигляді світла. Тоді „коефіцієнти видимості“ для решти спектра зобразяться кривою, поданою на рис. 608. Наприклад, одна й та ж потужність випромінювання при дов-

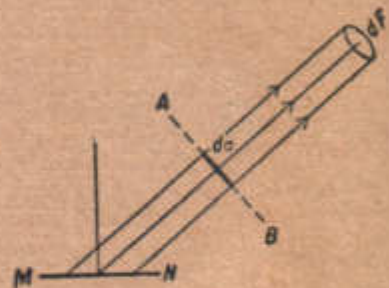


Рис. 609. До визначення поняття яскравості.

3. Яскравість B дорівнює силі світла з 1 см^2 проєкції поверхні MN джерела (рис. 609) на площину AB , перпендикулярну до променя зору. Якщо джерело з поверхнею, яка має проєкцію $\sigma \text{ см}^2$, випромінює силу світла I , то яскравість $B = \frac{I}{\sigma}$.

4. Світимість S визначається як світловий потік, випромінюваний кожним квадратним сантиметром поверхні джерела.

Очевидно, якщо F — потік, випромінюваний рівномірно світним джерелом, яке має поверхню $\sigma \text{ см}^2$, то світимість $S = \frac{F}{\sigma}$.

Перелічені чотири величини характеризують джерело випромінювання.

5. Для визначення густини світлового потоку в даному місці простору служить освітленість E , що є поверхневою густиною світлового потоку. Потік F , який падає на поверхню σ , утворює на ній освітленість $E = \frac{F}{\sigma}$.

Джерело світла, що має силу світла I , утворює на поверхні, яка є на віддалі r , освітленість $E = \frac{I \cos \alpha}{r^2}$, де α — кут між перпендикуляром до поверхні і напрямом на джерело. Остання формула правильна лише тоді, коли розміри джерела світла малі порівняно з віддаллю r .

§ 525. Практичні одиниці світлових вимірів. Абсолютні виміри променястої енергії зв'язані з дуже великими труднощами. Через це і в наслідок історичних причин практичні методи світлових вимірів виходять з певної одиниці, прийнятої за еталон. Тим самим усі виміри є відносними.

Через те що найзручнішою для виміру одиницею є сила світла, то еталонованою величиною була вибрана саме вона. У 1921 р. в Парижі Міжнародна комісія прийняла за одиницю сили світла так звану міжнародну свічку. Міжнародна свічка прийнята за одиницю сили світла і у нас в Союзі. В Німеччині і Австрії прийнята за одиницю сили світла свічка Гефнера (*НК*), яка становить 0,885 міжнародної свічки.

Практичною одиницею світлового потоку є такий потік, який випромінюється рівномірно світним джерелом, що має силу світла, рівну 1 свічці, у тілесному куті 1 стеродіан ($\frac{1}{4\pi}$ частина сфери). Ця одиниця названа 1 люмен (*лм*).

Одиниця яскравості — 1 стильб (*сб*) є яскравість такої світної поверхні, кожний квадратний сантиметр проєкції якої посилає в даному напрямі світло силою в 1 свічку.

Одиниця світимості — 1 фот (ϕ)¹ — дорівнює світимості площинки, яка випромінює з кожного квадратного сантиметра поверхні світловий потік, рівний 1 люменів (*лм*).

Одиницею освітленості є густина світлового потоку 1 лм/см^2 , що зветься, так само як і одиниця світимості, 1 фот (ϕ) = 1000 міліфот (*мф*). На практиці найчастіше користуються як одиницею освітленості люксом (*лк*), який дорівнює освітленості площі в 1 м^2 , коли на неї падає світловий потік 1 *лм*, або (це те саме) який являє собою освітленість нормально розміщеної площинки, що знаходиться на віддалі 1 *м* від малого джерела з силою світла в 1 свічку.

Очевидно, 1 люкс = 10^{-4} фот і 1 міліфот = 10 люксам.

¹) Прийнята в Америці назва для тієї ж одиниці світимості — 1 ламберт (*лб*).

Світлові величини.

Назва	Позначення	Практична одиниця	Розмірність
Світловий потік	F	люмен (лм)	ват
Сила світла	I	міжнародна свічка (св)	ват/стерадіан
Яскравість	B	стильб (сб)	ват/стерадіан см ²
Світність	S	фот (мілфот) (ϕ , мф)	ват/см ²
Освітленість	E	фот (люкс) (ϕ , лк)	ват/см ²

§ 526. Фотометрія. Всі світлові виміри, виконувани за допомогою різних фотометрів, є відносними. Якщо у фотометричному вимірі бере участь око, то фотометрування зводиться до порівняння яскравостей. Звичайно на практиці доводиться порівнювати яскравості площинок, зроблених з одного матеріалу і освітлених під однаковими кутами; тому рівність яскравостей служить ознакою рівності освітленостей. Якщо відома освітленість E в люксах, віддаль джерела світла r в метрах і кут падання світла α , то можна знайти силу світла $I = \frac{Er^2}{\cos \alpha}$ свічок. Вимірявши силу світла джерела у різних напрямках $I_{(\alpha)}$, можна визначити величину повного випромінюваного ним світлового потоку в люменах:

$$F = \int I_{(\alpha)} d\omega = 2\pi \int I_{(\alpha)} \sin \alpha \cdot d\alpha.$$

Таким чином, виявляється можливим знаходити всі світлові величини, порівнюючи яскравості.



Рис. 610. Фотометрична лава.

Для вимірювання освітленостей і сил світла часто користуються фотометричною лавою (рис. 610). Між еталонною лампою S_1 і вимірюваним джерелом S_2 на рейках переміщується двостороння біла пластинка—фотометр P . Домагаються такого положення останньої, при якому яскравості (а значить, і освітленості) обох сторін пластинки P рівні. Тоді можна написати співвідношення $\frac{I_1}{r_1^2} = \frac{I_2}{r_2^2}$, де I_1 —сила світла еталона, I_2 —невідома сила світла вимірюваного джерела, а r_1 і r_2 —віддалі від фотометра до S_1 і S_2 . З написаного співвідношення знаходять $I_2 = I_1 \left(\frac{r_2}{r_1}\right)^2$. Фотометр роблять при цьому з таким розрахунком, щоб можна було одночасно спостерігати обидві сторони пластинки P .

Слід відмітити, що формула $E = \frac{I}{r^2}$ правильна лише при віддальх r , досить великих порівняно до розмірів джерела світла. Коли r більше десятикратних розмірів джерела, освітленість E , обчислена за формулою $E = \frac{I}{r^2}$, відрізняється від справжньої менше ніж на 1%.⁰

Дуже часто вживають фотометр з кубиком Люммер-Бродхуна. Останній являє собою дві прямокутні призми, складені гіпотенузами і прищліфовані „на оптичний контакт“ на протязі лише частини поверхні. На рис. 611 подано кубик Люммер-Бродхуна з прищліфованою середньою частиною ab . Як видно з рисунка, око, вміщене в O , побачить відбивання білої пластинки P_1 тільки в частині кубика Aa і bB , де світло зазнає повного внутрішнього відбиття. Світло від пластинки P_1 пройде крізь центральну частину ab , бо в цьому місці здійснено оптичний контакт. В той же час пластинка P_2 буде видна тільки через центральну частину кубика, бо в цьому місці повне внутрішнє відбиття не буде відхиляти променів світла. В результаті фотометричне поле матиме вигляд, зображений на рис. 612. Яскравості центрального круга і зовнішнього кільця поля дорівнюють відповідно яскравостям пластинок P_2 і P_1 . При рівності яскравостей кругла границя між полями зникає. Часто в кубикю Люммер-Бродхуна прищліфовану частину роблять складної форми, щоб утворити переплетені поля. Таке поле зображено на рис. 613, де заштриховано горизонтально частини поля, крізь які видно пластинку P_1 .

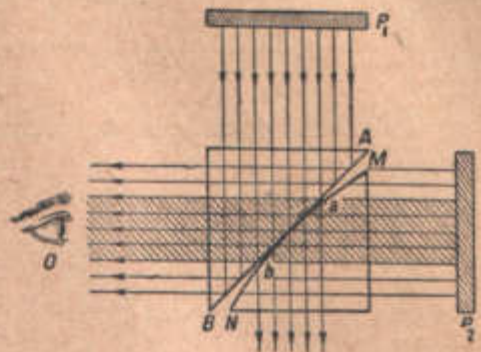


Рис. 611. Кубик Люммер-Бродхуна.

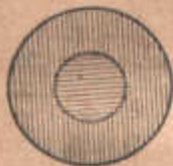


Рис. 612. Фотометричне поле.



Рис. 613. Переплетене фотометричне поле кубика Люммер-Бродхуна.

Схема будови фотометра з кубиком Люммер-Бродхуна подана на рис. 614. Молочне скло P_2 освітлюють вимірюваним джерелом світла. Друге

скло P_1 освітлюється невеликою еталонною лампою L . Скло P_1 може бути встановленим на якій завгодно віддалі від лампи L , вимірюваної за допомогою шкали S . Фотометричне поле кубика спостерігають через окуляр O .

Для збільшення діапазона вимірюваних освітленостей після молочного скла P_2 можна вставляти одно або кілька темних стекол R , які ослаблюють яскравість у певне число разів. Для встановлення фотометричних полів на рівність яскравостей користуються фотометричними клинами, прозорість яких плавно змінюється від одного кінця до другого, або поляризаційними приладами, коли ослаблення полів досягається повертанням призми Нікола.

Безпосереднє вимірювання світлового потоку провадять у кульовому фотометрі Ульбрихта (рис. 615). Вимірюване джерело світла L вміщують всередину вибіленої кулі S , в якій зроблено отвір, закритий розсіюючим склом M . Всередині кулі вміщують екран E , який не дає попадати прямим променям лампи L на скло M . Освітленість останнього вимірюють

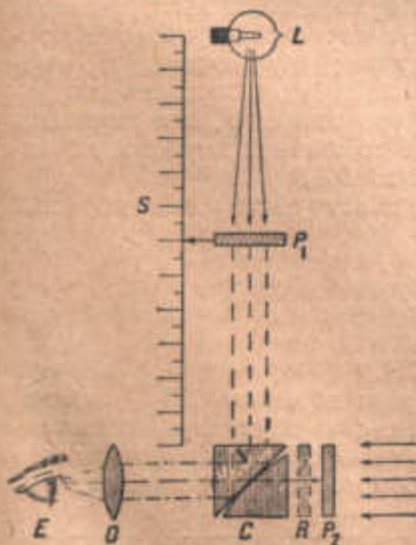


Рис. 614. Фотометр з кубиком Люммер-Бродхуна (тубус-фотометр).

фотометром Φ . Обчислення показує, що коли куля має радіус R метрів і коефіцієнт відбивання ρ , а лампа випромінює світловий потік F люменів, то освітленість стінки кулі (і значить, скла M)

$$E = \frac{F}{(1-\rho)\pi R^2} \text{ люксів, звідки } F = E \cdot \pi R^2 (1-\rho).$$

В останні роки для фотометричних вимірів успішно застосовують фотоелементи (§ 400). Останні для застосування у фотометрії повинні мати спектральну чутливість, однакову з

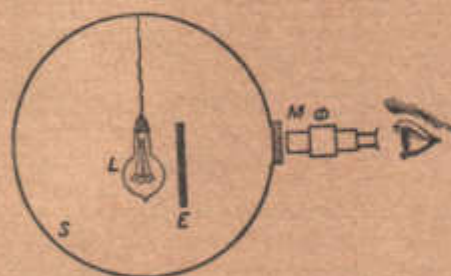


Рис. 615. Інтегральний фотометр Ульбрихта для вимірювання світлового потоку.

оком; цього досягають уживанням спеціальних світлофільтрів або відповідним добром речовини світлочутливого шару (катода). Є фотометри, які складаються тільки з купроксного фотоелемента і мікроамперметра, шкала якого проградуєвана на люкси.

§ 527. Світловий еквівалент променястої потужності. Як зазначалося вище, умовно вважається, що вся потужність випромінювання при довжині хвилі $\lambda = 0,556 \mu$ сприймається оком у вигляді світла. Для решти довжин хвиль прийняті певні коефіцієнти видимості (рис. 608) нормального, „середнього“ ока. Існування еталона дозволяє встановити співвідношення між практичною одиницею світлового потоку і потужністю випромінювання. Саме, кожний ват потужності радіації при $\lambda = 0,556 \mu$ сприймається як світловий потік 620 люменів. Остання величина називається світловим еквівалентом променястої потужності. Для решти довжин хвиль цей еквівалент одержують помноженням 620 лм/ват на відповідний коефіцієнт видимості. Так, для $\lambda = 0,500 \mu$ він дорівнюватиме $620 \cdot 0,323 = 200 \text{ лм/ват}$.

§ 528. Коефіцієнт корисної дії і світлова віддача. Як ми бачили, максимальну світлову дію має випромінювання при довжині хвилі $\lambda = 0,556 \mu$. Коли б випромінювання будьякого джерела було цілком зосереджене в цій частині спектра, ми вважали б коефіцієнт корисної дії цього випромінювання рівним одиниці. При цьому світлова віддача випромінювання, тобто *число люменів світлового потоку на кожний ват випромінюваної потужності*, мала б максимальне значення, яке дорівнює 620 лм/ват . Для всякої іншої довжини хвилі коефіцієнт корисної дії випромінювання дорівнює коефіцієнтові видимості $V_{(\lambda)}$.

У випадку радіації, розподіленої по всьому спектру, коефіцієнт корисної дії випромінювання

$$\eta = \frac{\Sigma \epsilon_{(\lambda)} \cdot V_{(\lambda)}}{\Sigma \epsilon_{(\lambda)}},$$

де $\epsilon_{(\lambda)}$ і $V_{(\lambda)}$ мають попередні значення (§ 525).

При цьому світлова віддача випромінювання дорівнює $620 \cdot \eta \text{ лм/ват}$.

Світлову віддачу випромінювання не слід плутати з світловою віддачею джерела, яка дорівнює числу люменів світлового потоку, що припадає на кожний ват потужності, витраченої на одержання випромінювання.

Через те що всі практичні джерела світла мають втрати, друга величина завжди менша за першу, бо не вся енергія перетворюється в радіацію.

§ 529. Розжарені тіла як джерела світла. Призначення джерел світла полягає в перетворенні енергії на видиму радіацію. Технічна проблема полягає в тому, щоб здійснити перетворення енергії з найбільшим коефіцієнтом корисної дії, тобто якнайбільшу частину затраченої потужності перетворити у видиме випромінювання.

Тепер переважно поширені джерела світла з світними розжареними тілами. Природа свічення полум'я і сучасної електричної лампи одна й та ж — температурне випромінювання. Сучасні скрізь поширені електричні лампи відрізняються від свічки тільки способом нагрівання світних тіл: в той час як нитка електричної лампи нагрівається струмом, сажа у полум'я нагріта теплотою горіння свічки.

З підвищенням температури інтегральна інтенсивність радіації зростає пропорційно четвертому степеневі абсолютної температури T (закон Стефана—Больцмана). Довжина хвилі λ_{\max} , при якій спостерігається максимальна інтенсивність випромінювання, зміщується за законом Віна обернено пропорційно абсолютній температурі.

При нагріванні максимум випромінювання λ_{\max} поступово наближається до видимої області спектра¹⁾ (рис. 616). Через це спостережується оком яскравість B чорного тіла росте значно швидше, ніж четвертий степінь температури. Обчислення показує, що в області від 2000° до 3000° яскравість приблизно пропорційна десятому степеневі температури.

З точністю до 10% можна вважати, що потужність, витрачувана на розжарення нитки електричної лампи, цілком перетворюється на випромінювання. З того, що загальне випромінювання зростає пропорційно четвертому степеневі температури T , виходить, що потужність W , необхідна для нагрівання волосинки лампи, так само пропорційна четвертому степеневі температури. В той же час спостережується оком яскравість B пропорційна десятому степеневі температури. Тому коефіцієнт корисної дії $\eta = \frac{B}{W}$ пропорційний шостому степеневі абсолютної температури.

Сказане вище стосується коефіцієнта корисної дії і світлової віддачі випромінювання абсолютно чорного тіла. Щоб можна було судити, наскільки реальні нагріті тіла відрізняються від „чорного“, вкажемо на таке: для полірованої платини замість закону Стефана—Больцмана буде мати місце $W = T^3 \cdot \text{const}$. Як залежність яскравості від температури застосовна зазначена вище пропорційність десятого степеня абсолютної температури лише для трохи іншої області температур. Отже, для всякого температурного випромінювача із зростанням температури дуже швидко підвищується як яскравість, так і світлова віддача.

Через це вся шістдесятлітня історія електричної лампи по суті являє собою боротьбу за досягнення високої температури нитки в умовах експлуатації.

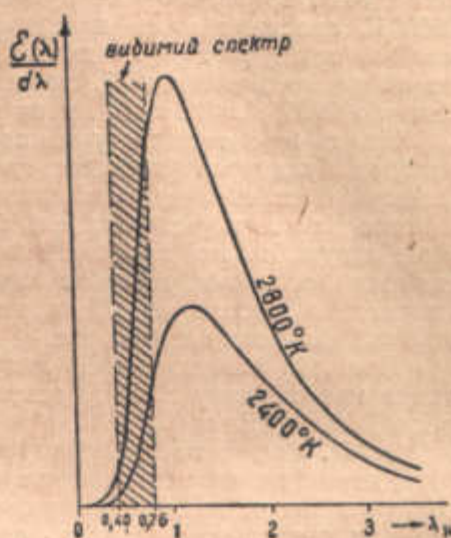


Рис. 616. Випромінювання чорного тіла при різних температурах.

¹⁾ Максимум випромінювання досягає границі видимого спектра при температурі 3850° абсолютної шкали; при цій температурі $\lambda_{\max} = 0,75 \mu$.

§ 530. Вугільна електрична лампа. Провідна нитка, розжарювана електричним струмом, являє собою надзвичайно зручний об'єкт для одержання високих температур. При достатній величині струму нитку можна нагріти до надзвичайно високої температури.

В 1870-х роках Едісон, Ладігін та інші незалежно один від одного запропонували використати як джерело світла вугільну нитку, яка нагрівається електричним струмом. При цьому її вміщали в скляний балон, з якого видаляли повітря, щоб запобігти згоранню.

Перші конструктори електричної лампи за матеріал для нитки вибрали вугіль, через його туготопкість (температура топлення близько 4000°K). Виявилось, проте, що вже при порівняно низьких температурах, вище 2200°K , спостерігається надзвичайно сильне розпилення волосинки, яка швидко перегорає. Через те що однією з присутніх вимог, які ставлять до лампи, є тривалість її, то це примусило обмежитись температурою близько 2200°K , при якій лампа може горіти 500—1000 годин.

Навіть і цієї температури, як виявилось, можна було досягти лише після того, як були розроблені методи одержання однорідної товщиною нитки. Остання обставина дуже важлива: випадкове звуження волосинки призводить всю нитку до загибелі, бо в місцях із зменшенням перерізом протікає струм більшої густини, і тому розпилення вугілля в цих і без того тонких місцях відбувається швидше. Процес проходить прогресивно, і волосинка „перегорає“. Продукти розпилення (вугільний пил) добре видно на колбі „перегорілої“ лампи.

При цій максимальній допустимій температурі (2200°K) вугільна лампа має світлову віддачу всього 2—4 лм/ват і, отже, коефіцієнт корисної дії близько 0,5%.

§ 531. Лампи з металічною ниткою. Природним було сподіватись, що розпилення волосинки повинне бути тим меншим, чим далі від точки топлення знаходиться речовина, з якої складається нитка. Проте, металі виявили несподівану стійкість при високих температурах. З туготопких металів вольфрам особливо відзначається малим розпиленням. Маючи температуру топлення близько 3700°K , вольфрам витримує значно вищі температури розжарення, ніж вугіль. Ця властивість викликала широке застосування вольфраму для ниток ламп розжарення, не вважаючи на складні технологічні процеси, зв'язані з його обробленням. В пустотних лампах з вольфрамовою ниткою, або, як їх звуть, „економічних“, волосина розжарена до 2500°K з тим же строком служби, що й у вугільній лампі.

Розжарений вольфрам має ще одну перевагу перед вугіллям: він і всякому металові, йому властиве при даній температурі випромінювання, яке відрізняється від „чорного“, поперше, інтенсивністю і, подруге, своїм спектральним складом. Наприклад, при температурі 2500°K повне випромінювання вольфраму дорівнює випромінюванню чорного тіла, яке має температуру всього 1800°K , але в той же час розподіл енергії у випромінюваному ним спектрі відповідає чорному тілу при температурі 2560°K . З погляду коефіцієнта корисної дії мала величина загального випромінювання не важлива, бо слабо випромінююче тіло потребує відповідно меншої затрати потужності на розжарення. Відмінність же у спектральному складі випромінювання важлива; вона зветься *селективністю випромінювання*: при однаковій температурі вольфрам випромінює спектр, який відповідає своїм розподілом чорному тілу при вищій температурі. Як це позначається на світловій віддачі, видно з таблиці 34 (стор. 611).

Таким чином металічна нитка дозволяє значно підвищити світлову віддачу лампи через більшу допустиму температуру і через селективність випромінювання. Від інших туготопких металів (тантал, осмія, родій, вольфрам відрізняється великою селективністю випромінювання, високою температурою топлення і малим розпиленням при температурі, близькій

до точки топлення. Світлова віддача лампи з вольфрамовою волосинкою досягає 7—8 лм/ват, чому відповідає коефіцієнт корисної дії, трохи більший за 10%.

Таблиця 34.

Залежність світлової віддачі від температури.

Температура в °К	Світлова віддача випромінювання в лм/ват	
	чорне тіло	вольфрам
2000	1,5	3
2500	7,5	11,5
3000	19	27
3500	33	47

§ 532. Газове наповнення. Удосконалення ламп. Розпилення розжареного металу обмежує можливості дальшого підвищення температури. Дослід показує, що розжарений металічний дріт, оточений газом, розпилюється далеко слабкіше. Звичайно, для цих дослідів вживають інертних газів (азоту, аргону), які не вступають у сполучення з речовиною нитки.

Температуру нитки при допустимій швидкості розпилення (строк служби нитки 500—1000 годин) вдається довести до 3000° К і навіть вище, проте, при цьому практично лампа ще не стає економічнішою за пустотну: охолодіння для газу, який циркулює у колбі, така велика, що для досягнення потрібної температури необхідний дуже великий струм.

В 1913 р. Лангмюір виготовив лампу з газовим наповненням, що мала світлову віддачу більшу, ніж пустотні. Цього результату йому вдалось досягти після того, як він узяв за нитку вольфрамовий дріт завтовшки 2 мм.

Охолоджується нитка з її поверхні, виділення тепла при проходженні струму відбувається в об'ємі нитки; отже, товсті нитки повинні бути вигіднішими, бо в них відношення об'єму до площі поверхні велике. Проте, лампа з товщиною нитки 2 мм потребує для розжарення величезного струму, десятків амперів, а це в експлуатації не годиться. Нитка повинна бути тонкою і в той же час відношення нагрітого об'єму до поверхні повинне бути великим.

Лангмюір запропонував скористуватися спіральною ниткою.

Сучасні наповнені газом лампи (їх часто звуть „півватними“) мають металічну волосинку, згорнуту у вигляді суцільної спіралі, яка іноді має 10—20 витків на 1 мм (рис. 617). Поблизу розжареної нитки утворюється тонкий нерухомий шар газу, і тепловіддача відбувається тільки в

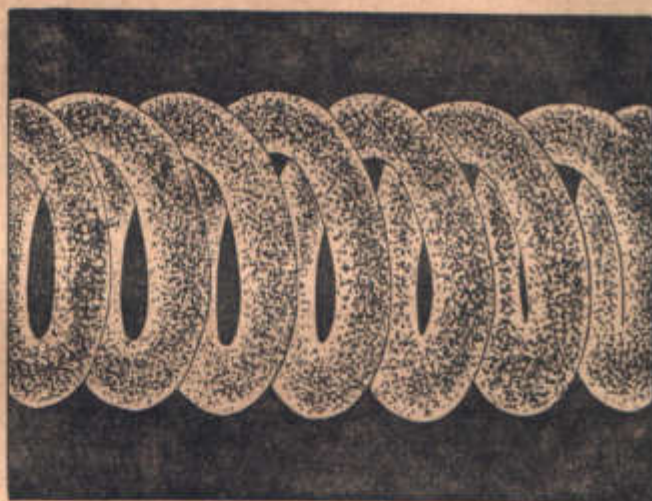


Рис. 617. Нитка газоповної лампи.

(Нитка зображена збільшеною у 150 раз.)

наслідок його теплопровідності; це робить спіраль подібною до суцільної трубки. Чим щільніше розміщені витки спіралі, тим це вигідніше, бо менша поверхня, яку обтікає газ.

Газ, що наповнює колбу лампи, повинен бути якнайменш теплопровідним. Щодо цього аргон значно вигідніший за інші інертні гази. Температуру його широко вживають, особливо для наповнення потужних ламп.

Економічність газового наповнення видна з таблиці 35, в яку включено сучасні найудосконаленіші порівняно з пустою наповнені газом лампи.

Таблиця 35

Характеристика газоповних ламп.

Потужність у ватах	Сила світла у свічках	Температура в °К	Світлова віддача лм/ват	К. к. д. у %	Примітка
200	200	2870	16,2	2,6	Для кіно-проекції з перерезанням і малим строком служби (100 — 200 годин)
1 000	1 700	3 030	21,7	3,5	
900	1 900	3 290	27,3	4,4	
10 000	24 600	3 350	31,0	5,0	
50	40	2500	10	1,6	Пуста

Найвигіднішим є суцільне сферичне світне тіло. Так побудована „точкова“ лампа (рис. 618). Звичайно, розжарювання точкової лампи проводиться не прохідним струмом, а іншим способом — електронним бомбардуванням світного тіла *A* з боку електрода *B*. У холодній лампі електроди *A* і *B* стикаються. При вмиканні струм, проходячи по шині *C*, яка складається з двох різних металів, нагріває її. При цьому вона згинається, бо метали, з яких вона виготовлена, мають різні коефіцієнти розширення. Електрод *B* відсувається в положення *B'*. Дуга, що виникає в атмосфері азоту, розжарює кульку *A* до температури приблизно 3300°К, при якій світлова віддача лампа досягає 30 лм/ват. Точкова лампа вживається в лабораторіях, коли потрібне яскраве джерело світла малих розмірів.

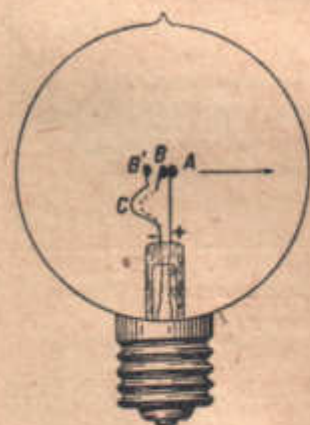


Рис. 618. Точкова лампа постійного струму.

Дальші шляхи підвищення температури світного тіла ламп намічаються в напрямі відшукування тугоплавких і маловипаровуваних речовин. Щодо цього, то надійними є, наприклад, карбіди, тобто вугільні сполуки металів. Так, сумішка карбідів танталу і гафнію має температуру топлення 4215°К. Карбід танталу дозволяє довести температуру до 3660°К; при цьому він розпиляється на 30% менше ніж вольфрам, а його селективність підвищує яскравість на одну третину порівняно з вольфрамом. При температурі топлення вольфраму карбід-танталова нитка витримує 8 годин неперервного розжарення. При цьому світлова віддача у півтора-два рази вища, ніж у нормальних вольфрамових ламп.

Велика крихкість карбідних ниток не дозволяє ще випустити їх в експлуатацію.

§ 533. **Вольтова дуга.** Вище ми бачили, що основною перешкодою у світлотехнічній експлуатації тіл, розжарених до високої температури, є руйнація їх (топлення, випаровування, розпилення). У вольтовій дузі ми маємо приклад, де ця обставина неістотна. Дуга утворюється при розмиканні струму між вугільними або металічними електродами. Розряд, що виникає, супроводиться яскравим свіченням електродів і проміжка між ними.

У звичайній вугільній дузі з величиною струму 10—20 А лише 5% світлового потоку випромінюється самою дугою; решта 95% припадає на температурне свічення вуглини. Якщо дуга горить при постійному струмі, то позитивний електрод, бомбардований електронами і негативними іонами, які виникають при розряді, світиться особливо яскраво. „Кратер“ позитивного електрода — западина, яка утворюється в ньому, — випромінює 85% усього світлового потоку. Тільки 10% припадає на катод.

Те, що електроди дуги можуть бути зсунуті, якщо вони обгоріли, дозволяє не зважати на випаровування вуглини. Поверхня електродів нагрівається до надзвичайно високої температури. У вугільній дузі температура кратера перевищує 4000°K , тоді як біля катода вона трохи вища за 3000°K . Через це випромінювання кратера значно інтенсивніше, ніж катода.

У так званій інтенсивній дузі з величезною величиною струму (150—300 А) температура кратера досягає іноді 6000°K , а яскравість — 20 000 стильбів (вольфрам при 3000°K має яскравість тільки 1257 стильбів). При тиску повітря понад 20 атмосфер Л ю м е р о в і вдалося дістати температуру анода 5900°K , тобто майже рівну температурі поверхні Сонця.

З енергетичного боку коефіцієнт корисної дії випромінювання дуг надзвичайно великий порівняно з лампами розжарення. Проте, експлуатаційні показники їх невисокі через необхідність застосовувати послідовний опір і складну апаратуру, зв'язану з неперервним зближенням обгораючих вуглини. Вольтові дуги звичайно застосовують в тих випадках, коли необхідним буває джерело світла дуже великої яскравості. Прожектори є типові освітлювальні установки, в яких дуга має переважне значення.

Про вольтові дуги спеціальної будови, в яких випромінювання міжелектродного проміжка відіграє велику роль у загальному світловому потоці, говоримо далі, в параграфах про газовий розряд.

§ 534. **Оптична пірометрія.** Закони випромінювання Планка, Віна і Стефана — Больцмана (§ 168, 170, 173), які встановлюють зв'язок між тем-

пературою і радіацією абсолютно чорного тіла, дозволяють на підставі випромінювання судити про температуру нагрітих тіл. Зокрема, оптична пірометрія дозволяє робити висновок про температуру за допомогою вимірів в області видимого спектра.

Одним з найчутливіших методів є вимірювання яскравості; остання дуже швидко росте з температурою. Цей метод дозволяє на основі навіть грубих фотометричних вимірів робити висновок про температуру з великою точністю. Справді, якщо фотометрування має похибку в 5%, а яскравість залежить від температури T , як T^{10} (в границях від 2000 до 3000°K), то похибка у відліку температури буде близько 0,5%, тобто температуру у 2000°K ми знайдемо з точністю до 10° .

Практично при цьому роблять так (рис. 619): нитку лампочки L , яка горить у фокальній площині F окуляра B , розглядають на фоні зобра-

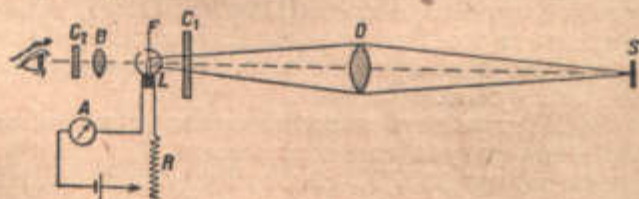


Рис. 619. Схема пірометра для визначення температури за яскравістю.

ження вимірюваного розжареного тіла S , одержаного за допомогою об'єктива O . Регулюючи розжарення реостатом R , добиваються зникнення нитки при рівності її яскравості з яскравістю фону. Тоді яскравість вимірюваного об'єкта знаходять з величини струму, яку показує амперметр A , увімкнений в коло „лампочки порівняння“ L . Щоб уникнути зайвих поправок, нитку градуують по експериментальному „чорному“ тілу (камери з невеликим отвором), температура якого вимірюється безпосередньо. Шкала амперметра A градується прямо у градусах температури. Щоб не потрібно було розжарювати лампочку до тієї температури, яку має вимірюваний об'єкт, за шляху променів перед фокальною площиною F об'єктива O вставляють нейтральний або кольоровий світлофільтр C_1 , який зменшує вимірювану яскравість. Спостереження провадять з червоним світлофільтром C_2 ; це усуває неточності, які бувають від різної кольоровості „нитки порівняння“ і вимірюваного тіла.

Яскравість можна вимірювати також об'єктивними методами за допомогою термо- і фотоелемента. Побудовані таким способом установки дозволяють відлучувати температуру за показами гальванометра, яким вимірюється термо- або фотострум.

При таких вимірюваннях визначається температура за яскравістю. Вона завжди менша за справжню, бо здебільшого доводиться мати справу з нечорним випромінюванням. Так, вольфрам при температурі 2500°K має температуру, яка за яскравістю дорівнює 2274°K . Знайдені експериментально поправки дозволяють перейти від температури за яскравістю до справжньої.

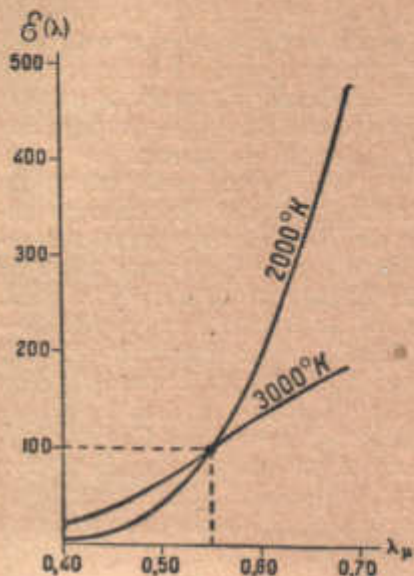
Відносний розподіл енергії у спектрі розжарених тіл залежить від температури за законом Планка. Отже, вимірявши цей розподіл, можна визначити температуру чорного тіла, при якій воно має ту ж кольоровість, що й вимірюване тіло. Ця температура зветься колірною температурою.

Рис. 620. Залежність „крутизни“ кривої розподілу енергії у спектрі чорного тіла від температури. Значення $\mathcal{E}(\lambda)$ при $\lambda = 0,55 \mu$ прийняті за 100.

Селективність випромінювання спричиняється до перевищення колірної температури над справжньою. Так, вольфрам при 2500°K має колірну температуру 2557°K . Експериментальні поправки дозволяють переходити від колірної температури до справжньої.

Для визначення форми кривої розподілу енергії у спектрі (її „крутизни“) досить виміряти відношення монохроматичних інтенсивностей у двох довжинах хвиль, по змозі далеких одна від одної. Чим нижча температура, тим крутіше йде крива розподілу енергії у видимій області спектра (рис. 620) і тим більше це відношення.

Останнє використано в конструкції пірометра прямого відліку (рис. 621): фотоелемент P освітлюється вимірюваним джерелом S через обертовий диск D з отворами, в які вставлені світлофільтри B і R , що пропускають один синє, а другий — червоне проміння. Чим нижча температура тіла S , тим більше відношення монохроматичних інтенсивностей синього і червоного проміння і тим більші коливання фотоструму надійдуть у підсилювач A . Відповідна трансформаторна установка дозволяє дістати „на ве-



ході" підсилювача струм, пропорціональний відношенню фотострумів із синім і червоним світлофільтрами. Таким чином, гальванометр G показує „крутизну“ кривої розподілу енергії у спектрі джерела і може бути проградуйований на колірну температуру.

Дотепний прилад, який дозволяє грубо вимірювати колірну температуру, зветься пірометричним клином. Його дія була пояснена у § 520.

Результати вимірювання пірометричним клином залежать від індивідуальних особливостей ока спостережника, в чому полягає принципіальна хиба цього методу визначення колірної температури.

Цікаво відмітити застосування оптичної пірометрії в астрофізиці для вимірювання розмірів зір. З положення максимуму випромінювання у спектрі зорі роблять висновок про її поверхневу температуру T (на підставі закону зміщення Віна). За знайденою температурою T обчислюють яскравість B чорного тіла при температурі T . Тоді, знаючи віддаль зорі r , можна написати вираз для видимої сили світла I :

$$I = \frac{B\pi R^2}{r^2},$$

де πR^2 — площа проєкції оберненої до Землі половини зорі. В написаному рівнянні тільки одно невідоме — радіус зорі R , який звідси і визначають.

§ 535. Максимальний коефіцієнт корисної дії температурних джерел світла. У наведених вище цифрах для коефіцієнта корисної дії ламп розжарення (§ 532) звертають на себе увагу їх дуже малі значення. Найвищий коефіцієнт корисної дії ледве досягає 5% (рис. 622). З цього погляду лампи — найнедосконаліші з усіх існуючих машин.

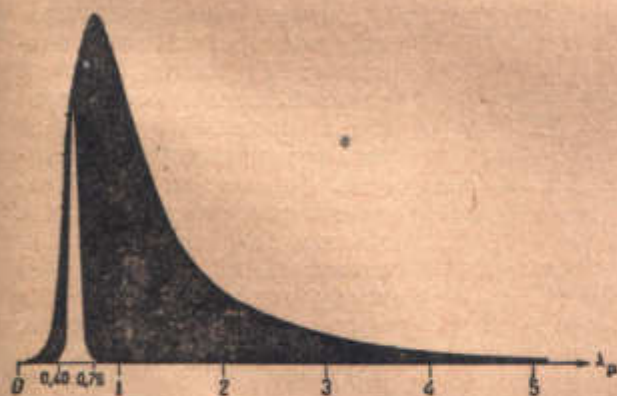


Рис. 622. Відносний розподіл енергії у спектрі випромінювання вольфраму при $T = 3350^\circ \text{K}$ (або чорного тіла при $T = 3500^\circ \text{K}$). Світлова віддача — біла площа — 31 лм/ват (к. к. д. — 5%).

Мінімуму випромінювання збігається з найсильніше діючим на око зеленим промінням ($\lambda = 0,556 \mu$). При дальшому підвищенні температури яскравість буде, як і раніше, зростати, тоді як світлова віддача почне знижуватись у зв'язку з дальшим переміщенням області найбільшого випромінювання в сторону коротких хвиль. При

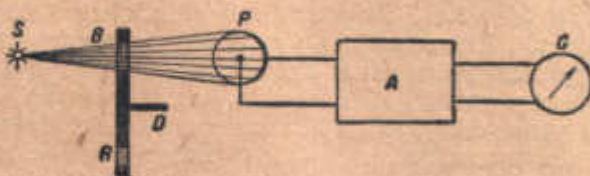


Рис. 621. Метод об'єктивного визначення колірної температури.

Запалюючи електричну лампу, ми щосекунди підводимо до неї електричну енергію, більша частина якої розсіюється у вигляді невидимого теплового випромінювання. Лише 5% підводжуваної до лампи енергії ми дістаємо у вигляді світла.

Ми бачили, що деяке поліпшення дозволяє підвищити температуру; проте,

цьому максимальний коефіцієнт корисної дії випромінювання при температурі, рівній 6700°K , буде дорівнювати 14%. Селективність випромінювання речовини надто незначна, щоб скількинебудь істотно змінити стан справи. Крім того, з підвищенням температури розжарені тіла своїми випромінювальними властивостями наближаються до абсолютно чорного тіла. Таким чином, 14% є верхня границя коефіцієнта корисної дії для всіх температурних джерел світла.

§ 536. Нові джерела світла. Зовсім іншу картину дають лінійчасті спектри. Інтенсивність і положення спектральних ліній в характеристичному випромінюванні атомів змінюються від однієї речовини до другої. Навіть у одного елемента інтенсивності окремих ліній змінюються залежно від умов свічення. Звідси завдання одержання високоекономічних джерел світла зводиться до вибору таких елементів, випромінювання яких при певних умовах максимально зосереджене у видимому спектрі.

Як приклад можна вказати на натрій і ртуть, пара яких при певних умовах збудження дає колосальну світлову віддачу випромінювання. Так, натрій, який має у спектрі інтенсивну жовту лінію D (вона складається з двох компонент D_1 і D_2), може дати у вигляді світла 34% усій радіації. Світлова віддача випромінювання відповідно дорівнює 214 лм/ват . Ртуть, у спектрі якої є кілька дуже яскравих ліній, може мати коефіцієнт корисної дії випромінювання до 22% (125 лм/ват).

У вуглини вольтової дуги часто вводять „гниоти“, просякнуті солями металів. Обертаючись у пару, ці солі до температурного випромінювання вуглини додають своє характеристичне випромінювання. Солі вибираються в таким розрахунком, щоб їх спектральне випромінювання у видимому спектрі мало багато яскравих ліній. Цим досягається підвищення світлової віддачі дуг. Така дуга зветься полум'яною дугою.

Найповніше використання характеристичного випромінювання дають описані нижче газосвітні лампи.

§ 537. Газосвітні лампи. Збудження свічення газів електричним струмом провадиться звичайно у спеціальних трубках, які зветься тепер у зв'язку з їх призначенням газосвітними (рис. 623). Кожна така трубка заз-

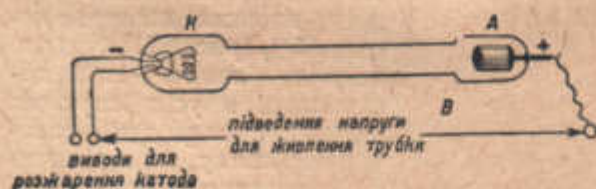


Рис. 623. Газосвітна трубка.

виникає свічення. Це супроводиться появою слабкого струму в колі трубки. Носії електричних зарядів (електрони і іони) утворюються під дією різниці потенціалів при наявності певної початкової іонізації. Збуджувані електронними ударами, атоми речовини випромінюють лінійчастий спектр, характерний для елемента, що є у трубці. Крім того, електрони, що швидко летять, іонізують газ, який є у трубці, і тим забезпечують наявність носіїв заряду. Кількість останніх визначає величину струму в газовому розряді.

Так відбувається свічення в гейслеровій трубці, в якій тиск газу малий.

Якщо густина газу велика, то зараз же після проходження через розрядну трубку досить сильного струму виникає масова іонізація по всій довжині розрядного стовпа — „електронна лавина“. Вона супроводиться

різким посиленням струму. Одночасно з'являється інтенсивне випромінювання, спектральний склад якого визначається речовинами, що наповнюють трубку.

Після цих явищ, які відбуваються при запалюванні лампи, випромінювання і електричний режим розряду змінюються дуже повільно, вже тільки коштом зміни температури і тиску всередині трубки.

Сині і червоні світні реклами, що з'явилися за останні роки по багатьох містах Союзу, являють собою газосвітні трубки, наповнені аргоном і неоном. Вони працюють на змінному струмі. Запалювання цих ламп здійснюється автоматичним переривником, який дає митьові екстраструми високої напруги. Останні викликають електронну лавину. Після запалювання пусковий пристрій автоматично вимикається.

Основною умовою добування інтенсивного розряду є наявність у трубці при запалюванні достатньої кількості вільних електронів і легке виділення їх катодом; для цього служать розжарені катода, які мають термоелектронну емісію (§ 394). Вони полегшують запалювання в трубці і дозволяють знизити її робочу напругу. Особливе значення мають так звані оксидні катода, які являють собою нанесені на нікель оксиди барію, стронцію і кальцію. Вони мають таку ж електронну емісію при низькій температурі (900° С), як чисті метали при білому розжаренні.

Нагрівають катод спеціально підведеним струмом (рис. 623), який іноді розмикається вслід за запалюванням, після чого катод нагрівається вже самим розрядним струмом.

Самозапалювання ламп зараз же після вмикання є одним з найважчих завдань, зв'язаних з конструкцією газосвітних трубок, ще радикально не розв'язаним. Є кілька способів викликати іонізацію по всій довжині розрядного стовпа (електронну лавину): екстраструмами для ламп на змінному струмі; підігріванням катода і автоматичним вимиканням його після початку розряду; введенням по довжині трубки ряду металічних впайок, якими „пробігає“ розряд при низькій напрузі, тощо. Всі ці способи мають ряд хиб: повільність дії, ненадійність, складність будови.

Коли потрібно досягти свічення тіл з порівняно високою температурою випаровування (наприклад, металів), виникають такі труднощі: необхідно якимнебудь способом, без спеціального підігрівання, перевести речовину в газоподібний стан на початку розряду. Під час розряду всередині трубки температура досить висока. Для збудження свічення парів натрію трубку іноді наповнюють благородним газом, наприклад, гелієм, в якому і провадиться запалювання. Температура, яка підвищується в стовпі розряду, викликає випаровування натрію, і через кілька хвилин після запалювання з'являється його випромінювання. Цікаво відмітити спостережуване при цьому зникнення спектра гелію.

Газосвітні лампи є ще далеко незакінчений утвір нової техніки. Не зважаючи на це, вони знайшли вже дуже широке застосування. Досить указати, що вживаються лампи з потужністю від часток вата до 10 000 ватів (неонові маяки в аеропортах).

Мала інерція газового розряду дозволяє застосовувати газосвітні лампи для телебачення як джерело світла, „модульованого“ електричним струмом (§ 452). З другого боку, ця мала інерція робить неприємним світло ламп, які горять на змінному струмі. Предмети, які швидко рухаються, здаються при світлі такої лампи „роздрібненими“.

Характеристичне випромінювання газів і пари металів, якими наповнюють трубку, робить їх світло яскраво забарвленим. Завдання — знайти речовини, що випромінюють разом (в одній або кількох трубках) світло, близьке до білого, ще далеко не розв'язане.

Були спроби скомбінувати характеристичне випромінювання речовин з температурним. Такою є американська „S-лампа“ (рис. 624), в якій одно-

часно випромінюють розжарені вольфрамові електроди E (між ними горить ртутна дуга A) і нитка розжарювання F . При вмиканні холодної лампи розжарюється нитка F . При випаровуванні ртуті з краплі M , коли пара досягає певної густини, виникає ртутна дуга A між електродами E , які при цьому нагріваються. Температурне випромінювання становить 75% повного; 25% припадає на видиме і ультрафіолетове випромінювання ртуті. „S-лампа“ імітує сонячне світло.



Рис. 624. S-лампа.

Актуальним є також питання про добування „денного світла“ при одночасній дії кількох ламп.

Невигідною особливістю газового розряду є необхідність вмикання додаткового опору, без якого розряд не може існувати довго. На цей додатковий опір припадає від 25 до 50% потужності. Так, натрові лампи, вживані для освітлення американських шляхів, мають світлову віддачу 65—70 лм/ват , в той час як світлова віддача всієї установки (експлуатаційна) не перевищує 50 лм/ват .

§ 538. Освітлювальні пристрої. Для вигідного використання випромінювання джерел світла користуються різними пристроями, які служать для перерозподілу світлового потоку. При цьому випромінювання, яке йде звичайно від джерела в усі сторони, зосереджують у межах певного кута, збільшуючи тим самим силу світла в потрібному напрямі.

Так, у прожекторних установках параболічне дзеркало спрямовує близько половини світлового потоку вольтової дуги, вміщеної у фокусі, в межах малого кута ($1-2^\circ$). Це дозволяє довести силу світла до дуже значної величини: найбільші прожектори мають силу світла до 2 мільярдів свічок.

Для освітлення приміщень користуються арматурами з молочного скла або з розсіюючими рефлекторами. За допомогою арматури потік, що йде від лампи в усі сторони, прямує на освітлювані поверхні. Найдосконаліші арматура — дзеркальні або з призматичними гранями.

РОЗДІЛ XX.

ФІЗИКА АТОМА¹⁾.

§ 539. Вступ. Якби ми захотіли простежити історію фізики і суміжних з нею наук (наприклад, хемії, астрономії), ми легко могли б встановити, що розвиток цих наук нерідко супроводився несподіваними для сучасників глибокими зрушеннями у вихідних передумовах і в способах побудови фізичних теорій. Чим ближче ми підходимо до XX сторіччя, тим численнішими і глибшими стають зрушення. Це зрозуміло: нагромадження експериментального матеріалу зростає неухильно, темп цього нагромадження теж зростає швидко, бо в міру розвитку техніки розширюються експериментальні можливості і збільшується число вчених, які займаються фізичними дослідками; завдання теорії, яка повинна в небагатьох простих формулюваннях охопити всі відомості, здобуті дослідом, рік-у-рік щораз ускладняється; але разом з тим чим більше стає експериментального матеріалу, тим гостріше постає необхідність в його теоретичному узагальненні, бо без теорії експеримент, як правило, безплідний.

Коли руйнується одна теорія, виникає друга. Не завжди можна примирити новий факт з поглядами, які вкоренилися, не завжди можна побудувати нову теорію на фундаменті старих понять, і досвід нерідко вказує нам на помилковість тих поглядів, правдивість яких до того часу не викликала ні в кого й тіні сумніву. Але звичайно ці вказівки досвіду не є достатньо певними. Тому виникає важке питання—треба чи не треба руйнувати все старе, можна чи не можна примирити нові факти з провідними принципами теорії, яка похитнулася, ціною перегляду другорядних своїм значенням понять і гіпотез.

Всі будьколи пережиті теоретичною фізикою зрушення меркнуть у порівнянні з тими, свідками яких ми є в даний час. Перегляд усіх основних принципів і фундаментальних понять класичної фізики—це своєрідний лозунг дня. Тут, як і завжди при великих революційних зрушеннях, корисно пам'ятати, що небезпека для успішного розвитку фізики зосереджена зовсім не в самому тільки таборі необгрунтованого консерватизму,—деяку небезпеку являє також завжди активніший і в усякому разі шумливіший табір „дитячої хвороби лівизни“.

Сучасні напрями думки найяскравіше репрезентовані „квантовою механікою“ Гейзенберга і „хвильовою механікою“ Шредінгера. Початок бурхливого розвитку цих учень належить до 1926 року; їм присвячені вже тисячі наукових праць. Деяке уявлення про характер цих учень можна дістати з наведених нижче слів О. Д. Хвольсона²⁾:

„Одна з основних думок Гейзенберга полягає ось у чому: наука повинна мати справу виключно з такими величинами, які принципіально ви-

¹⁾ Деякі параграфи у цьому й дальшому розділі (а саме § 546—553 і 578—588) являють собою витяги в трохи переробленому вигляді з статей і книг видатних представників фізики атома: Зоммерфельда, Крамерса, Панета.

²⁾ „Фізика наших дней“, Гиз, 1928 і 1930 pp.; у 1-му вид. стор. 319 і 332, у 2-му вид. стор. 315 і 325.

мірювані, тобто з такими, для вимірювання яких ми можемо придумати фізично можливий спосіб вимірювання. Слід цілком виключити з наших мірювань такі поняття, як орбіти електрона, місцезнаходження електрона, швидкість електрона. Можна говорити тільки про степінь імовірності того, що електрон перебуває в певному місці і має певну швидкість; де він дійсно перебуває і як він рухається, ми знати, тобто обчислити, не можемо. Це про яку побудову моделі атома не може бути й мови...*

„З погляду Шредінгера вся наша механіка з її законами, формулами і т. д. може бути застосована тільки до явищ макрофізичних; до мікрофізичних же явищ, які відбуваються всередині атомів і молекул, вона не може бути застосована і повинна бути замінена зовсім іншою... Перехід від старої механіки до нової повинен бути зроблений через перетворення основних законів старої механіки в таку форму, яка по змозі наближалася б до форми законів хвильової оптики. Шредінгерові вдалося зробити таке перетворення і здобути відоме рівняння Шредінгера, яке і становить тепер основу нової хвильової механіки. Хвильова механіка Шредінгера має статистичний характер. Вона має справу не з окремою орбітою частинки, а з пучком можливих орбіт, і нею визначається тільки степінь імовірності того, що частинка перебуває на тій або іншій орбіті...“

„Математика відіграє в новому вченні зовсім виняткову, не дошлюбну, а домінуючу роль. Нічого подібного ми не зустрічаємо в інших розділах фізики. З невеликим прибільшенням можна сказати, що в новому вченні залишилось не дуже багато фізики. Найгірше тут у тому, що це не та вища математика, яку звичайно викладають в університетах і з якою справляються і якою вміють користуватися всі фізики. Ні, тут на першому плані такі розділи математики, про які величезна більшість фізиків ніколи нічого не чула. Мабуть, найгірше та нечувана абстрактність основних понять і величин, якими орудує нове вчення. Всі автори одноставно визнають цю абстрактність, але від цього фізики, якби прагне розпізнати реальний світ, не легше“.

Гіпертрофія (надмірне розростання) математичних методів теорії може серйозно пошкодити справі. Завжди, коли бували досягнуті ясність і простота в розумінні встановлених дослідом фактів, це приводило до розквіту фізики. Відсутність ясності у вихідних передумовах теорії може привести до неприемних наслідків: до зниженої продуктивності теоретичних досліджень, до відриваності нової теорії від серйозних раніше розроблених методів, що заслуговують на довіру, до вишукування гіпотез, в абстрактності своїй позбавлених почуття міри.

О. Д. Хвольсон цілком правильно зауважує, що для найновішої мікромеханіки характерна „разюча недоговореність, незакінченість, а тому і цілковита неясність деяких основних припущень. Найдивніше те, що висновки, які роблять з цих припущень, не тільки потверджувалися на досліді, а й приводили до відкриття зовсім нових явищ або фактів, що викликали сенсацію серед учених. Далі ми познайомимось особливо з одним із цих явищ (дифракція електронів)¹⁾. Воно безсумнівно відбувається, його відкриття збагатило науку, але як воно відбувається, зовсім незрозуміло, бо зовсім неясне те припущення, яке привело до його відкриття“.

Виклад деяких ідей хвильової механіки буде дано в кінцевих параграфах розділу. На початку розділу висвітлено досліді і теорії, які відіграли величезну роль у розвитку фізики, але тепер уже втратили актуальність. Деякі з цих теорій найновіша мікромеханіка заперечує або розцінює їх як досить грубе наближення до справжньої картини атома. Проте, ці теорії вже так багато дали фізиці, що вони безумовно заслуговують

¹⁾ Це явище буде описано в § 572.

на найважливіше вивчення. Щоб дістати правильне розуміння сучасного досить своєрідного стану фізики, треба в усякому разі знати шлях, пройдений фізикою атома протягом трьох останніх десятиріч.

§ 540. Проблема атома на рубежі ХХ сторіччя. Ще п'ятдесят років тому фізик, вимовляючи слово „атом“, асоціював це слово з уявленням про зникаючо-малу пружну кульку. Явища, відомі йому, він легко міг пояснити собі співударенням і зчепленням цих кульок. Замислюватися над тим, яка структура атома, йому не було потреби. Проте, дальші роки поступового розквіту найдосконалішого лабораторного експерименту поставили теоретичну фізику перед рядом утруднень, яких не можна було перемогти, не уявивши собі ясно, що в дійсності являє собою атом.

Ці утруднення повинні були виникнути неминуче. Основою фізики попереднього сторіччя було прагнення до синтезу механічної атомістики в дусі Лесажа, що виросла пізніше в кінетичну теорію газів, з динамічним ученням про атом, висунутим Бошковічем. Факти змушували бачити в атомі не застиглу крупинку речовини, а вузол різноманітних сил. Чи міг би бути створений синтез динамічного і механічного вчення про атом без вияснення внутрішніх причин, які зумовлюють взаємодіяння атомів? Звичайно, ні! Без науково обгрунтованої, продуманої в усіх деталях і строго підтвердженої дослідом теорії будови атома синтез механічної атомістики з динамічним ученням був принципіально неможливий.

Перед кінцем ХІХ сторіччя всі фізики визнали, що атом має велику кількість „незалежних властивих йому сил“, серед яких перше місце займають: сили хемічної спорідненості, під діями яких атоми групуються в молекули; сили Ван-дер-Ваальсівські, які пояснюють відхилення реальних тіл від законів ідеальних газів і спричиняють при відповідних умовах перехід пари в рідину; сили атракційні, які зумовлюють адсорбцію і часто спостережуване ущільнення при дифузії однієї речовини всередину другої; сили електролітичні та інші. Стало очевидним, що закони, які керують усіма цими силами, тісно зв'язані з структурою молекул і атомів. Проте, у фізиків аж до початку ХХ сторіччя не було об'єктивних даних, на основі яких можна було б скласти собі правильне уявлення про внутрішню будову атома.

Шлях до науково обгрунтованої теорії атома був прокладений відкриттям катодного і рентгенового проміння, дослідженням впливу магнітних і електричних сил на оптичні явища (ефекти Зеємана і Штарка), вивченням хемічних процесів, породжуваних електричним струмом, і, нарешті, відкриттям радіоактивності.

В наслідок великої кількості лабораторних досліджень, виконаних у зазначених галузях фізики, було встановлено з достовірністю, що, поперше, всередині кожного атома є електрони; подруге, всі сили взаємодіяння атомів і молекул, за винятком сил всесвітнього тяжіння, мають електричне походження, і, потрете, існує деяка подібність у матеріальній основі атомів різних хемічних елементів, подібність, яка іде так далеко, що при певних умовах атом одного елемента може перетворюватися на атом іншого елемента.

Залишалося, проте, неясним, яку роль відіграє у внутрішній будові атома позитивна електрика. Не було фактів, які свідчили б з певністю, що позитивна електрика, подібно до негативної, має дискретну будову.

Дослід не давав також відповіді на запитання першочергової ваги: чи має рівновага електронів усередині атома характер статичної рівноваги, чи рівновага ця є динамічною.

§ 541. Перші теорії будови атома (теорія Кельвіна і Дж. Томсона). У 1902 році Кельвін висловив ряд міркувань, з погляду яких, здавалося, атом можна було розглядати як статично рівноважну систему.

Прагнучи до найбільшої простоти в гіпотезі про будову атома, Кельвін припустив, що позитивний заряд атома розподілений з рівномірною густиною по об'єму кулі, радіус якої збігається з радіусом атома. Електрони знаходяться всередині цього об'єму і займають лише незначну його частку. Треба уявити собі атом завбільшки з кімнату, щоб електрони стали ледве помітними для ока; їх відносна величина не буде перевищувати при цьому розміру друкарської крапки. Через те що в цілому атом електрично нейтральний, позитивний заряд атома дорівнює, очевидно, загальному зарядові внутрішньоатомних електронів.

Грунтуючись на законі Кулона, неважко вивести, як позитивна електрика, розміщена по об'єму атома, повинна була б впливати на кожний електрон зокрема. Розрахунок показує, що внутрішньоатомні електрони повинні були б притягуватися до центра атома з силою, пропорційною їх віддалі від центра. Якщо всередині атома є кілька електронів, то в наслідок взаємного відштовхування вони повинні були б розташовуватися навколо центра на рівній віддалі. Коли число електронів велике, електрони повинні утворити кілька груп у вигляді концентричних шарів. Обчислення стійкої конфігурації електронів у цьому разі є таким складним, що нема змоги з певністю вказати місцезнаходження окремих електронів.

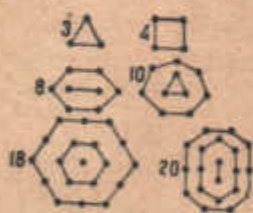


Рис. 625. Розміщення магнітків у посудинах Майєра.

Виникнення стійких електронних шарів можна ілюструвати цікавим дослідом, що вперше був здійснений Майєром. Кілька магнітів змушують плавати в посудині з водою. Магнітами можуть бути сталеві голки, встромлені в кружечки, виготовлені з корка. Магніти повинні бути розміщені так, щоб над поверхнею води знаходилися однойменні, наприклад, позитивні полюси. Над центром посудини підвішують намагнічений стрижень, обернений негативним полюсом до поверхні води. Він притягує позитивні полюси маленьких плаваючих магнітів і змушує їх групуватися в кільця. Можна вибрати таку віддаль негативного полюса від поверхні води, щоб горизонтальна проекція сили, яка тягне плаваючі магніти до центра, була приблизно пропорційна віддалі від центра. Цей досвід відтворює, отже, умови, які відповідають кельвінівській моделі атома. Неістотна відміна полягає в тому, що сили взаємного відштовхування плаваючих магнітів змінюються залежно від віддалі за трохи іншим законом, ніж сили відштовхування електронів.

Досвід Майєра відтворює, проте, двовимірну модель атома, і тому навіть для кельвінівської моделі атома він не може замінити обчислення виду тривимірних стійких електронних шарів.

Вигляд кілець, в які групуються плаваючі магніти мірою зростання їх числа, подано на рис. 625. Коли число плаваючих магнітів не перевищує п'яти, то магніти розміщуються в кутах правильного многокутника: п'ять магнітів по кутах п'ятикутника, чотири — по кутах квадрата і т. д. Але якщо число більше п'яти, то розміщення стає іншим. Так, шість магнітів не утворюють шестикутника, а поділяються на дві групи. Поділ на дві групи зберігається доти, поки число магнітів не досягне п'ятнадцяти; тоді виникають три групи; при двадцяти семи магнітах виникають чотири групи і т. д.

Модель атома, запропонована Кельвіном, була вдосконалена й успішно застосована до пояснення досить численної групи явищ Дж. Томсоном. Зберігши основну гіпотезу Кельвіна, що позитивна електрика розподілена рівномірно по об'єму сфери, Томсон, проте, не намагався звести фізичні й хімічні властивості атомів до елементарних умов статичної рівноваги електронів. Навпаки, у більшості застосувань своєї теорії він розглядав

внутрішньоатомні електрони в стані швидкого руху. Для врахування інтенсивності цього руху він запровадив уявлення про „корпускулярну температуру“, яка характеризує середню кінетичну енергію електронів, а також степiнь упорядкованостi їх обертального руху навколо центра атома, але не зв'язаної безпосередньо із звичайною температурою. Аналізуючи процес випромiнювання атомом електромагнітних світлових хвиль, Томсон підкреслював, що кількість випромiнюваної за одиницю часу енергії з погляду законів класичної електродинаміки повинна залежати від степеня врегульованості обертання електронів більше, ніж від швидкості їх руху. Шість електронів, які рухаються по тій самій орбіті на однакових відстанях один від одного з швидкістю в $\frac{1}{10}$ швидкості світла, повинні були б випромiнювати в шість мільйонів разів менше енергії, ніж один електрон, який рухається з тією ж швидкістю по тій самій орбіті. Випромiнювання не було б зовсім, якби електрони на орбіті були розміщені так тісно, що утворили б неперервне кільце негативної електрики.

Протягом ряду років теорія Кельвіна—Томсона користувалася широким визнанням. На основі цієї першої моделі атома зміцніло і ввійшло як необхідний розділ у класичну фізику вчення про внутрішньоатомні вібратори, яке роз'яснило складний характер явищ дисперсії і вбирання світла, виникло вчення про поляризацію атомів, стала зрозумілою фізична суть діелектричної сталої, передбачено існування ізотопів.

У 1911 році в зв'язку з дослідями, ініціатором яких був Резерфорд, виявилось, що теорія Томсона в одному істотному пункті неправильна, а саме—неправильним виявилось припущення, що позитивна електрика розподілена по всьому об'єму атома.

§ 542. Фотографування шляхів α -частинок. Камера Вільсона. Завдання дослідів, що їх розпочав Резерфорд і продовжували Гейгер, Марсден і Вільсон, полягало в тому, щоб в'яснити закони співударяння атомів. Для цього Резерфорд бомбардував атоми різних речовин, направляючи на них тонкий пучок α -променів.

Уже давно дослідженнями Рамзая і Содді було встановлено, що α -промені, що їх випромiнюють радіоактивні елементи, являють собою потік двовалентних позитивних іонів гелію, які летять з швидкістю близько 20 000 кілометрів на секунду. Удар, що його завдає атом від α -частинки, повинен бути руйнівним. Маса α -частинки в 7320 раз більша за масу електрона. Зіткнення α -частинки з електроном не може помітно загальмувати її політ або дуже відхилити її від прямолінійного шляху. Але зіткнення її з масивним атомом повинне викликати різку зміну швидкості і щодо величини, і щодо напрямку.

Щоб судити про характер співударянь α -частинок з атомами, треба спостерігати траєкторії α -частинок. Для цього є два шляхи: можна спостерігати розсіяння α -променів і можна фотографувати траєкторію окремої α -частинки.

Перший спосіб був використаний Резерфордом, Гейгером і Марсденом (§ 544), другий—Вільсоном.

Пронизуюча здатність α -променів невелика. Вони затримуються шаром повітря при атмосферному тиску завтовшки близько 7 см. При меншій густині повітря пробіг α -частинок відповідно зростає. На своєму



Рис. 626. Траєкторії α -частинок за знімком Вільсона.

шляху кожна α -частинка іонізує близько 100 000 атомів. Це дозволяє зробити шлях α -частинки видимим. Якщо повітря пересичене парами води, туман з особливою легкістю осідає на порошинках, які несуться в повітрі. Ще успішніше відбувається конденсація пари, коли повітря пересичене; при цьому кожний іон стає центром, навколо якого утворюється мікроскопічна краплинка вологи. У повітрі, пересиченому паром, слід α -частинки стає видимим тому, що він відмічений вміть виникаючою ниткою туману. Така нитка туману може бути легко сфотографована. На рис. 627 подано одну з одержаних так Вільсоном фотографій траєкторій α -частинок. Вільсон перший застосував і розробив цей метод спостереження α -частинок. Труднощі, які необхідно було перемогти, щоб здійснити дослід, полягали в необхідності досягти повної одночасності всіх трьох процесів: пробігу α -частинки, перенасичення повітря водяною паром і фотографування. Інакше рух повітряних струменів встиг би викришити нитку туману, яка виникла на шляху α -частинки. Вільсон сконструював спеціальну камеру, в якій одночасно з паданням касети, що відкриває на частки секунди фотографічну пластинку, повітря, насичене водяною паром, мало змогу вільно розширяться; таке розширення спричинювало незначне, але різке спадання температури і в зв'язку з цим — швидку конденсацію туману.

§ 543. Підрахування α -частинок. Спінтарископ. Лічильник Гейгера. Швидкість польоту α -частинок досягає 20 000 км/сек. Щоб зрозуміти,

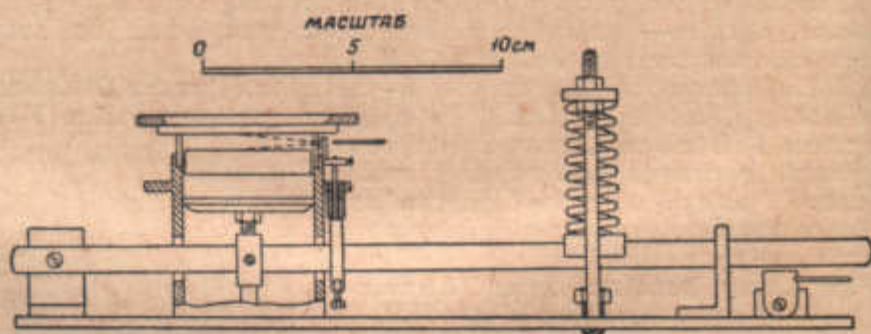


Рис. 627. Камера Вільсона. Пружина штовхає важіль, зв'язаний з поршнем. Над поршнем — власне камера.

яка велика енергія частинки, що летить з такою швидкістю, досить сказати, що α -частинка має кінетичну енергію, яка більш ніж у 200 000 000 раз перевищує енергію молекули газу при кімнатній температурі. Щоб надати атомам гелію швидкості теплового руху в 20 000 км/сек, треба було б нагріти гелій до температури 60 мільярдів градусів.



Рис. 628. Спінтарископ.

з трубки (рис. 628), що має лупу L , через яку спостережник бачить екран C . Перед екраном поміщено голку A , кінець якої активовано через дотик до радіоактивної речовини. Екран вкритий цинк-сульфідом, що має властивість світитися від ударів α -частинок.

Якщо дивитися в лупу, можна спостерігати цікаву картину: у різних точках екрана спалахують світні іскорки (рис. 628).

Походження цих іскорок, так званих сцинтиляцій, пояснюється ударами α -частинок об поверхню екрана, покритого цинк-сульфідом. Кожна сцинтиляція викликана ударом однієї α -частинки.

Якщо з допомогою діафрагми виділити вузький пучок α -частинок і на їх шляху поставити тонку металічну пластинку, то, спостерігаючи сцинтиляції від α -частинок, які проникли через пластинку, можна помітити, що деякі α -частинки, пронизуючи пластинку, відхиляються від початкового шляху на той або інший кут; методика цих дослідів по визначенню „розсіяння“ α -частинок була докладно розроблена Резерфордом (§ 544).

Як уже було сказано, α -частинки мають здатність сильною мірою іонізувати газ, через який вони пролітають. Це використав Гейгер для побудови лічильника α -частинок. Прилад складається з камери (рис. 629), на осі якої є вістря, укріплене на ізоляторі. Вістря сполучене з чутливим електрометром і з батареєю, другий полюс батареї сполучений з стінками камери. Передня стінка камери має невеликий отвір, через який можуть проникати α -частинки радіоактивної речовини. Якщо отвір невеликий, а крупинка радіоактивної речовини знаходиться на знач-

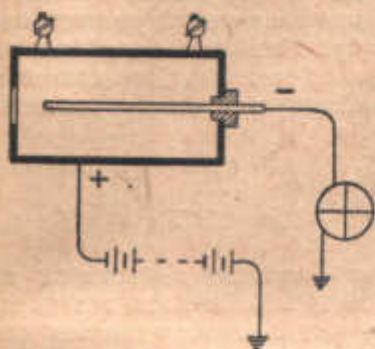


Рис. 629. Лічильник Гейгера.



Рис. 630. Автоматичний запис числа α -частинок, що попали в лічильник Гейгера.

ній віддалі, то в камеру буде попадати лише незначний процент α -частинок, що їх випускає радіоактивна речовина.

Попадаючи в камеру, α -частинка іонізує велике число молекул повітря. Іони, що утворилися, не можуть залишатися нерухомими, бо на них діє електричне поле, утворюване батареєю між стінками камери і вістря. На рис. 629 вістря заряджене негативною електрикою, а тому до нього почнуть рухатися позитивні іони. Негативні, навпаки, будуть рухатися до стінок камери.

Під діям електричного поля між стінками камери і вістря іони будуть рухатися прискорено і при досить сильному полі досягнуть такої швидкості, що в свою чергу будуть іонізувати нейтральні молекули, а нові іони, що виникнуть так, відразу ж почнуть рухатися і спричинять утворення дальших іонів.

„Лавинна“ іонізація, спричинена α -частинкою, яка проникла в камеру, забезпечить проходження через камеру електричного струму від стінок до вістря, і це спричинить відхилення чутливого електрометра. Звичайно користуються для цього „струнним“ електрометром.

Тінь нитки електрометра проектується на рухому фотографічну стрічку, при цьому запис матиме вигляд прямої. При відхилах же електрометра, що відповідають польотів α -частинок через камеру, на записі утворюватимуться зазублини (рис. 630), за числом яких можна підрахувати число α -частинок, що попали в камеру за даний проміжок часу.

§ 544. Досліди Резерфорда, Гейгера і Марсдена по вивчання розсіяння α -частинок. Досліди Резерфорда, Гейгера і Марсдена над розсіянням α -променів полягали в тому, що дуже тонку металічну

або слюдяну пластинку встановлювали на шляху α -частинок перпендикулярно до напрямку їх руху і визначали підрахуванням сцинтиляцій число α -частинок, які пролетіли через пластинку по прямій лінії без відхилення, і окремо число частинок, які зазнали відхилення на той чи інший кут. Ці досліди показали, що більшість α -частинок, які пронизують металічну пластинку завтовшки в соті частки міліметра, відхиляється від прямолінійного шляху на незначний кут, що звичайно не перевищує $2-4^\circ$. Для пластинок, виготовлених з різних металів, кут найімовірнішого відхилення неоднаковий. Він залежить, крім того, від товщини пластинки і від швидкості α -частинок. Для зручності зіставлення прийнято товщину пластинки вибирати так, щоб швидкість α -частинок, які пронизують пластинку, зменшувалася на ту саму величину, на яку вона убуває при польоті α -частинок через шар повітря в 1 см при нормальній густині повітря. Це і буде той випадок, коли товщина металічного листочка близька до соті частки міліметра. Гейгер і Марсден виміряли при зазначених умовах найімовірніший кут розсіяння (кут відхилення найбільшого числа α -частинок) для багатьох металів. Для алюмінію, міді, срібла і золота при бомбардуванні їх α -променями радіо С цей кут дорівнює:

Al	Cu	Ag	Au
$\varphi = 0,6$	1,1	1,5	2,1°.

Побіжно був встановлений процент α -частинок, які зазнають відхилення на $10, 15, 20^\circ$. Виявилось, що якась, правда незначна, частина α -частинок відкидається пластинкою назад; отже, відхиляється від початкового напрямку руху більш ніж на 90° .

Досліди Гейгера і Марсдена були проведені винятково старанно. Результати цих дослідів, доповнені висновками, які можна почерпнути з розгляду знімків Вільсона, малюють чітку картину польоту α -частинки між атомами і в середині атомів.

Прямолінійність траєкторії α -частинки, яка пронизує шар газу в кілька сантиметрів, свідчить про те, що α -частинка, яка неминуче зустрічає на своєму шляху десятки тисяч атомів, пролітає через них наскрізь; вона

легко розштовхує внутрішньоатомні електрони, які, зрозуміло, не можуть утворити для неї серйозної перешкоди, бо вони в 7320 раз легші за неї.

Факт розсіяння α -частинок, їх відкидання іноді в протилежному напрямі, вказує, однак, на те, що в складі атома є масивна частина атома („ядро атома“), непроникна для α -частинки. Підрахунки, проведені Резерфордом і самим Томсоном, показали, що теорія Томсона не може пояснити спостережуваних кутів розсіяння α -частинок; за теорією Томсона різкої зміни напрямку польоту α -частинки при її співударянні з атомом не повинно було б бути. Було висловлено припущення, що таке сильне розсіяння відбувається поступово в наслідок великого числа співударянь, але це припущення спростовують деякі із знімків Вільсона, наприклад, той, що його показано на рис. 631, де ясно видно слід відкинутої в сторону α -частинки.

§ 545. Теорія Резерфорда про ядерну будову атомів. Пояснення наслідків описаних вище дослідів дає гіпотеза Резерфорда про ядерну будову атома.



Рис. 631. Один із знімків Вільсона, на якому видно перелом траєкторії α -частинки, що виникає при її співударянні з атомом.

Справді, якщо припустити, що увесь позитивний заряд атома і майже вся його маса зосереджені в ядрі атома, яке займає незначний об'єм порівняно з загальним об'ємом атома, тоді стає зрозумілим, чому зіткнення α -частинки з атомом лише в рідких випадках спричинює собою різку зміну напрямку її польоту; ці випадки повинні відповідати тим малоймовірним умовам співударяння α -частинки з атомом, коли шлях α -частинки якраз перегороджується масивним ядром атома. Якщо ядро лежить осторонь прямолінійної траєкторії α -частинки, а це буде тим частіше, чим менші розміри ядра, то α -частинка пронизує атом, майже не зазнаючи відхилення.

Резерфорд показав, що його гіпотеза не тільки якісно, а й кількісно добре погоджена з висновком експериментальних досліджень.

Резерфордові не було потреби вводити будьякі припущення про пружні властивості атомного ядра і α -частинки. Він розглядав процес їх співударяння як явище динамічне, в якому дотикання поверхні ядра до поверхні α -частинки ніякої ролі не відіграє. І α -частинка і ядро атома заряджені однойменно, позитивно; якщо розміри їх справді дуже малі і якщо закон Кулона справедливий для яких завгодно малих віддалей між зарядами, то при зближенні α -частинки і ядра сили відштовхування між ними повинні зрости настільки, що α -частинка, не зважаючи на велику початкову швидкість руху, буде відкинута назад або в сторону раніше, ніж її поверхня зіткнеться з поверхнею ядра (рис. 632). Нехай v є початкова швидкість польоту α -частинки, виражена в сантиметрах за секунду, m — її маса в грамах, $2e$ — заряд і Ze — заряд ядра, при чому e означає позитивний заряд, що дорівнює зарядові електрона і виражений в електростатичних одиницях. Через те що атом в цілому електрично нейтральний, то число Z дорівнює, очевидно, числу електронів, які обертаються навколо ядра. Припустимо, що ядро атома якраз перегороджує шлях α -частинки, і позначимо через r найменшу віддаль, до якої відбувається зближення центра ядра з центром α -частинки. В момент, коли α -частинка перебуває на віддалі r від центра ядра, швидкість α -частинки дорівнює нулеві, отже, вся кінетична енергія α -частинки $\frac{mv^2}{2}$

витрачена на подолання відштовхувальних сил, які діють між нею і ядром. Але робота проти електростатичних сил відштовхування визначається потенціальною енергією взаємодіяння зарядів; отже:

$$\frac{mv^2}{2} = \frac{2e \cdot Ze}{r}$$

Ця формула зв'язує заряд ядра Ze з найменшою віддаллю r , до якої відбувається зближення ядра і α -частинки. Розглядаючи докладніше загальний випадок, коли ядро атома перебуває трохи в стороні від напрямку польоту α -частинки, Резерфорд вивів формули, які зв'язують заряд ядра з найімовірнішим кутом розсіяння α -променів і з іншими величинами, які були визначені Гейгером і Марсденом експериментально. Резерфорд міг таким чином на основі даних дослідів визначити числове значення заряду ядра і верхню границю його діаметра. Для діаметра ядер атомів

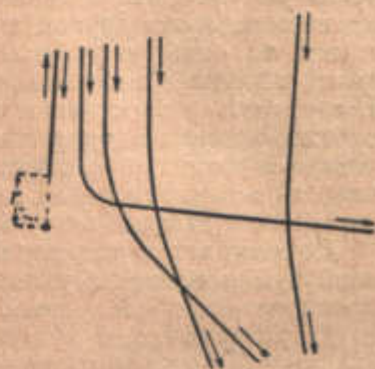


Рис. 632. Траєкторії α -частинок, які пролітають поблизу атомного ядра.

Масштаб приблизно 10^{-12} см. на рисунку 2 мм.

важких металів він дістав при цьому величину порядку від 10^{-12} см до 10^{-11} см, тобто величину, яка лише в кілька десятків разів перевищує діаметр електрона.

§ 546. Заряд атомного ядра. Періодична система елементів. Закон Мозеля для частот рентгенового проміння. Особливо цікавий і важливий результат Резерфорд дістав для числа Z , яке характеризує заряд ядра ($+Ze$) і вказує, яке число електронів обертається навколо ядра в електрично нейтральному атомі. Виявилось, що в усіх досліджених випадках, за винятком водню, число це наближено дорівнює половині атомної ваги. Для водню воно дорівнює одиниці. Ван-дер-Брек у 1913 році перший відзначив, що це число збігається з *порядковим номером елемента в періодичній системі елементів*, відкритій Менделєєвим.

Коли Менделєєв складав періодичну систему, він спочатку розмістив усі елементи в порядку зростаючої атомної ваги, виписуючи один ряд елементів під другим з таким розрахунком, щоб *елементи, які опинилися на одній вертикалі, мали спільність хемічних властивостей*. Проте, пізніше довелося відмовитися від додержання строгої послідовності елементів у зростанні атомної ваги, бо виявилось, що з цією послідовністю не можна поєднати основний принцип періодичної системи, який полягає в розподілі подібних елементів у вертикальні групи. Так, аргон довелося помістити перед калієм, не зважаючи на те, що атомна вага аргону більша атомної ваги калію (див. таблицю Менделєєва, стор. 629).

До відкриття Резерфорда не було ніяких підстав вважати, що *порядковий номер елемента у періодичній системі або, як прийнято говорити, порядкове число елемента Z має будьякий фізичний зміст*. Можливо, що це відкриття було б зустрінуте з недовір'ям, якби наприкінці того ж 1913 року Мозелей у класичній праці, присвяченій систематиці рентгенівських спектрів, не підтвердив з категоричною перекоханістю, що думка Ван-дер-Брека безумовно правильна. Мозелей встановив, що корінь квадратний з частоти рентгенового проміння, випромінюваного різними елементами, коли на їх поверхню падає потік електронів, є лінійною функцією порядкового номера елемента:

$$\sqrt{\nu} = aZ - b. \quad (1)$$

Рентгенівське випромінювання не є однорідним. Спектр рентгенового проміння якого завгодно елемента складається з кількох ліній, які групуються у серії. Ці серії прийнято позначати великими літерами латинського алфавіту: K, L, M, N, O , при чому серія, яка відповідає найбільшій частоті, позначається літерою K , дальша — L і т. д. Закон Мозеля правильний для всіх ліній рентгенівського спектра. В наведеній вище формулі числа a і b мають одне й те саме значення, але, зрозуміло, в межах однієї серії ліній, наприклад, серії K , друге теж одне й те саме значення — в межах серії L , третє — для серії M і т. д.

§ 547. Стійкість атома. Суперечність між класичною електродинамікою і теорією Резерфорда. Отже, ідучи за Резерфордом, ми повинні уявляти собі, що атом складається з позитивно зарядженого ядра, в якому зосереджена майже вся маса атома, і електронів, які обертаються навколо ядра по колових і еліптичних орбітах. Число електронів визначається порядковим номером елемента в періодичній системі, їх загальний заряд дорівнює зарядові ядра. Атом водню, порядковий номер якого дорівнює 1, складається, отже, з ядра і одного електрона; атом азоту, порядковий номер якого дорівнює 7, — з ядра і 7 електронів і т. д. Радіуси електронних орбіт такі великі порівняно з розмірами ядра, що його внутрішня структура, — а тепер не підлягає сумніву, що ядро має складну будову, — мабуть, не виявляє ніякого впливу на взаємодіяння електронів з ядром. Сили, які зв'язують електрони з ядром, підлягають законам Кулона.

ПЕРІОДИЧНА СИСТЕМА ЕЛЕМЕНТІВ Д. І. МЕНДІЛЄВА.

Число перед елементом означає його атомний номер, під елементом — атомну вагу. Таблиця 36.

Період	Г Р У П П И Е Л Е М Е Н Т І В										
	I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII	0		
I	1. H Водень 1,008										2. He Гелій 4,002
II	3. Li Літій 6,940	4. Be Берилій 9,02	5. B Бор 10,82	6. C Вуглець 12,00	7. N Азот 14,008	8. O Кисень 16,00000	9. F Флуор 19,000				10. Ne Неон 20,183
III	11. Na Натрій 22,997	12. Mg Магній 24,32	13. Al Алюміній 26,97	14. Si Силіцій 28,06	15. P Фосфор 31,02	16. S Сірка 32,06	17. Cl Хлор 35,457				18. Ar Аргон 39,944
IV	19. K Калій 39,098	20. Ca Кальцій 40,08	21. Sc Скандій 45,10	22. Ti Титан 47,90	23. V Ванадій 50,96	24. Cr Хром 52,01	25. Mn Манган 54,93	26. Fe Залізо 55,84	27. Co Кобальт 58,94	28. Ni Нікель 58,69	
	29. Cu Мідь 63,57	30. Zn Цинк 65,38	31. Ga Галій 69,72	32. Ge Германій 72,60	33. As Арсен 74,91	34. Se Селен 78,96	35. Br Бром 79,916				36. Kr Криптон 83,7
V	37. Rb Рубідій 85,44	38. Sr Стронцій 87,63	39. Y Ітрій 88,92	40. Zr Цирконій 91,22	41. Nb Ніобій 92,91	42. Mo Молибден 95,9	43. Ma Мазурій ?	44. Ru Рутеній 101,7	45. Rh Родій 101,91	46. Pd Паладій 106,7	
	47. Ag Срібло 107,880	48. Cd Кадмій 112,41	49. In Індій 114,75	50. Sn Олово 118,70	51. Sb Станій 121,76	52. Te Телур 127,61	53. J Йод 126,92				54. X Ксенон 131,3
VI	55. Cs Цезій 132,91	56. Ba Барій 137,36	57 — 71 Лантаноїдові елементи	72. Hf Гафній 178,5	73. Ta Тантал 180,88	74. W Вольфрам 184,0	75. Re Реній 186,31	76. Os Осній 191,5	77. Ir Ірідій 193,1	78. Pt Платина 195,23	
	79. Au Золото 197,2	80. Hg Ртуть 200,61	81. Tl Талій 204,39	82. Pb Свинець 207,22	83. Bi Вісмут 208,00	84. Po Полоній (210,0)	85. ? Азобій				86. Rn Радон .22
VII	87. ? (Bipr.)	88. Ra Радій 226,07	89. Ac Актиній (227)	89. Th Торій 232,12	91. Pa Протактиній (231)	92. U Уран 238,14					
	57. La Лантан 138,92	58. Ce Церій 140,13	59. Pr Примісований 140,92	60. Nd Ніобій 144,27	61. P —	62. Sm Самарій 162,63	63. Eu Европій 162,0	64. Gd Гадоліній 157,3			
	65. Tb Тербій 158,7	66. Dy Диспрозій 162,40	67. Ho Гольмій 164,5	68. Er Ербій 167,44	69. Tu Тульрій 168,9	70. Yb Йттербій 173,04	71. Cf Каліфорній 175,0				

ПЕРІОДИЧНА СИСТЕМА ЕЛЕМЕНТІВ

У такій картині атома відразу впадає в око надзвичайна схожість з планетною системою, подібною до нашої сонячної системи. У перші роки розвитку ядерної або, як її часто називають, нуклеарної¹⁾ теорії схожість атома з планетною системою була особливо підкреслена припущенням, яке тоді існувало, що орбіти всіх електронів розміщені в одній площині. Пізніше виявилось, що це припущення неправильне.

При найближчому обміркуванні цього питання неважко бачити, що ця схожість по суті є обманною. Протилежно до планет, що зв'язані силами взаємного притягання, електрони відштовхуються один від одного. У планетній системі вплив Сонця на периферичні планети посилюється притяганням з боку внутрішніх планет; в атомі, навпаки, внутрішні електрони ослаблюють вплив ядра на зовнішні електрони; вони, як кажуть, екранують ядро. Протилежно до планет, маси яких далеко неоднакові, маси і заряди електронів тотожні. Основна різниця, проте, не в цьому. Вона значно глибша і важливіша. Вона полягає в тому, що атом має виняткову стійкість, не властиву планетним системам.

Рух тіл у планетній системі, підпорядкований законамі всесвітнього тяжіння, не визначається однозначно цим законом, але істотно залежить від усієї попередньої історії системи. Тривалість року, напевне, значно змінилася б, якби через сонячну систему біля Землі пройшло стороннє небесне тіло. Розподіл планетних орбіт у сонячній системі, час обертання планет навколо осі і навколо Сонця, форма орбіт визначаються не тільки масами Сонця і планет, в одночасно і тими співвідношеннями, які існували при утворенні сонячної системи і які нам у деталях невідомі.

Не те маємо в атомах. Незмінність властивостей якого завгодно елемента вказує, що стан атома не зазнає сильних змін від зовнішніх впливів. Як тільки атом залишається сам на себе, електрони намагаються зайняти початкове розміщення, яке, очевидно, цілком визначається величиною позитивного заряду ядра і його масою. Переконливим доказом цієї стійкості атома є спектри. Довжини хвиль спектральних ліній елементів при однакових зовнішніх умовах залишаються тими самими, зовсім незалежно від попередніх маніпуляцій, виконаних над речовиною. Якби існувала залежність спектра від попередньої історії атома, вона, напевне, була б виявлена, бо точність спектральних вимірів у багатьох випадках досягає десятитисячної частки процента.

Теорія Резерфорда не пояснює характерної стійкості атома. Навпаки, ґрунтуючись на законах класичної електродинаміки, можна показати, що атом, збудований за принципом, указаним Резерфордом, повинен бути напевне нестійкою системою. Рівномірне обертання електронів навколо ядра повинне супроводитися з погляду рівнянь Максвелла виникненням хвиль, які несуть в навколишній простір електромагнітну енергію. Єдиним джерелом цієї випромінюваної атомом енергії може служити енергія електрона. Отже, швидкість руху електрона навколо ядра повинна поступово спадати, і електрон неминуче повинен, кінець-кінцем, упасти на ядро (§ 549).

Вихід із цієї глибокої суперечності між гіпотезою Резерфорда і вимогами електродинаміки був указаний у тому ж 1913 році Нільсом Бором. Бор зробив рішучий крок. Він відкинув застосовність звичайних законів електродинаміки до внутрішньоатомних процесів і поєднав гіпотезу Резерфорда з теорією квантів, яку висунув ще в 1900 році Планк.

§ 548. Формула Бальмера—Рітца для частот лінійних спектрів. „Терми“. З часів виникнення теорії Бора особливо важливого значення в фізиці набули лінійчасті спектри елементів.

¹⁾ Від латинського слова *nucleus*, що означає „ядро“.

Лінійчасті спектри різних елементів дуже відрізняються один від одного щодо складності. Більшість металів дає дуже велике число ліній (у заліза, наприклад, понад 5000 ліній), у деяких, проте, виявляється тільки кілька ліній (принаймні простим спектроскопом). Вид спектра і число спостережуваних ліній залежать не тільки від потужності спектроскопа, а й від фізичних умов, при яких досліджуваний спектр утворюється.

Уперті спроби фізиків виявити закони, які керують розподілом ліній спектра, в деяких випадках були успішні. Першого важливого успіху в цій галузі дійшов у 1885 році швейцарець Бальмер для найпростішого водневого спектра. У видимій частині цього спектра помітно тільки три лінії: червону, синьозелену й фіолетову. Тепер прийнято позначати ці лінії символами H_α , H_β , H_γ . В ультрафіолетовій області також є лінії.

Бальмер знайшов, що частота ν , яка відповідає довжинам хвиль різних ліній водневого спектра ($\nu = \frac{c}{\lambda}$), може бути виражена формулою:

$$\nu = K \left(\frac{1}{4} - \frac{1}{n^2} \right),$$

де K — стала величина, яка дорівнює $3,290364 \cdot 10^{15}$, і n — ціле число. Якщо давати n різні цілі значення, то дістанемо частоти ν різних водневих ліній.

Коли $n = 1$, то ν від'ємне, для $n = 2$ $\nu = 0$. А тому ці значення n не мають фізичного змісту щодо ν . Але якщо $n = 3$, то ν точно збігається з частотою червоної водневої лінії H_α ; $n = 4$ дає частоту зеленої лінії H_β ; $n = 5$ — частоту фіолетової лінії H_γ . Поступово було виявлено понад 30 водневих ліній, які точно визначаються формулою Бальмера для різних значень n .

В міру зростання числа n дріб $\frac{1}{n^2}$ наближається до нуля; різниця між значенням цього дробу і нулем може стати як завгодно малою при нескінченному зростанні n . При $n = \infty$ $\frac{1}{n^2} = 0$ і $\nu = \frac{K}{4} = 823 \cdot 10^{12}$, а це відповідає довжині хвилі в 365 $m\mu$. Біля цієї границі згідно з формулою Бальмера лінії повинні надзвичайно тісно йти одна за одною. На рис. 633, де числа означають довжини хвиль в одиницях Ангстрема ($1\text{Å} = 10^{-8}$ см), показано це поступове згущення водневих ліній в міру наближення до границі.

Таблиця 37 показує, наскільки точно обчислені за формулою величини збігаються із знайденими експериментально.

Таблиця 37.

Таблиця деяких ліній серії Бальмера ($K = 3,290364 \cdot 10^{15}$).

n	$K \left(\frac{1}{4} - \frac{1}{n^2} \right) = \nu$ (обчислена)	ν (спостережена)	λ (спостережена)
$n = 3$	$K \left(\frac{1}{4} - \frac{1}{9} \right) = 456,995 \cdot 10^{12}$	$456,996 \cdot 10^{12}$	656,460 $m\mu$ H_α
$n = 4$	$K \left(\frac{1}{4} - \frac{1}{16} \right) = 616,943 \cdot 10^{12}$	$616,943 \cdot 10^{12}$	486,268 . H_β
$n = 5$	$K \left(\frac{1}{4} - \frac{1}{25} \right) = 690,976 \cdot 10^{12}$	$690,975 \cdot 10^{12}$	434,168 . H_γ
$n = 6$	$K \left(\frac{1}{4} - \frac{1}{36} \right) = 731,192 \cdot 10^{12}$	$731,193 \cdot 10^{12}$	410,288 . H_δ
$n = 7$	$K \left(\frac{1}{4} - \frac{1}{49} \right) = 755,440 \cdot 10^{12}$	$755,441 \cdot 10^{12}$	397,119 . H_ϵ
$n = 20$	$K \left(\frac{1}{4} - \frac{1}{400} \right) = 814,365 \cdot 10^{12}$	$814,361 \cdot 10^{12}$	368,307 .

Користуючись деякими міркуваннями вченого Рідберга щодо спектрів інших елементів, Рітц вказав на те, що, крім ліній, визначуваних формулою Бальмера, у водню, мабуть, повинні існувати й інші лінії. Він припустив, що в спектрі водню, як і в інших елементів, є кілька серій ліній, при чому формула Бальмера відповідає тільки одній серії. В зв'язку з цим Рітц запропонував таку загальну формулу (формула Бальмера—Рітца):

$$\nu = K \left(\frac{1}{n'^2} - \frac{1}{n''^2} \right), \quad (2)$$

де K має попереднє значення, а обидва числа n' і n'' — цілі і можуть мати різне значення. Для $n'' = 2$, $n' = 3, 4, 5, \dots$ маємо серію Бальмера;

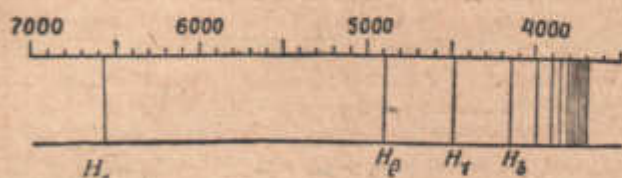


Рис. 633. Лінії серії Бальмера.

значенням $n'' = 1$ і $n' = 2, 3, 4, \dots$ відповідає друга серія, яка повністю міститься в ультрафіолетовій області; для $n'' = 3$, $n' = 4, 5, \dots$ дістаємо серію, яка цілком міститься в інфрачервоній області. Деякі лінії, що належать до цих серій, дійсно були знайдені.

Для спектрів інших елементів правильні формули, подібні до формули Рітца, які точно визначають розподіл ліній по спектру. Частоти завжди визначаються різницею двох „термів“ (або членів), у кожному з яких є цілі числа, що пробігають ряд змінних значень. У водню терми залежать тільки від n і сталої величини K , в інших елементах вираз термів складніший. Дуже часто терм з великою точністю можна зобразити у вигляді:

$$\frac{K}{(n + \alpha)^2},$$

де K дуже точно має те саме значення, як і у водню, але α змінюється від елемента до елемента і від серії до серії. Число серій при цьому стає більшим, ніж у водню, і спектр значно ускладнюється.

Всі ці формули — чисто емпіричні; вони виведені на підставі спектральних вимірів довжин хвиль і частот ліній відповідних спектрів. Вони являють собою правила, з допомогою яких удається зареєструвати старі й нові лінії, розмістити їх у ряд і подати в певній системі. Проте, з самого початку було ясно, що ці правила криють у собі глибокий фізичний зміст, який раніше не вдалося виявити. Не було явної відповідності між спектральними формулами й іншими фізичними властивостями елементів, які випромінюють спектри.

§ 549. Класична теорія внутрішньоатомних вібраторів. Її непридатність для пояснення походження лінійчастих спектрів. Велику роль у розвитку фізики відіграла так звана теорія внутрішньоатомних вібраторів. Теорія ця, розроблена з надзвичайною математичною досконалістю Лоренцем, Друде та ін., ґрунтувалася на формальному уявленні, що всередині атома оптично діяльні електрони перебувають у таких умовах, що під дією електромагнітних хвиль світла, а також при співударянні атома з іншими атомами вони приходять у гармонічний коливний рух відносно деяких центрів рівноваги. Завдання теорії полягало насамперед у тому, щоб пояснити з допомогою рівнянь Максвелла експериментально встановлені закони вбирання (§ 519) і дисперсії світла. Завдання це було розв'язане цілком задовільно.

Можна було чекати, що теорія внутрішньоатомних вібраторів, застосована до конкретної моделі атома, роз'яснить походження спектральних ліній і дасть змогу теоретично наперед обчислити розміщення спектральних ліній в спектрі. Коли виявилось, що модель атома Томсона-Кельвіна не дає розв'язання проблеми, то в зв'язку з іншими слабкими рисами цієї моделі атома було природно бачити причину неуспіху в помилковості наміченої Кельвіном картини будови атома. Становище довелося визнати за серйозніше, коли виявилось, що і теорія ядерної будови атома, що обгрунтована дослідями Резерфорда і має всі риси правдоподібності, також безсила розв'язати проблему лінійчастих спектрів.

Щоб краще зрозуміти труднощі, які виникають у цьому випадку, розглянемо найпростіший атом водню з його ядром і одним електроном, що обертається навколо ядра. Як при такій простій структурі можна пояснити наявність багатьох різких спектральних ліній, які визначаються формулою Бальмера — Рітца?

Класична теорія внутрішньоатомних вібраторів вимагає для обгрунтування лінійчастого спектра дуже складної атомної будови. З погляду цієї теорії атом подібний до струнних інструментів, здатних давати велику різноманітність тонів, при чому електрони, природно, відповідають „струнам“.

Зрозуміло, що, уподібнюючи атом струнному інструментові, не можна ще запевняти, що один електрон одночасно може випромінювати світло тільки однієї частоти, тобто тільки одну спектральну лінію. Струна буде давати один простий чистий тон тільки при цілком певному і правильному збудженні її коливань; взагалі ж від неї буде виходити складний звук, який складається з „основного“ тону і так званих „обертонів“, або „гармонік“, частоти яких у 2, 3... і взагалі в ціле число разів більші, ніж в основного тону.

Електрон, що обертається навколо водневого ядра за законами класичної електродинаміки, повинен поводитись деякою мірою подібно до струни, яка коливається. Якщо орбіта електрона колова, він повинен збуджувати електромагнітні хвилі однієї певної довжини або частоти ν , яка дорівнює частоті обертання електрона по колу ν_0 , тобто числу оборотів за секунду. Але так само як планета під впливом сонячного притягання, яке змінюється обернено пропорціонально квадратові віддалі, рухається по еліпсу, у фокусі якого міститься Сонце, так і електрон, притягуваний позитивним ядром за законом обернених квадратів, може, взагалі кажучи, рухатися по еліпсу, при чому ядро повинне міститися в фокусі. Електромагнітні хвилі, випромінювані таким рухомим електроном, можна розглядати як такі, що складаються з ряду гармонічних коливань з частотами:

$$\nu_1 = \nu_0; \nu_2 = 2\nu_0; \nu_3 = 3\nu_0 \text{ і т. д.},$$

де ν_0 , як і раніше, — частота обертання електрона. Залежно від того, наскільки справжня орбіта відрізняється від кола, частоти $\nu_2, \nu_3 \dots$ будуть виявлятися сильніше або слабніше. Проте, в дійсному розподілі спектральних ліній в реальному водні немає нічого подібного до такого розподілу частот.

Звідси ясно, що даремно шукати погодженості між класичною електродинамікою, з одного боку, і атомною моделлю Резерфорда — з другого.

Насправді розходження між ними ще глибше, ніж нами поки вказано. З основних законів електродинаміки обов'язково випливає, що електрон, який обертається, повинен випромінювати енергію; мірою убування енергії електрон повинен щораз ближче підходити до ядра. Але притягання електрона ядром обернено пропорціональне квадратові віддалі між ними, а тому період обертання буде поступово зменшуватися, і, значить,

частота обертання ν , і частота випромінюваного світла будуть поступово зростати. Спектральні лінії, випромінювані відразу великим числом атомів, будуть таким чином розміщені по всьому спектру—від червоної до фіолетової частини. Інакше кажучи, лінійчастого спектра не буде. Звідси ясно, що модель Резерфорда безсила не тільки пояснити число і розподіл спектральних ліній, а й пояснити з погляду законів електродинаміки існування спектральних ліній взагалі. Така система, якщо вона підлягає законам електродинаміки, не може бути механічно стійкою і, отже, є неможливою. Цей висновок можна застосувати не тільки до водневого атома, а й до всіх інших нуклеарних систем з позитивним ядром і будь-яким числом електронів, що обертаються.

З якого погляду не подивитися на справу, ясно, що між моделлю Резерфорда, з одного боку, і основними твердженнями теорії внутрішньо-атомних вібраторів і класичною електродинамікою—з другого, є суперечність, яку не можна усунути. Але теорія Резерфорда базується на такому прямому і ясному досліді, що навряд можливе інше тлумачення. Якщо наслідки досліді суперечать електродинаміці, тим гірше для останньої.

§ 550. Постулат Планка про кванти випромінювання. Неблагополучність у класичній електродинаміці виявилася також зовсім з іншого боку. На підставі великих теоретичних досліджень в галузі термодинамічної рівноваги в процесі випромінювання Планк (1900) прийшов до теорії квантів, несполучної з класичною електродинамікою в такій самій мірі, як і теорія будови атома Резерфорда.

Про деякі питання, зв'язані з цією теорією, ми говорили в розділі, присвяченому вченню про внутрішню енергію тіл (§ 164—171). Нагадаємо тут коротко те, що є найважливішим для фізики атома.

Абсолютно чорним тілом називають тіло, яке вбирає при всіх температурах повністю всю падаючу на нього радіацію, чи буде то видиме світло, ультрафіолетове чи інфрачервоне. Близько 60 років тому Кірхгоф показав (§ 169) на підставі термодинамічних міркувань, що випромінювання такого абсолютно чорного тіла при нагріванні не залежить від природи тіла і визначається тільки його температурою. Таке випромінювання називають рівноважним або просто „чорним“, хоч останній термін і не зовсім вдалий: абсолютно чорне тіло насправді може бути розжарене до білого.

З тіл, що оточують нас, жодне не може бути назване абсолютно чорним. Навіть тіло закопчене відбиває близько $10^0\%$ світла, що падає на нього. Датський фізик Хрістіансен уже давно вказав, що „чорне тіло“ можна здійснити, змусивши світлові хвилі багато разів послідовно відбитися, перше ніж вони будуть випущені назовні. Якщо взяти лампову копоть, то в наслідок трьох послідовних відбивань світло, що остаточно відбивається, буде становити тільки $\frac{1}{1000}$ спочатку падаючого світла. Таке „чорне

тіло“ і було, нарешті, здійснене у вигляді порожнини всередині печі з дуже маленьким отвором; нагріваючи стінки цієї порожнини, можна підтримувати температуру тіла сталою. Якщо промінь попадає в порожнину через отвір, то він звідти вже не вийде, втрачаючи в наслідок безлічі відбивань всередині порожнини потроху всю свою енергію; таке тіло дуже близьке до абсолютно чорного тіла згідно з наведеним вище теоретичним означенням. Відповідно до цього випромінювання цієї розжареної порожнини, яке виходить через отвір, буде чорним випромінюванням.

Сама порожнина в усіх напрямках пронизується випромінюванням, що його випускають одні ділянки стінок порожнини і вбирають інші ділянки. Якщо стінки порожнини мають певну сталу температуру, то автоматично встановлюється рівновага, при чому в кожному кубічному сантиметрі

простору всередині порожнини буде міститися певна кількість променевої енергії, що залежить тільки від температури. Далі, при досягненні рівноваги променевої енергії повинна розподілятися цілком певним чином (залежно знову тільки від температури) по різних довжинах хвиль або частотах. Якщо випромінювання одного сорту дуже багато, а другого — мало, то стінки порожнини будуть вбирати випромінювання першого сорту більше, ніж випромінювати, випромінювання ж другого сорту буде випускатися в більшій кількості, ніж вбиратися; так буде доти, поки не встановиться рівновага (§ 169).

Розподіл енергії між різними довжинами хвиль у чорному випромінюванні може бути вивчений експериментально. З другого боку, розподіл енергії в спектрі чорного тіла може бути знайдений також теоретично для якої завгодно температури. Але результати такого теоретичного розрахунку зовсім не погоджуються з дослідом. Англійські фізики Релей і Джінс на підставі класичної електродинаміки і бездоганної з класичного погляду аргументації дістали такий закон розподілу енергії в чорному випромінюванні, який взагалі не припускає можливості рівноваги для чорного випромінювання. Вони встановили, що енергія випромінювання повинна монотонно і швидко зростати разом з частотою, тим часом як на досліді було встановлено існування різкого максимуму енергії випромінювання, який припадає на певну частоту при певній температурі. Енергія випромінювання спадає як в сторону менших частот, ніж частота максимуму, так і в сторону більших частот. Теоретична крива розподілу енергії по частотах добре збігалася з експериментальною в області малих частот, але різко розходилася з нею в області великих частот. Як було вказано, в області великих частот експериментальна крива йде вниз, теоретична йде вгору разом із зростанням частоти. Це розходження було таким серйозним ударом для класичної фізики, що дістало назву „фіолетової катастрофи“ (фіолетової, — бо фіолетовому промінню властива велика частота).

Планк усунув ці утруднення з допомогою несподіваної гіпотези і встановив закон випромінювання, погоджений з дослідом (§ 170). Так само як і в теорії Лоренца, випромінювання і за Планком відбувається з допомогою внутрішньоатомних вібраторів, які випускають і вбирають промені з певною частотою. Але в теорії Лоренца і в класичній електродинаміці випромінювання випускається і вбирається нескінченно малими кількостями (безперервно); на відміну від цього Планк припустив, що випромінювання і вбирання можуть відбуватися тільки скінченими порціями енергії, які він назвав квантами. Такий квант випромінювання залежить від частоти вібратора, а саме — прямо їй пропорціональний. Позначимо величину кванта E , тоді можна написати:

$$E = h\nu, \quad (3)$$

де h — цілком певна стала величина („стала Планка“), однакова для всіх частот ν ; в „абсолютних“ одиницях довжини, маси і часу (сантиметр, грам, секунда) величина h $6,55 \cdot 10^{-27}$. Енергія фіолетового кванта становить $5 \cdot 10^{-12}$ ергів. Енергія червоного кванта майже вдвоє менша. Для найбільш „жорстких“ γ -променів енергія кванта приблизно в мільйон разів більша: $2 \cdot 10^{-6}$ ергів.

Очевидно, різниця між результатами, одержаними з квантової теорії і з класичної теорії, буде тим більшою, чим більша величина квантів, які беруть участь в розгляданих процесах. Адже для досить малих квантів уже втрачається різниця між безперервною і квантовою зміною енергії, бо величина кожної порції енергії надзвичайно мала. Цим і пояснюється збіг результатів теорії Релея — Джінса з експериментальними результатами і з теорією квантів в області малих частот.

У формулюванні Планка теорія квантів мала ще надто абстрактне й спеціальне значення. У трактуванні Ейнштейна вона набула, проте, величезного значення для ряду інших питань, в яких фізики також натрапляли на труднощі.

Припускаючи, що енергія взагалі може віддаватися і вбиратися тільки цілими квантами, можна було, наприклад, пояснити деякі факти, зв'язані з теплоємністю тіл, відносно яких залишалася безсилою стара фізика (§ 164, 165). Теорія квантів пояснює, так само як показав Ейнштейн, надзвичайно точно і просто особливості фотоелектричного ефекту (§ 399).

Років двадцять тому щодо проблеми випромінювання фізика були в дуже дивному стані. Було чотири окремі розділи фізики, самі по собі добре вивчені, але зв'язку між ними не існувало; вони були навіть до деякої міри несполучні один з одним. Перший розділ — це класична електродинаміка; другий розділ — дані досліду про спектри, об'єднані емпіричними законами; третій розділ — теорія Резерфорда про будову атома і, нарешті, четвертий — квантова теорія Планка. Ясно було, що розвиток теорії випромінювання і будови атома не зрушиться доти, поки ці чотири розділи залишаються розрізненими і одна з одною не зв'язаними.

§ 551. Постулати Бора. Таке було становище, коли в 1913 році Бор опублікував свою теорію випромінювання, в якій йому вдалося з великою майстерністю об'єднати резерфордівську теорію атома з емпіричними формулами Бальмера і Рітца і теорією квантів. Одночасно ще різкіше була підкреслена неможливість залишити електродинаміку в її класичній формі.

В основу теорії Бора покладено дві гіпотези або два постулати щодо властивостей атомів.

1. У кожному атомі існує ряд певних станів руху, або „стаціонарних станів“, в яких атом може існувати без випромінювання енергії. Зміна енергії атома повинна супроводитися процесом, під час якого атом переходить з одного стаціонарного стану в інший.

2. Якщо перехід з одного стаціонарного стану в інший супроводиться випромінюванням або вбиранням електромагнітних хвиль, то частота цих хвиль цілком визначена і залежить від величини зміни енергії атома. Якщо зміну енергії позначити через ΔE і частоту через ν , то:

$$\Delta E = h\nu,$$

де h — стала Планка. Відповідно до цього випромінювання і вбирання енергії завжди відбувається цілими квантами.

Таким чином, якщо виходити з постулатів Бора, то для визначення спектра атома треба знайти стаціонарні стани атома, визначити їх енергію і встановити, між якими стаціонарними станами можливі переходи. В самих постулатах не дано ніяких вказівок для виявлення цих стаціонарних станів. Питання про стаціонарні стани і про їх енергію, очевидно, тісно зв'язане з питанням про структуру атома взагалі. Бор і слідом за ним Зоммерфельд розвинули модель атома Резерфорда і скористувались нею для визначення стаціонарних станів і переходів між ними. Тим самим було покладено основи сучасної теорії спектрів.

Тут таки ми вкажемо, що при дальшому розвитку квантової теорії уявлення про конкретну структуру атома зазнали дуже серйозних змін, але правильність постулатів Бора залишилась незмінною й досі.

§ 552. Походження спектра водню. Зосередимо поки нашу увагу на атомі водню, що складається з позитивного ядра і одного електрона, який обертається навколо ядра. Згідно з першим постулатом електрон повинен перебувати в стаціонарному стані на деяких орбітах на різних відстанях від ядра. На кожній такій „стаціонарній орбіті“ електрон підлягає загаль-

ним законам руху, тобто під дією притягання ядра, обернено пропорційного квадратові віддалі, він повинен рухатися по еліпсу навколо ядра, розміщеного в фокусі. Але всупереч класичній електродинаміці такий електрон не повинен випромінювати під час руху по еліптичній орбіті. На рис. 634 зображено ряд таких орбіт з нумерами 1, 2, 3, 4; для спрощення орбіти зображені коловими.

Коли електрон перескакує з зовнішньої орбіти на внутрішню, наприклад, з четвертої на другу або з другої на першу, то сила притягання ядра виконує роботу, так само як притягання Землі виконує роботу при паданні каменя на землю. Частина цієї роботи йде на збільшення кінетичної енергії електрона, відповідно до чого швидкість електрона на внутрішній орбіті більша, ніж на зовнішній; друга частина енергії перетворюється на енергію випромінювання, що його випускає атом у вигляді монохроматичного світла. За другим постулатом частота випромінювання пропорційна зміні енергії. Якщо електрон досяг останньої внутрішньої орбіти, то вже не може більше наблизитися до ядра, і, значить, не може випромінювати світло доти, поки знову не повернеться на одну з зовнішніх орбіт, а це може статися тільки при вбиранні достатньої зовнішньої енергії. Опинившись знов на зовнішній орбіті, електрон може знову випромінювати, падаючи назад. Найближча до ядра орбіта являє, отже, той стан рівноваги електрона, який відповідає нормальному станові атома.

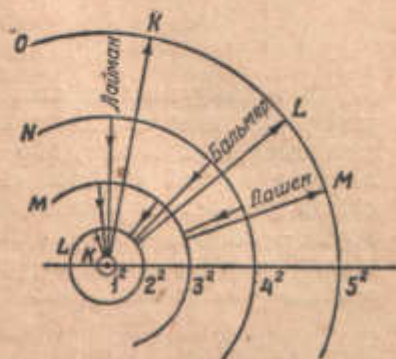


Рис. 634. Орбіти водневого атома.

У теорії Бора частота обертання ω електрона в стаціонарних орбітах безпосередньо не зв'язана з частотою випромінювання, що випускається при перескакуванні електрона з однієї орбіти на іншу. Тут надзвичайно різюча відмінність від попередніх поглядів на випромінювання, революційний характер якої не слід спускати з уваги. Таке дивне відомлення від прямого зв'язку між частотою випромінювання і частотою обертання, проте, цілком необхідне для збереження атомної моделі Резерфорда. Ми побачимо далі, що теорія Бора дає природну інтерпретацію формули Бальмера — Рітца, яка стояла до цього в фізиці зовсім осторонь без усякого зв'язку з фізичними теоріями.

Кількість енергії ΔE , відавана атомом при перескакуванні електрона з зовнішньої на внутрішню орбіту, або, навпаки, утворювана при перескакуванні з внутрішньої орбіти на зовнішню, виражається, як зазначалося, різницею енергії атома в двох стаціонарних станах. Цю різницю можна виразити так. Уявимо собі, що з будь-якої орбіти, наприклад, другої в нашій діаграмі, електрон викидається „у нескінченність“, інакше, відходить від ядра на таку віддалі, де притягання ядра зникаючо-мале. Для такого викидання електрона потрібна певна кількість енергії, яку ми можемо назвати роботою іонізації для даного стаціонарного стану. Позначимо цю роботу через A_2 . Для викидання електрона з четвертої орбіти у нескінченність буде потрібна менша робота іонізації A_4 . Різниця $A_2 - A_4$ буде, отже, роботою, необхідною для перенесення електрона з другої орбіти на четверту. З другого боку, ця робота точно дорівнює енергії E , випромінюваній електроном у вигляді світла при зворотному переході з четвертої орбіти на другу. Позначаючи частоту світлових коливань через ν , із співвідношень $\Delta E = h\nu$ і $E = A_2 - A_4$ маємо: $h\nu = A_2 - A_4$.

В загальному випадку для перескакування електрона з внутрішньої

орбіти з деяким номером n'' на зовнішню з номером n' можна написати такий самий вираз для частоти випромінюваного світла:

$$h\nu = A_{n''} - A_{n'},$$

або:

$$\nu = \frac{A_{n''}}{h} - \frac{A_{n'}}{h}. \quad (4)$$

Ми дістали вираз для частоти коливань, як і в формулі Бальмера—Рітца для розподілу ліній у водневому спектрі. Ця формула може бути написана так (§ 548):

$$\nu = \frac{K}{n''^2} - \frac{K}{n'^2}. \quad (2)$$

В такому вигляді ясна схожість між цією формулою і виразом, одержаним на підставі двох постулатів Бора. В обох частота виражається різницею двох членів, або „термів“, які характеризуються цілими числами; у першій формулі цілі числа означають номери двох стаціонарних станів борівської моделі водню, у другій—одно число означає серію, друге—одну з ліній серії. Для повного збігу треба тільки привіяти відповідні терми в обох формулах. Для деякого довільного цілого числа n таким чином дістаємо:

$$\frac{A_n}{h} = \frac{K}{n^2}.$$

Ми бачимо, таким чином, що терми, запроваджені Рітцем, набувають у теорії Бора чіткого фізичного змісту. Терми являють собою величини, пропорціональні енергії A_n стаціонарних станів.

Для найближчої до ядра орбіти $n = 1$; отже, робота іонізації A_1 дорівнює добуткові сталої Планка h на сталу Бальмера—Рідберга K ; для другої, третьої, четвертої і т. д. орбіт значення роботи іонізації відповідно становлять $1/4$, $1/9$, $1/16$ і т. д. названого добутку. Знаючи заряди ядра й електрона, які у випадку водню обидва дорівнюють елементарній кількості електрики e , і величину роботи іонізації для даної орбіти, можна з допомогою простих міркувань на підставі законів механіки визначити радіус орбіти. Виявляється, що радіуси орбіт перебувають у відношенні чисел 1, 4, 9, 16... або, інакше, відносяться один до одного, як квадрати цілих чисел, що відповідають номерам орбіт. Не слід забувати, що ми говоримо про колові орбіти тільки для спрощення, насправді ж ці орбіти, взагалі кажучи, еліптичні. Проте, наведені результати зберігаються і для цього випадку, при чому роль радіуса відіграє велика піввісь еліпса.

Обчислення показують, що радіус найближчої до ядра орбіти в атомі водню дорівнює $0,528 \cdot 10^{-8}$ см. Номери орбіт, а в складних атомах номери „електронних шарів“ (§ 553) прийнято називати головними квантовими числами.

Повернемося до формул (4) і (2).

У першій формулі n'' означає номер внутрішньої з двох орбіт, між якими припускається перехід, в другій же формулі n' відповідає певній серії водневого спектра. Так, $n'' = 2$ відповідає серії Бальмера. Якщо $n'' = 2$ і n' набуває послідовних значень 3, 4, 5..., то в моделі Бора це означає перехід електрона на орбіту другу з третьої, четвертої і п'ятої і т. д. орбіт, тобто червона лінія H_α відповідає переходові $3 \rightarrow 2$, синьозелена лінія H_β — переходові $4 \rightarrow 2$, фіолетова H_γ — переходові $5 \rightarrow 2$ і т. д.

Якщо ж $n'' = 1$ і n' набуває послідовних значень 2, 3, 4..., то в атомі повинні відбуватися переходи $2 \rightarrow 1$, $3 \rightarrow 1$, $4 \rightarrow 1$, відповідно до так званої серії Лаймана в ультрафіолетовій області спектра.

Отже, кожній лінії водневого спектра відповідає перехід між двома певними стаціонарними станами в атомі.

Бор у першій же статті дав блискуче підтвердження висунутих ним постулатів, обчисливши теоретично числове значення сталої Бальмера—Рідберга K . Він знайшов, що

$$K = \frac{2\pi^2 e^4 m}{h^3},$$

де e —заряд електрона, m —його маса, h —стала Планка.

Ця формула визначає числове значення K у повній погодженості з експериментальною величиною, яка була встановлена з допомогою спектральних вимірів.

Для будь-якого іншого елемента з порядковим номером Z аналогічна стала (при деяких спрощеннях, зокрема, якщо не брати до уваги екранування електронами заряду ядра $+Ze$) дорівнюватиме:

$$K = \frac{2\pi^2 Z^2 e^4 m}{h^3}.$$

Звідси і з співвідношення $\frac{A_n}{h} = \frac{K}{n^3}$ маємо такий вираз для повної енергії електрона на n -й орбіті:

$$\mathcal{E}_n = -A_n = -\frac{2\pi^2 Z^2 e^4 m}{h^3} \cdot \frac{1}{n^2}. \quad (5)$$

Під час руху електрона по орбіті кінетична енергія електрона за абсолютною величиною дорівнює половині його потенціальної енергії, а тому $\mathcal{E}_n = -\frac{Ze^2}{2r_n}$, де r_n —радіус n -ої орбіти; звідси:

$$r_n = \frac{h^2}{4\pi^2 Ze^2 m} \cdot n^2.$$

З одержаного виразу для r_n легко вивести одно надзвичайно важливе співвідношення для моменту кількості руху електрона.

Момент кількості руху під час руху електрона по n -ій орбіті дорівнює $mv_n r_n = p_n$, де v_n —швидкість руху по орбіті.

Як ми вже вказали:

$$\frac{mv_n^2}{2} = \frac{Ze^2}{2r_n},$$

звідки:

$$v_n = \sqrt{\frac{Ze^2}{mr_n}}.$$

Тоді:

$$p_n = mr_n v_n = mr_n \sqrt{\frac{Ze^2}{mr_n}} = \sqrt{Ze^2 mr_n}.$$

Скористувавшись виразом для r_n , дістанемо:

$$p_n = mr_n v_n = n \frac{h}{2\pi}, \quad (5')$$

тобто момент кількості руху для стаціонарних орбіт повинен дорівнювати цілому числу $\frac{h}{2\pi}$. Це рівняння (5') є квантовою умовою для моменту кількості руху, яка (умова) визначає стаціонарні орбіти в моделі атома Бора.

Слід відзначити, що для великих квантових чисел і взагалі для повільних коливань, а, значить, — довгих хвиль, теорія Бора дає такі самі наслідки, як і класична електродинаміка.

§ 553. **Головне квантове число.** Число електронів, які оточують ядро атома, дорівнює порядковому номеру елемента (§ 546). У нормальному стані атома всі електрони певним чином розподіляються по окремих шарах. Головне квантове число характеризує шар, до якого належить електрон.

Головне квантове число $n=1$ відповідає найближчому до ядра шару. Цей шар містить у всякого атома тільки два електрони (за винятком, звичайно, атома водню, який має тільки один електрон). Головне квантове число $n=2$ відповідає другому шару, в якому у переважній більшості атомів міститься вісім електронів. Найменше зв'язані з ядром електрони, що містяться в зовнішньому шарі, визначають хімічні і оптичні властивості атомів (ці електрони часто називають „периферичними“, „валентними“, „оптичними“). Хімічно інертні гази (аргон, неон і інші) характеризуються симетричною будовою електронних шарів.

Звичайно електронні шари позначають літерами:

Головне квантове число — 1 2 3 4 5 6.
Літерне позначення шару *K L M N O P*.

Стонер встановив, що в інертних газах існує розподіл електронів по шарах, який ми подаємо в таблиці 38.

Таблиця 38.

Назва елементів	Хімічний символ	Порядковий номер	Електронні шари					
			<i>K</i> $n=1$	<i>L</i> $n=2$	<i>M</i> $n=3$	<i>N</i> $n=4$	<i>O</i> $n=5$	<i>P</i> $n=6$
Гелій	He	2	2	—	—	—	—	—
Неон	Ne	10	2	8	—	—	—	—
Аргон	Ar	18	2	8	8	—	—	—
Криптон	Kr	36	2	8	18	8	—	—
Ксенон	Xe	54	2	8	18	18	8	—
Радон	Rn	86	2	8	18	32	18	8

Приналежність електрона до того або іншого шару може служити для грубої оцінки енергії цього електрона відносно ядра. Електрони, які входять до складу зовнішніх шарів, мають більшу енергію, ніж електрони, які належать до внутрішніх шарів. Проте, для точної характеристики енергії електронів не досить самого зазначення шару, до якого ці електрони належать (головне квантове число не цілком визначає енергію електрона).

§ 554. **Тонка структура спектра.** Протягом перших років Бор розвивав свою теорію майже один. Проте, з 1916 р. багато теоретиків інших країн на чолі з відомим мюнхенським професором Зоммерфельдом зайнялися питаннями, зв'язаними з теорією Бора. Вкажемо деякі важливі наслідки, досягнуті цими дослідниками.

У викладеній вище теорії лінійчастого спектра припускалося, що єдиний ряд стаціонарних орбіт, при чому кожна орбіта характеризується своїм квантовим числом, яке визначає розміри великої півосі еліпса. Дальше теоретичне дослідження показало, проте, що для детальнішого визначення орбіти потрібне ще одне квантове число.

Ця обставина зв'язана з тим, що насправді рух електрона зовсім не такий простий, як гадали раніше. Ми вважали, що електрон рухається навколо ядра, так само як планета навколо Сонця за законом Кеплера. Підставою для такого припущення служила формальна подібність сил, які керують рухом планети і електрона; притягання електрона ядром, так само як і ньютонівське притягання планети Сонцем, обернено про-

порціоанальне квадратові віддалі. Не треба забувати, проте, що в атомі притягання визначається не масами, а зарядами. Якщо заряд залишається незмінним, маса ж електрона змінюється, то зміниться і характер руху, бо та сама сила буде діяти на іншу масу. Але маса електрона змінюється залежно від швидкості руху (§ 402). Обертаючись по еліпсу, електрон у різних дільницях цього еліпса має різні швидкості. В наслідок рух стає центральним рухом складнішого виду, ніж кеплерівський еліпс. Зміна маси електронів мала, отже, наближено орбіту можна вважати еліпсом Кеплера, але велика вісь цього еліпса буде обертатися в площині орбіти. У водні електрон встигає 40 000 раз описати еліпс, перше ніж велика вісь повернеться один раз.

Якби електрон рухався по нерухомому кеплерівському еліпсу, то енергія атома визначалася б виключно великою віссю еліпса. Але, коли орбіта електрона сама повільно обертається, то енергія атома, як це можна показати математично, буде залежати не тільки від великої осі, але також, правда, значно менше, і від малої осі еліпса, інакше — енергія атома залежить від ексцентриситету орбіти. Тим самим деякому переходу, наприклад 3 → 2, будуть відповідати, взагалі кажучи, різні зміни енергії і, значить, різні частоти, що лежать близько одна біля одної, залежно від того, наскільки видовжені еліптичні орбіти. Отже, спектральна лінія, взагалі кажучи, повинна складатися з кількох близько розміщених ліній.

Дійсно, ще задовго до теорії Бора було виявлено, що лінії спектра мають так звану тонку структуру. Наприклад, спектроскопом з великою роздільною силою можна кожен водневий ліній поділити на дві, розміщені дуже близько одна біля одної.

§ 555. Загальна картина виникнення спектрів (за Бором і Зоммерфельдом). Нейтральний атом водню складається тільки з позитивного ядра і одного електрона, який обертається навколо ядра, в інших же елементах у зовнішню систему входить від 2 до 92 електронів. Уже з 2 електронами в гелії задача обчислення стаціонарних станів надзвичайно ускладнюється.

В атомі гелію заряд ядра тільки вдвоє більший заряду електрона і, значить, притягання електрона ядром тільки вдвоє більше відштовхування між двома електронами при тій самій віддалі. Ці відштовхування, отже, повинні виявляти великий вплив на характер руху. В елементах з високими атомними номерами заряд ядра значно переважає заряд електрона, зате там багато електронів. Становище в усіх випадках багато складніше, ніж у водні.

Проте, в лінійчастих спектрах елементів з високими атомними номерами лінії розподілені, як у водні, в серії, хоча й складнішого виду; в усякому разі спостерігається велика схожість багато в чому між випромінюванням водню і складніших атомів.

Атом водню випромінює спектральні лінії тоді, коли його електрон перескакує з будьякої зовнішньої орбіти „стрибками різного розмаху“ на орбіти з нижчими квантовими числами, поки, нарешті, він не опиниться на найближчій до ядра орбіті, де енергія атома найменша. Так само під час процесу випромінювання в інших атомах електрони пересуваються ближче до ядра доти, поки вони не підійдуть до ядра на найменшу можливу віддаль.

В нормальному стані, коли енергія атома мінімальна, електрони рухаються навколо ядра по цілком певних орбітах, розміщених на різних віддальях від ядра. Отже, в нормальному стані електронна оболонка атома розпадається на окремі шари (§ 553), при чому в кожному шарі міститься якийсь характерне для даного атома число електронів. Наприклад, в атомі натрію у безпосередній близькості до ядра обертаються два електрони.

в дальшому, більш віддаленому шарі — вісім і в периферичному шарі — один електрон.

Нормальний стан атома можна ще назвати „станом спокою“; перебуваючи в ньому, атом не може випромінювати доти, поки не буде збуджений зовнішніми причинами. Процес збудження полягає у викиданні одного або кількох електронів тим чи іншим способом з нормальної орбіти на зовнішню орбіту або в їх повному видаленні з атома. Не всі електрони можуть бути з однаковою легкістю зміщені з нормальних орбіт. Ті з них, які рухаються ближче до ядра, зв'язані притяганням ядра сильніше ніж електрони, які обертаються по великих орбітах. Збудження атома, що передуює випромінюванню звичайного лінійчастого спектра, полягає в переміщенні одного з найменш зв'язаних електронів на ще віддаленішу орбіту або в повному видаленні його з атома. В останньому випадку атомний залишок, що є в наслідок втрати одного негативного електрона позитивним іоном, легко захоплює зовні другий електрон замість втраченого; в той момент, коли він займає вакантне місце в зовнішньому шарі атома, атом випромінює світло.

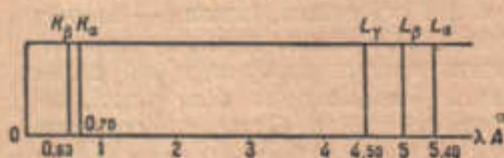


Рис. 635. Рентгенівський спектр молибдену.

Викидання електрона з внутрішніх областей атома може бути викликано різким ударом стороннього електрона, який швидко летить, наприклад, ударом одного з електронів катодних променів або β -радіоактив-

них променів. Проникнення стороннього електрона серйозно порушує стійкість електронної системи. За цим настає відновлення рівноваги, при чому один із зовнішніх, менш зв'язаних, електронів займає вакантне місце всередині. Під час перескакування такого зовнішнього електрона всередину випромінюються дуже великі кванти енергії. Частота випромінюваного світла тому дуже велика. Так виникає монохроматичне рентгенове проміння.

Лінійчасті спектри характеристичного рентгенового проміння дуже докладно вивчені і систематизовані. Встановлено важливі кількісні закони, які керують цими спектрами. Вияснено, що рентгенові спектри хемічних сполук являють собою суму спектрів елементів, які утворюють ці сполуки¹⁾. На рис. 635 наведено схематично повний спектр характеристичного випромінювання молибдену (вірніше тієї його частини, яка лежить в області рентгенового проміння). Окремі лінії об'єднуються в серії, кожна з серій відповідає випромінюванню, яке виникає в результаті збудження електронів, що належать до одного якогось шару електронної оболонки: найжорсткіша, *K*-серія, виникає при перескакуванні електронів на звільнені місця першої, найближчої до ядра оболонки. *L*-серія виникає при перескакуванні на другу оболонку і т. ін. (рис. 635а).

Існують ще смугасті спектри. Звичайно вони утворюються при розряді через не дуже розріджені гази; вони зв'язані не з чисто атомними процесами і є молекулярними спектрами. Їх особливий характер спричиняється не тільки рухами електронів, а й коливаннями і обертаннями ядер атомів одного відносно одного.

З допомогою спектроскопа великої роздільної сили смугасті спектри можна розкласти більш або менш досконало на окремі лінії; це не вдається, проте, щодо неперервних спектрів. Вони випромінюються

¹⁾ Лише в дослідженнях останнього десятиріччя виявлено, що в рентгенових спектрах деяких хемічних сполук лінії, які відповідають окремим елементам, мають довжини хвиль, що трохи відрізняються від довжин хвиль ліній тих самих елементів у чистому вигляді. Це пояснюється тим, що при входженні атома будь-якого елемента в молекулу хемічної сполуки розподіл заряду в ньому змінюється.

не тільки розжареними твердими тілами, але також і багатьма газоподібними речовинами. Наявність таких спектрів може здатися несполучною з теорією Бора, проте, насправді згідно з цією теорією, як показує детальне дослідження питання, спектр не завжди повинен складатися з окремих різких ліній. Можна вважати, що походження всіх видів випромінювання пояснено теорією Бора.

Цікаві явища можуть відбуватися в наслідок того, що перескакування між стаціонарними станами в атомі можуть бути іноді простими, іноді подвійними, взагалі многократними, отже, проміжні стаціонарні орбіти, так би мовити, перестрибуються. Вбирання може відбуватися, наприклад, подвійним перескоком електрона, а повернення електрона на місце може чомусь відбуватися двома простими перескоками. Увібрана енергія в цьому разі буде віддана при випромінюванні двома частотами, зовсім відмінними від частоти увібраних променів. Отже, якщо атом якогось елемента освітлювати будь-яким певним монохроматичним світлом, то увібрана енергія знову виділиться у вигляді променювання зовсім іншого роду. Такі зміни частоти, дійсно, спостерігаються на досліді в явищі так званої флюоресценції.

Таким чином, ми бачимо, що теорія Бора, яка базується на наведених двох постулатах, добре пояснює структуру спостережуваних лінійчастих спектрів як оптичних, так і рентгенових. Але крім частотної характеристики випромінювання атома, надзвичайно важливими є дані про інтенсивність випромінювання і про його поляризацію. Останні величини мають суто класичний характер і повністю виражаються в термінах електромагнітної теорії світла.

Разом з тим, користуючись щойно описаною вище моделлю атома і постулатами Бора, нічого не можна сказати про ці надзвичайно важливі величини. Тут на допомогу приходить „принцип відповідності“ Бора. Як уже зазначалося, при великих значеннях квантового числа і малих частотах результати, одержувані з теорії Бора, збігаються з результатами, які випливають з класичної електродинаміки. Різниця енергій між стаціонарними станами, які відповідають великим квантовим числам, малі; це відповідає малим частотам. Наприклад, у випадку водню при переходах між зовнішніми орбітами випромінюються лінії серій Пашена і Брекета, що лежать в інфрачервоній частині спектра. В області малих частот, як уже зазначалося, згладжується переривчастий (квантовий) характер процесів випромінювання і вбирання.

Із зазначеного збігу Бор зробив сміливий висновок про те, що в області малих квантових чисел і великих частот все ж повинна зберігатися деяка відповідність (принцип відповідності) між спостережуваними процесами, які мають різко квантовий характер, і тією картиною цих процесів, яку можна побудувати в рамках класичної теорії. А саме, якщо випромінювані частоти визначаються квантовими законами, то інтенсивність і поляризація визначаються на підставі законів класичної електродинаміки,

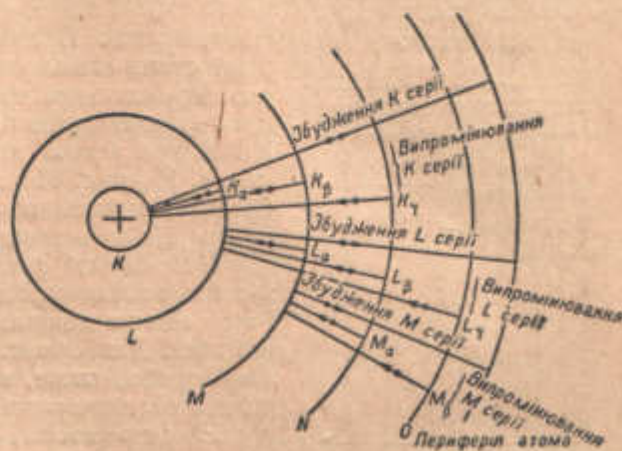


Рис. 635а. Виникнення рентгенових серій.

при чому атом розглядається як осцилятор. Звичайно, з міркувань відповідності точних висновків зробити не можна; у цьому й полягало слабке місце теорії Бора (§ 571), проте, приніши, відігравши колосальну роль у розвитку квантової теорії, є таким самим важливим постулатом, як і перші два постулати Бора.

§ 556. Спектри лужних металів. Щоб дати досить ясне уявлення про те, як квантова оптика пояснює і систематизує спектри, важливо розглянути два найпростіші характерні приклади — спектри лужних металів (один оптичний електрон) і спектр гелію (два оптичних електрони).

Згідно з теорією Бора *кожна спектральна лінія випускається атомом при переході з одного стаціонарного стану в інший* або, інакше, *з одного рівня енергії на інший, нижчий*. Різниця енергій цих двох станів визначає частоту випроміненої лінії. Прийнято для наочності зображати

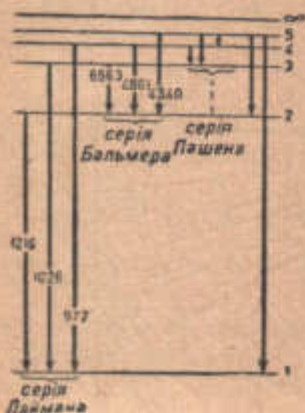


Рис. 636. Схема рівнів енергії водневого атома.

різні стани атома у вигляді горизонтальних прямих, розміщених одна над одною, з віддаллю між ними, пропорційною різниці енергій відповідних рівнів. Найнижча пряма відповідає нормальному стану атома. На рис. 636 зображена схема рівнів водню. Стрілками вказано переходи, які відповідають окремим лініям водневого спектра.

Чим більші різниці рівнів, тим більше енергії містить випромінюваний квант, тим більша частота і тим менша довжина хвилі відповідної спектральної лінії. Для обчислення довжини хвиль окремих ліній треба, отже, знати значення енергії атома в різних стаціонарних станах.

Енергія атома, взагалі кажучи, визначається цілим рядом факторів, кожному з яких відповідає певне квантове число. Для водню енергія окремих стаціонарних станів цілком визначається одним квантовим числом (§ 552)¹⁾, при чому енергія обернено пропорційна квадратові цього квантового числа. Така простота характеристики пояснюється простотою структури атома водню, бо енергія атома водню визначається в основному тією середньою потенціальною енергією, яку електрон має в полі ядра під час руху по орбіті.

Для інших атомів, наприклад, натрію або іншого лужного металу — справа складніша. Атом натрію складається з ядра і одинадцяти електронів, при чому випромінювання неіонізованого атома визначається положенням зовнішнього оптичного електрона. Отже, в даному разі треба характеризувати рух електрона вже не відносно малого позитивного ядра, а відносно всього так званого атомного залишку, який складається з ядра і оболонки з десяти електронів, що знаходяться від ядра на різних віддальях. При цьому енергія атома буде залежати від форми орбіти електрона і від її розміщення відносно атомного залишку.

Форма еліптичної орбіти може бути визначена співвідношенням осей. Для характеристики форми орбіти було введено радіальне квантове число n_r . Якщо a_n і b_n — величини головних осей n -ої еліптичної орбіти, то:

$$\frac{b_n}{a_n} = 1 - \frac{n_r}{n}.$$

На рис. 636а зображено різні випадки орбіт, які відповідають різним сполученням n_r і n . Коли n_r дорівнює нулеві, то орбіта стає коловою;

¹⁾ Якщо не зважати на тонку структуру (див. § 554).

n_r не може дорівнювати n , бо в цьому випадку b^n дорівнює нулеві і орбіта перетворюється в пряму, що проходить крізь ядро, тобто це відповідало б проходженню електрона крізь ядро. Таким чином, n_r може набувати значень від 0 до $n-1$.

Між n_r і n існує таке співвідношення:

$$n_r + n_\varphi = n,$$

де n_φ — так зване азимутальне квантове число. Азимутальне квантове число характеризує момент кількості руху електрона p_φ :

$$p_\varphi = n_\varphi \frac{h}{2\pi}.$$

У § 552 ми дістали для випадку колової орбіти, що

$$p_\varphi = n \frac{h}{2\pi}.$$

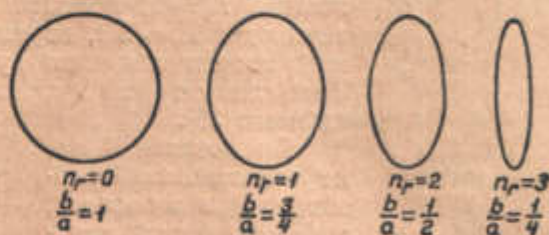


Рис. 636а.

Ця формула є окремим випадком формули з азимутальним квантовим числом, бо для колової орбіти $n_\varphi = n$ (адже n_r дорівнює 0).

З того, що було сказано про радіальне квантове число, випливає, що n_r може набувати значень від 1 до n .

Значення n_φ , яке дорівнює нулеві, заборонене з тих самих міркувань, що й рівність n_r головному квантовому числу. Проте, в дальшому (§ 559) нам доведеться ввести величину $l = n_\varphi - 1$ і вважати, що l , а не n_φ , вимірює момент кількості руху. Тоді при n_φ рівному одиниці, l буде дорівнювати нулеві, і ми знов прийдемо до проходження електрона крізь ядро. Цей пункт є слабким місцем теорії Бора (§ 571) і був роз'яснений у новій квантовій механіці.

Як ми вже вказували, енергія атома водню досить точно може бути визначена одним квантовим числом, тобто для водню форма орбіти не важлива, і при даному n , здійсненому різними комбінаціями n_r і n_φ , енергія стала. Навпаки, енергія атома натрію істотно залежить від того, яка пара n_r і n_φ характеризує відповідний стан. Чим глибше дана орбіта проникає всередину атомного залишку, тим сильнішою буде збурююча дія на неї електронної хмари і тим сильніше відповідний терм буде відрізнятися від виду водневих термів (тобто від закону оберненої пропорційності квадратові цілих чисел). Дійсно, при аналізі спектрів лужних металів удалося встановити, що частоти всіх спектральних ліній можна представити як різниці чотирьох систем термів або рівнів енергій:

$$\frac{R}{(n+s)^2}, n=1, 2, 3 \dots; \quad \frac{R}{(n+p)^2}, n=2, 3, 4 \dots;$$

$$\frac{R}{(n+d)^2}, n=3, 4, 5 \dots; \quad \frac{R}{(n+f)^2}, n=4, 5, 6 \dots$$

Дробові величини s, p, d, f ніби характеризують відхилення цих термів від водневих. Стала s завжди більше 0,5, для натрію вона дорівнює 0,65; p менше 0,4 для всіх лужних металів, зокрема для натрію $p=0,12$; d від'ємне, у натрію $d=-0,01$; f — зовсім незначна величина.

Для скорочення терми позначають звичайно так: ns, np, nd і nf . Із відношення величин поправок бачимо, що терми nf відповідають найбільш

зовнішнім орбітам, терми ls — найбільш збуреним, що проникають всередину атомного залишку.

На рис. 637 зображена спрощена схема верхніх рівнів натрію. Поряд з нею для порівняння дана схема водневих рівнів. Ми бачимо, що справді існує велика схожість між верхніми p -, d -, f -рівнями натрію й водневими рівнями, тоді як s -рівні вже помітно від них відрізняються.

Якщо скористатись азимутальним квантовим числом, то між ним і поправками s, p, d, f можна (ми залишаємо це без доведення) встановити таку відповідність: поправці s відповідає $n_\tau = 1$, поправці p відповідає $n_\tau = 2$, поправці d відповідає $n_\tau = 3$ і, нарешті, f відповідає $n_\tau = 4$. Чим більший момент кількості руху орбіти, тим менша поправка. Тоді схему термів лужного металу можна подати так (див. таблицю 39).

Як показав Бор, не всі комбінації термів схеми можливі, тобто не всякий перехід з одного рівня енергії на інший спостерігається. В атомів, які не зазнають впливу сильних зовнішніх полів, мають місце тільки ті переходи, при яких n_τ , що характеризує відповідні рівні,

Рис. 637. Зіставлення рівнів енергії атомів натрію і водню.

змінюється на одиницю („принцип добору“). При цьому n_τ може і зменшуватися і збільшуватися. Отже, можна комбінувати тільки терми, які перебувають у сусідніх вертикальних стовпчиках схеми.

§ 557. Основні спектральні серії. Так само як і у водню, спектр лужних металів розпадається на кілька серій ліній, які називаються: *головна серія*, *перша побічна* (дифузна), *друга побічна* (різка) і серія Берг-

Таблиця 39.

n	$n_\tau =$	1	2	3	4	...
1		1s				
2		2s	2p			
3		3s	3p	3d		
4		4s	4p	4d	4f	



Рис. 638. Спектр натрію.

манна. На рис. 638 вгорі зображено повний спектр натрію, а під ним окремі спектральні серії, на які його можна розбити. Кожна серія, як і у випадку водню, випромінюється в результаті переходів з різних верхніх рівнів на той самий нижній рівень. На рис. 639 подано схему рівнів натрію. Головна серія являє собою комбінацію $1s - np$, $n = 2, 3, 4$, тобто переходи з p -рівнів на рівень $1s$. Позначення термів походить від латинського слова „головний“ (principale).

Перша побічна серія являє собою комбінацію $2p - nd$, $n = 3, 4, 5$, тобто переходи з d рівнів на рівень $2p$. Позначення d термів також походить від назви серії „дифузна“ (diffuse).

Друга побічна серія являє собою комбінацію $2p - ns$, $n = 2, 3, 4$, тобто переходи з s рівнів на той самий рівень $2p$. Позначення терма походить від назви „різка“ (scharf).

Нарешті, серія Бергмана (фундаментальна) є комбінація термів $3d - nf$, $n = 4, 5, 6$, тобто переходи з f рівня на рівень $3d$. Позначення f походить від назви серії „фундаментальна“ (fundamental).

Із зростанням n спектральні лінії кожної серії ідуть щораз частіше, так само як у спектрі водню, при чому очевидно, що „дифузна“ і „різка“ серії мають спільну границю (при $n = \infty$), бо обидві ці серії відповідають переходам на той самий нижній рівень $2p$.

При збудженні свічення пари лужних металів насамперед збуджується головна лінія головної серії. Ця лінія є характерною для свічення даного металу і має назву резонансної. До числа таких ліній належить жовта лінія натрію з довжиною хвилі $589 \text{ м}\mu$, червона лінія літію $670 \text{ м}\mu$, червона лінія калію $768 \text{ м}\mu$ і т. д.

§ 558. Спектральні дублети. При детальнішому дослідженні спектра лужних металів виявляється одна дуже важлива особливість їх будови. Кожна лінія спектра при достатній дисперсії поділяється на дві, при чому у важчих металів компоненти розсунуті далі одна від однієї. Наприклад, у лінії калію віддаль між компонентами більша, ніж у натрію. Такі подвійні лінії мають назву дублетів. Зазначена вище жовта лінія натрію

також є дублетом і складається з двох ліній: $D_1 = 5896 \text{ \AA}$ і $D_2 = 5890 \text{ \AA}$, червона лінія калію: 7699 \AA і 7665 \AA . Ми бачимо, що, справді, в натрію різниця довжин хвиль дорівнює 6 \AA , тоді як у калію 34 \AA , тобто майже в 6 раз більше. Виникає питання, як зв'язати це розщеплення ліній з енергетичними характеристиками атома. Слід мати на увазі, що всяке ускладнення спектра з погляду теорії Бора зв'язане з ускладненням і уточненням цих характеристик. Очевидно, дві компоненти одного дублета відповідають переходові між двома різними парами рівнів, при чому ця відмінність між рівнями дуже невелика. Можна сказати, що замість попередніх простих рівнів ми маємо тут справу з комбінаціями роздвоєних енергетичних рівнів атома, які дають відповідно роздвоєні спектральні лінії. Для правильного виразу спектра лужного металу всі терми, крім s термів, треба вважати подвійними.

§ 559. Спін електрона. З усього сказаного виходить, що енергія атома не досить точно визначається заданням тих квантових чисел, якими ми користувалися досі. Очевидно, що ми ще не взяли до уваги всіх факторів, які визначають енергію атома. Таким фактором є обертання самого електрона, його називають „спін“ (англійське spin — обертання). Голландськими фізиками Юленбеком і Гаудсмітом у 1926 р. була висунута гіпотеза

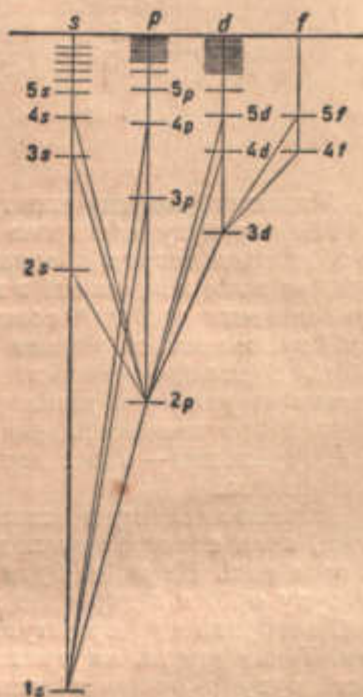


Рис. 639. Груба схема рівнів енергії атома натрію.

обертового електрона, яка стала дуже плідною і пояснила цілий ряд особливостей спектрів, зокрема дублетних. За Юленбеком і Гаудсмітом обертовий електрон має поряд з масою m і зарядом e в наслідок свого обертання ще момент кількості руху σ і елементарний магнітний момент μ_0 . Магнітний момент, грубо говорячи, виникає в наслідок руху частин заряду електрона навколо його осі:

$$\sigma = \frac{1}{2} \frac{h}{2\pi}; \quad \sigma = \frac{1}{2}, \quad \text{якщо } \frac{h}{2\pi} \text{ прийняти за одиницю};$$

$$\mu_0 = \frac{h}{2\pi c} \left(\frac{e}{m} \right). \quad (6)$$

Магнітний момент електрона дорівнює „магнетоніві“ Бора.

Під час руху електрона по орбіті енергія атома залежить від того, чи збігається напрям обертання електрона з напрямом обертання навколо ядра, чи вони напрямлені в протилежні сторони. В першому випадку магнітні моменти орбіти й електрона додаються, у другому — віднімаються; цим і зумовлюється різниця енергії обох станів, які відповідають тій самій орбіті. В наслідок малості магнітного моменту, що його має електрон, різниця енергії двох таких рівнів буде невелика, при чому нижче буде рівень з протилежно напрямленими моментами. Дублетна лінія відповідає двом переходам — або з двох таких рівнів на один спільний, або з одного рівня на два.

Аналізом спектрів встановлено, що всі рівні подвійні, крім рівнів s . Отже, коли електрон знаходиться на орбіті s , то орієнтування його спіну не грає ролі. Це може бути тільки в тому випадку, коли момент кількості руху орбіти s дорівнює нулеві, бо тільки в цьому разі зовсім немає рації говорити про орієнтування моменту електрона щодо моменту орбіти. Таким чином, ми приходимо до необхідності вважати момент кількості руху s -орбіти рівним нулеві, а це суперечить моделі атома Бора (§ 556).

Формально вводять нове азимутальне квантове число $l = n_s - 1$ і вважають, що l , а не n_s , вимірює момент кількості руху орбіти.

Тоді між l і символами термів буде таке співвідношення:

$$\begin{aligned} l=0 & \text{ відповідає } s; \\ l=1 & \text{ відповідає } p; \\ l=2 & \text{ відповідає } d; \\ l=3 & \text{ відповідає } f. \end{aligned}$$

В одиницях $\frac{h}{2\pi}$ механічний момент орбіти дорівнює просто l . Тоді результуючий механічний момент рівня, рівний векторній сумі орбітального і електронного моментів, дорівнюватиме $l + \frac{1}{2}$ або $l - \frac{1}{2}$, залежно від орієнтування спіну.

Теорія Юленбека і Гаудсміта дає правильний закон для віддалі між компонентами дублета залежно від ефективного заряду ядра.

Вияснилося, що спін електрона відіграє велику роль у явищах хемічного зв'язку атомів.

Відзначимо, що найновіша квантова механіка („хвильова механіка“) не зв'язує факту існування магнітного моменту електрона з уявленням про обертання електрона.

§ 560. Спектр гелію. Символіка спектральних термів. Дальшим щодо складності є спектр гелію. Гелій є найближчим сусідом водню за менде-

левською системою, і його атом відрізняється від атома водню одним зайвим периферичним електроном; а тому складність спектра на перший погляд може здатися несподіваною. Пояснення полягає в тому, що випромінювання оптичного спектра гелію утворюється в результаті переходів двох електронів, тоді як у складніших щодо своєї будови лужних металів відіграє роль поводження самого тільки оптичного електрона.

Характерним для спектра гелію є те, що він розпадається на дві ніби цілком самостійні системи серій. Відмінність між ними така велика, що був час, коли їх приписували двом різним елементам — ортогелієві і парагелієві, при чому останньому відповідають одинарні лінії („сингулети“), а ортогелієві — потрійні („триплети“). Гіпотеза обертового електрона дала підставу для повного пояснення цього явища. Справа знову таки в залежності енергії атома від орієнтації обертання електронів (спінів) відносно орбіт. Через те що в даному разі електронів два, то і можливостей для різних сполучень більше, ніж при одному електроні. Поперше, важливою є орієнтація електронних спінів одного відносно одного. Якщо вони напрямлені в протилежні сторони, то їх сума дорівнює нулеві, якщо ж вони паралельні, то їх сума дорівнює одиниці; подруге (якщо сума спінів дорівнює одиниці), важлива їх орієнтація відносно орбіт.

Різні можливі орієнтації спінів визначаються з допомогою простої графічної побудови: суму спінів $S=1$ і квантове число l зображають у вигляді векторів і будують результуючі вектори для різних їх орієнтацій. За квантовими законами можливі лише такі орієнтації вектора S відносно l , при яких результуючий вектор J набуває ряду цілих значень. Наприклад, при $l=1$ можливі лише три орієнтації: першій орієнтації відповідає результуючий вектор J , що дорівнює 0, другій $J=1$, третій $J=2$.

Таким чином, оскільки гелій має два оптичні електрони, для визначення рівня енергії, на якому знаходиться атом, необхідно задати обидві орбіти електрона і орієнтацію їх спінів. При цьому за принципом Паулі в атомі не може існувати двох електронів в однакових квантових станах, тобто не може бути двох електронів на одній орбіті з однаково напрямленими спінами. Якщо взяти це до уваги, то можна скласти таку схему можливих станів атома гелію (для простоти взято випадок, коли один з електронів знаходиться на найближчій до ядра орбіті $1s$; табл. 40).

Таблиця 40.

1-й електрон	2-й електрон	Можливий стан атома
$1s$	$1s$	1S_0
$1s$	$2s$	$^1S_0, ^3S_1$
$1s$	$2p$	$^1P_1, ^3P_0, ^3P_1, ^3P_2$
$1s$	$3s$	$^1S_0, ^3S_1$
$1s$	$3p$	$^1P_1, ^3P_0, ^3P_1, ^3P_2$
$1s$	$3d$	$^1D_2, ^3D_1, ^3D_2, ^3D_3$

і т. д.

В цій схемі у другому стовпчику вказано орбіти, на яких міститься другий електрон. В останньому стовпчику прописними літерами позначено стани атомів, при чому в одному рядку поміщено всі різні стани, які відповідають однаково розміщенню електронів, але різним орієнтаціям їх спінів. Біля кожної літери праворуч унизу у вигляді індекса стоїть числове значення векторної суми $l+s=j$.

Ліворуч угорі стоїть число, яке характеризує, скільки різних станів відповідає даному сполученню орбіт і даному значенню суми спінів s (при різних орієнтаціях s відносно l).

Наприклад, розглянемо третій рядок: 1P_1 означає стан атома при першому електроні, що міститься на орбіті $1s$, і другому електроні на орбіті $2p$, в цьому разі $l=1$, а напрями обертання електронів протилежні, тобто сума спінів $s=0$. Символи ${}^3P_0, 1, 2$ відповідають тому самому сполученню орбіт, але сума спінів уже дорівнює 1; а тому, як ми вказували, можливі три різні орієнтації векторної суми спінів відносно l , що дорівнює також 1. Ця обставина відзначена верхнім індексом 3. Першому розміщенню відповідає $l+s=0$, тобто спіни і момент орбіти протилежно напрямлені; другому — кут 120° між ними: $l+s=1$, і, нарешті, при останньому вони паралельні $l+s=2$.

Не зважаючи на порівняну складність таких позначень, ми бачимо із схеми, що ці позначення все ж недостатні для повного опису станів атома.

Наприклад, у 3-му і 5-му рядках таблиці ми знаходимо 1P_1 , яке може, таким чином, означати або сполучення орбіти $1s$ з $2p$ при сумі спінів, що дорівнює 0, або сполучення орбіти $1s$ з $3p$ при тій же умові для спінів. Для повної означеності треба ще виписувати перед прописними літерами символи окремих орбіт, а це робить позначення дуже громіздкими.

З нашої схеми ми бачимо, що справді існують дві системи рівнів енергії атомів гелію: одна проста, що складається з поодиноких рівнів (синглетів), відповідає протилежно напрямленим спінам електронів; друга — складна, що складається з потрійних рівнів (триплетів), відповідає паралельно напрямленим спінам. Переходи між двома цими системами заборонені.

Триплетні рівні нижчі відповідних синглетних, тобто енергія атома при паралельних спінах менша, ніж при протилежно напрямлених¹⁾. Навпаки, всередині триплету чим більший результуючий вектор j , тим вищий рівень.

При цьому віддалі між окремими рівнями одного триплету гелію надзвичайно малі, і відповідні спектральні лінії лежать у спектрі дуже близько між собою. Наприклад, переходи $3\ ^3S_1 \rightarrow 2\ ^3P_0$ відповідає лінія $7065,707\ \text{Å}$; переходи $3\ ^3S_1 \rightarrow 2\ ^3P_1$ — лінія $7065,212\ \text{Å}$; переходи $3\ ^3S_1 \rightarrow 2\ ^3P_2$ — лінія $7065,177\ \text{Å}$.

Різниця довжин хвиль сусідніх ліній в цьому триплеті дорівнюють $0,495\ \text{Å}$ і $0,035\ \text{Å}$. Остання різниця остільки мала і відповідні лінії такі близькі, що довго лінії гелію вважали дублетами, а не триплетами. Тільки користуючись спектральними приладами з дуже великою роздільною здатністю, вдалося експериментально виявити триплетну будову ряду ліній гелію.

Із всього сказаного випливає, що те, що ми називали раніше паргелієм, є не що інше, як гелій з протилежно напрямленими спінами електронів, а ортогелій — гелій з паралельними між собою спінами електронів. Спектр паргелію утворюється в наслідок переходів між синглетними рівнями, спектр ортогелію — при переходах між триплетними рівнями.

§ 561. Про спектри інших атомів. Спектри елементів, які мають два оптичні електрони, аналогічні в значній мірі спектру гелію. До числа таких елементів належать цинк, кадмій, ртуть і ін. У спектрах пари цих металів можна виявити лінії, які відповідають переходам як між синглетними рівнями, так і між триплетними рівнями. Правда, на відміну від гелію тут можливі переходи також і між обома системами.

¹⁾ Правильний розрахунок рівнів був зроблений на підставі хвильової механіки Гейзенбергом.

Лінії в триплетах спектрів зазначених металів розсунуті значно сильніше, ніж у спектрі гелію. Віддалі між лініями одного триплету зростають швидше, ніж квадрат атомного номера елемента, але трохи повільніше, ніж квадрат його атомної ваги. У магнію, наприклад, триплет складається з ліній 5184 \AA , 5173 \AA і 5168 \AA , тобто різниці порядку $5-10 \text{ \AA}$. У цинку вже різниця разів у десять більша і, нарешті, три найяскравіші лінії ртуті: зелена — 5481 \AA , синя — 4358 \AA і фіолетова — 4047 \AA , що лежать у різних частинах спектра, є компонентами одного триплету.

При збільшенні числа оптичних електронів зростає складність спектрів; з'являються квартети (четверні), квінтети, секстети, септети спектральних ліній. У зв'язку з цим аналіз таких спектрів надзвичайно утруднений і для ряду елементів ще не доведений до кінця. Пояснюється це надзвичайно складною структурою будови відповідних атомів.

Крім спектрів нейтральних атомів, дуже важливими є спектри, випромінювані при збудженні іонів. Такі спектри спостерігаються при іскровому розряді. Аналіз іскрових спектрів полегшується тим, що між ними і спектрами нейтральних атомів легко встановити просту відповідність. Через те що характер спектра, як ми вказували вище, визначається в основному числом оптичних електронів, то іскровий спектр іона відповідає спектрові нейтрального атома з таким самим числом оптичних електронів. Наприклад, спектр іона натрію має дуже складний характер і за структурою аналогічний спектрові нейтрального неону з 8 оптичними електронами.

§ 562. Збудження атомів електронними ударами (досліди Франка і Герца). Існування дискретних рівнів енергії, що являє один із квантових постулатів Бора, було блискуче підтвержене цілим рядом експериментів із збудженням світіння атомів електронними ударами. Першими були досліди Франка і Герца з ртутною парою. Схема їх

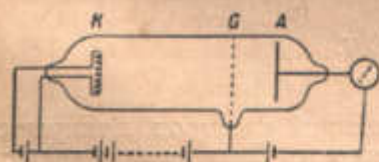


Рис. 640. Схема дослідів Франка і Герца.

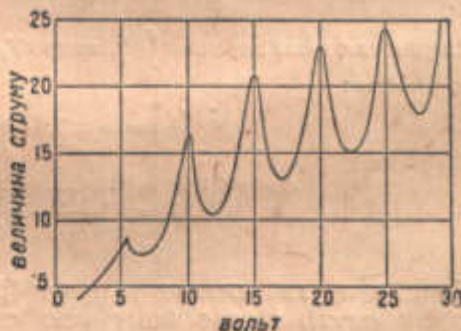


Рис. 641. Залежність величини струму від напруги в дослідах Франка і Герца.

установки полягала ось у чому (рис. 640). Крізь трубку, наповнену ртутною парою, пропускали потік електронів, які летіли від розжареного катода K до анода A . Між катодом і анодом накладена різниця потенціалів V_1 , що прискорює електрони. Крім катода K і анода A , в трубці є ще сітка G . Між сіткою і анодом накладена зустрічна різниця потенціалів V_2 , яка гальмує електрони, що мають швидкість у вольтгах меншу ніж V_2 ; V_2 значно менше, ніж V_1 , і дорівнює приблизно $0,5 \text{ V}$. Можна, отже, сказати, що установка Франка і Герца нагадує звичайну катодну лампу (§ 438) з трьома електродами. Відмінність полягає лише в тому, що в даному разі в трубці не вакуум, а ртутна пара.

У дослідах Франка і Герца досліджувалася залежність величини струму, який проходить через трубку, від накладеної напруги V_1 . В результаті вимірів замість звичайної характеристики катодної лампи було одержано дуже цікаву криву, зображену на рис. 641. Ми бачимо на

кривій ряд різких максимумів, розміщених на віддалі приблизно 4,9 V. Пояснення такого ходу кривої полягає ось у чому: електрон, розігнаний в електричному полі V_1 , набуває кінетичної енергії, що визначається таким співвідношенням:

$$eV_1 = \frac{mv^2}{2}.$$

При непружному стиканні електрона з атомом ртуті він втрачає всю або частину своєї енергії, збуджуючи своїм ударом атом ртуті. Втративши в наслідок цього свою швидкість, він спиняється зустрічним полем, накладеним між сіткою і анодом, і не може досягти анода. Вживаючи енергетичних термінів, у нього не досить енергії, щоб перестрибнути через сітковий потенціальний „бар'єр“.

З погляду теорії квантів електрони можуть почати збуджувати атоми ртуті, якщо їх енергія досить велика для того, щоб підняти атом ртуті на перший збуджений рівень. Електрони з меншою енергією будуть пружно відбиватися від атомів ртуті, майже не втрачаючи своєї енергії. При переході з першого рівня збудженого атома ртуті на нижчий випромінюється так звана резонансна лінія ртуті з довжиною хвилі 2537 Å. Якщо підрахувати енергетичну „висоту“ цього рівня, яка дорівнює, як ми не раз указували, енергії одного кванта $h\nu$, то виявляється, що вона якраз дорівнює енергії електрона, розігнаного полем у 4,9 V.

Розрахунок зробити досить просто: енергія кванта = $h\nu$. Якщо замінити ν через c/λ , то

$$h\nu = \frac{hc}{\lambda} = \frac{6,55 \cdot 10^{-27} \cdot 3 \cdot 10^{10}}{2,537 \cdot 10^{-5}} \approx 7,8 \cdot 10^{-12} \text{ ергів.}$$

Енергія електрона дорівнює $\frac{eV_1}{300}$, якщо V_1 вимірювати у вольтах. Оскільки ми повинні дістати рівність:

$$\frac{eV_1}{300} = h\nu \approx 7,8 \cdot 10^{-12} \text{ ергів,}$$

то

$$V_1 = \frac{7,8 \cdot 10^{-12} \cdot 300}{4,77 \cdot 10^{-10}} = 4,9 \text{ V.}$$

Коли напруга досягає вперше 4,9 V, кожний електрон, зіткнувшись з атомом ртуті, віддає йому всю свою енергію. Втративши швидкість, електрон не зможе перемагати потенціального бар'єра сітки і не досягне анода.

При цьому струм різко спадає і з'являється випромінювання резонансної лінії 2537 Å. При дальшому підвищенні напруги струм знову зростає, поки не досягне 9,8 V. Тоді електрони, які зіткнулися послідовно з двома атомами ртуті, втрачають свою швидкість і, так само як і при 4,9 V, не можуть досягти анода. При 14,7 V знову та сама картина, але вже три співударяння і т. д. Моллерові вдалося простежити хід кривої до 30 V, і картина через кожні 4,9 V повторювалася. Потенціали, які відповідають максимумам, мають назву критичних потенціалів. Збіг величини критичного потенціала з енергією збуджуваного кванта став одним з триумфів квантової теорії.

§ 563. Контрольоване збудження спектрів (досліди Фути і Моллера). Істотною обставиною у дослідах Франка і Герца було те, що завдяки порівняно великим тискам ртутної пари і малій густині струму дуже рідкі були многократні удари різних електронів в один і той же атом ртуті. Крім того, електрони не могли дуже розганятися полем у проміжку

між двома зіткненнями через малу довжину вільного шляху. Інакше збуджувався б не тільки рівень, який відповідає резонансній лінії ртуті, але і цілий ряд вищих рівнів, і крива не мала б такого простого вигляду.

До другої групи дослідів з електронними ударами належать досліді Фута і Моллера над так званим контрольованим збудженням спектрів. Вони експериментували також при невеликій густині струму (електронів), тобто при умовах, які виключають повторні стикання з тим самим атомом. Але в них у противагу Франку і Герцу густина пари була теж невелика. Остання обставина давала змогу електронам стикатися з атомами не більше одного разу протягом усього пробігу. В наслідок цього їх енергія могла значно зростати із зростанням потенціалів. На рис. 642 зображено один

під одним спектри пари магнію при збудженні їх електронами із зростаючими швидкостями. Верхній спектр відповідає швидкості електронів 3,2 V.

При цьому збуджується одна синя резонансна лінія магнію з довжиною хвилі 4571 Å, яка відповідає пере-

ходові атома магнію з першого збудженого рівня 2^3P_1 на 1^1S_0 . Під ним уміщено спектр, випромінюваний при 6,5 V, де з'являється друга лінія, яка лежить в ультрафіолетовій частині спектра, 2852 Å і відповідає пере-

ходові з вишого рівня 2^1P_1 на той самий 1^1S_0 . При зростанні напруги до 10 V уже з'являється весь спектр нейтрального атома, тобто з'являється

решта ліній, які відповідають переходам між ще вищими рівнями. Аналогічну картину дає збудження іншої пари і газів. Отже, з допомогою методу електронних ударів ми можемо досить детально дослідити розміщення енергетичних рівнів у атомі.

§ 564. Явище Зеемана. Досі ми говорили про випромінювання ізольованого атома, який не зазнає ніяких зовнішніх впливів. Насправді ми, звичайно, ніколи не маємо справи з такими умовами випромінювання. Атом завжди знаходиться в полі діяння зовнішніх сил як електричних, так і магнітних. Правда, при свічєнні розрідженого газу умови наближаються до ідеальних. Але при скількинебудь значній густині світного газу або пари атоми й іони вже починають діяти один на одного своїми електричними і магнітними полями. Разом з тим ясно, що енергія атома, який попадає в електричне або магнітне поле, змінюється, при чому тим сильніше, чим сильніші ці поля. Отже, система рівнів енергії, які існували в ньому, повинна змінитися і відповідно змінюється спектр, визначуваний цією системою.

Цікаво відзначити, що Фарадей ще в 1862 р. намагався експериментально виявити вплив магнітного поля на випромінюваний спектр, але зазнав невдачі через недосконалість своїх приладів. Тільки в 1896 р. Зееман виявив, що коли помістити джерело світла між полюсами потужного електромагніта, то всі лінії його спектра ніби ширшають. Далі, користуючись спектральною апаратурою з великою роздільною силою, вдалося встановити, що це ширшення спричинюється розщепленням кожної лінії на кілька компонент. Це явище було назване Зееман-ефектом. Незабаром після його відкриття Лоренц дав теорію цього ефекту. Теорія Лоренца має назву класичної, бо вона ґрунтується на класичній електродинаміці. Поява нових компонент, тобто нових частот, пояснюється тим, що орбіта електрона (еквівалентна магнітові) починає робити прецесійний рух навколо напрямку поля, а цим ускладнюється рух електрона. У спектрі випромінювання атома повинні з'явитися частоти, які відповідають



Рис. 642. Збудження спектра магнію електронами різних швидкостей.

сумі й різниці частоти обертання електрона навколо ядра і частоти прецесії. За тією ж теорією Лоренца при спостереженні спектра в напрямі, перпендикулярному до поля (рис. 643), повинні спостерігатися три лінії замість однієї, при чому дві бічні компоненти поляризовані впоперек поля, а центральна — вздовж. При спостереженні ефекту вздовж поля (рис. 644) повинні спостерігатися тільки дві компоненти, поляризовані по

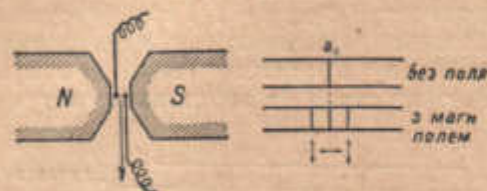


Рис. 643. Спостереження явища Зеемана в напрямі, перпендикулярному до магнітного поля.

колу. Всі ці висновки теорії були блискуче potwierdжені дослідом, так само як і одержаний Лоренцом закон пропорційності між величиною розщеплення і силою поля.

Проте, цей збіг між теорією і дослідом спостерігається доти, поки ми маємо справу з поодинокими лініями (синглетами); як тільки ми переходимо до мультиплетних ліній, картина різко ускладнюється, і з'являється велике число компонент. Класична теорія не може дати пояснення

цьому ускладненню картини. З погляду квантової теорії справа полягає в тому, що орбіта електрона може набувати відносно зовнішнього поля цілого ряду різних дискретних положень, кожне з яких відповідає певному рівневі енергії атома. При цьому можливі орієнтації орбіти визначаються величиною проекції на напрям поля сумарного магнітного моменту орбіти і самого електрона. Ця величина може набувати тільки ряду цілих значень. Отже, у магнітному полі кожний енергетичний рівень атома розщеплюється на ряд рівнів, а це і збільшує число можливих переходів, тобто число ліній у спектрі. При цьому чим до складнішої системи належить вихідний рівень, тим складнішою буде картина його розщеплення.

Ця складна картина трохи спрощується при досить значній величині зовнішнього магнітного поля. Річ у тому, що досить сильне поле ніби розриває зв'язок між магнітними моментами електрона і орбіти. Тоді обидва ці моменти орієнтуються цілком незалежно щодо зовнішнього поля. Проекція моменту l орбіти на напрям зовнішнього поля визначається квантовим числом m_l . Проекція моменту s електрона визначається квантовим числом m_s .

m_l може набувати таких значень:

$$m_l = l, l-1, \dots, 1, 0, -1, \dots, -(l-1), -l,$$

$m_l = l$ відповідає l , паралельному до зовнішнього поля, $m_l = -l$ відповідає l , антипаралельному до зовнішнього поля, $m_l = 0$ відповідає l , перпендикулярному до поля, а решта значень — проміжним орієнтаціям.

m_s може мати тільки два значення $+1/2$ і $-1/2$; перше відповідає спінові, паралельному до зовнішнього поля, а $-1/2$ — антипаралельному.

Отже, в загальному випадку атома, який знаходиться в силовому полі, стан електрона визначається чотирма квантовими числами: n, l, m_l, m_s .

Принцип Паулі (стор. 649) в цьому випадку такий: в атомі не може бути двох електронів з однаковими числами n, l, m_l, m_s .

На підставі принципу Паулі легко визначити максимальне число електронів у кожному електронному шарі атома (§ 553). Для цього треба

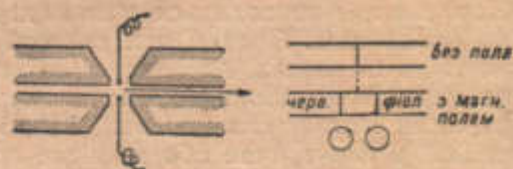


Рис. 644. Спостереження явища Зеемана вздовж магнітного поля.

визначити максимальне число електронів з тим самим значенням головного квантового числа, тобто визначити число можливих різних сполучень інших трьох квантових чисел l , m_l і m_s при заданому n .

Випишемо ті значення, яких можуть набувати ці чотири квантових числа:

$$\begin{aligned} n &= 1, 2, 3, \dots; \\ l &= 0, 1, 2, \dots, n-1; \\ m_l &= \pm l, \pm(l-1), \pm(l-2), \dots, \pm 1, 0; \\ m_s &= \pm \frac{1}{2}. \end{aligned}$$

Певному l відповідає $2l+1$ різних m_l , звідки в атомі може бути $2(2l+1)$ електронів з одним і тим же l (двійка входить, бо кожному m_l можуть відповідати два значення m_s).

В даному електронному шарі атома, визначуваному головним квантовим числом n , може бути, очевидно, Z_n електронів, де:

$$Z_n = \sum_{l=0}^{n-1} 2(2l+1) = 2n^2.$$

Z_n —це, звичайно, максимальне число електронів. З одержаної формули ми прямо дістаємо цифри, наведені в таблиці 37. Наприклад, шар K : $n=1$, $Z_1=2$; шар L : $n=2$, $Z_2=8$; шар M : $n=3$, $Z_3=18$ і т. д.

§ 565. Явище Штарка. Вплив електричного поля на спектр, випромінюваний атомом, значно менший, ніж вплив магнітного поля. Через це зміну спектра під впливом електричного поля вдалося виявити лише в 1913 р. (Штарк), не зважаючи на те, що цей ефект ще в 1897 р. передбачав Фойхт.

Штарк виявив, що при свіченні атомів водню (каналового проміння), поміщених у сильне електричне поле порядку десятків тисяч вольтів на сантиметр, лінії бальмерівської серії розщеплюються на ряд компонент. Це явище дістало назву Штарк-ефекту. Устаювка для спостереження Штарк-ефекту в її початковому вигляді була такою (рис. 645): у розрядній водневій трубці з анодом A і катодом K спостерігають свічення каналового проміння, яке пройшло крізь катод K . Для спостереження служить кварцове вікно F . За катодом поміщено третій електрод B . Між ним і катодом накладається велика різниця потенціалів, яка утворює сильне електричне поле у просторі, що міститься між ними. При цьому спостерігалось зазначене вище розщеплення спектральних ліній на велике число компонент. При Штарк-ефекті, так само як і при Зеєман-ефекті, спостерігається різний вигляд спектральних ліній, залежно від того, чи дивимось ми вздовж поля, чи перпендикулярно до нього.

Як і при Зеєман-ефекті, класична теорія не могла дати повного пояснення всім спостережуваним тут явищам, і тільки на основі квантових уявлень вдалося повністю розібратися в усьому цьому складному комплексі явищ. Розщеплення ліній при Штарк-ефекті, так само як і при Зеєман-ефекті, пояснюється тим, що кожний енергетичний рівень атома ніби розщеплюється на кілька рівнів у наслідок збурюючої дії електрич-

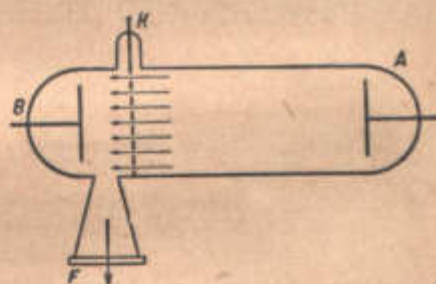


Рис. 645. Схема установки для спостереження явища Штарка.

ного поля. Теорія Штарк-ефекту математично полягає, власне кажучи, у підрахунку цієї збурюючої дії, але вона така складна, що ми позбавлені змоги подати її тут докладніше.

§ 566. Молекулярні спектри. Крім спектрів, які відповідають випромінюванню окремих атомів, спостерігаються ще спектри, випромінювані цілими молекулами (§ 555). Через своєрідний характер цих спектрів вони мають назву „смуғастих“. З квантового погляду, так само як і при атомних спектрах, кожна лінія молекулярного спектра випромінюється при переході молекули з одного стаціонарного енергетичного рівня на інший. Але при випромінюванні молекули є далеко більше факторів, які зумовлюють енергію стаціонарного стану. В найпростішому випадку двоатомної молекули енергія молекули складається з трьох частин: 1) енергії обертання двох атомів навколо спільного центра мас; 2) енергії коливання ядер атомів уздовж прямої, яка їх сполучає; 3) енергії електронних оболонок атомів.

Всі ці три компоненти можуть змінюватися і цим самим змінювати загальну енергію молекули. Їх зміна також підлягає квантовим законам, але вже не у вигляді, даному Бором, а відповідно до теорії Гейзенберга і Шредінгера. Різниця між новим і старим квантовим трактуванням молекулярних спектрів полягає в тому, що нова квантова механіка згідно з дослідом дає для квантових чисел, які характеризують стан молекули, „напівціле“ значення. Наприклад, енергію обертання молекули за старою квантовою теорією розраховують таким чином.

Момент кількості руху молекули відносно осі обертання визначається так (§ 56):

$$P = I\omega,$$

де I — момент інерції, ω — кутова швидкість. Так само як і у випадку атома, момент молекули квантований (див. формулу 5', § 552):

$$P = \frac{m'h}{2\pi}. \quad (5'')$$

Енергія обертального руху молекули зв'язана з I і ω так (§ 57):

$$W_r = \frac{I\omega^2}{2}.$$

Користуючись формулою (5''), дістанемо:

$$W_r = \frac{P^2}{2I} = \frac{h^2}{8\pi^2 I} m^2 = Bm^2.$$

Нова квантова теорія згідно з дослідом дає:

$$W_r = Bm^2,$$

де

$$m = m' + \frac{1}{2}.$$

Енергія коливання ядер:

за старою квантовою теорією

$$W_s = an' - bn'^2,$$

де n' — ціле число,

за новою квантовою теорією

$$W_s = an - bn^2,$$

де $n = n' + \frac{1}{2}$

і a, b — сталі, які характеризують силу, що діє між атомами. Якби молекула являла собою гармонічний осцилятор, то W_e дорівнювало б an , член bn^2 характеризує відхилення від гармонічного осцилятора.

Енергію електронних оболонок W_e позначають через ν_0 . Енергія електронних оболонок, по суті, являє собою енергію атомних оболонок при наявності Штарк-ефекту. Справді, адже в молекулі один атом знаходиться в електричному полі інших атомів, бо сили, що зв'язують атоми в молекулу, — електричної природи. Енергія молекули, якщо не брати до уваги взаємодії між обертянням і коливаннями:

$$W = W_e + W_v + W_r = \nu_0 + an - bn^2 + Bm^2. \quad (7)$$

Якщо вибрати в спектрі лінію, яка відповідає переходам між різними рівнями для W_r при сталих W_e і W_v , то для частот цих ліній ми дістанемо такі два вирази (8) і (9).

Якщо B стали, тобто момент інерції сталий, а змінюється кутова швидкість ω :

$$\nu = \frac{W_r' - W_r}{h} = \frac{B}{h} (m_1^2 - m^2).$$

Згідно з квантовою теорією m може змінюватись лише на 1, що дає для ν такий вираз:

$$\nu = \frac{W_r' - W_r}{h} = \frac{B}{h} [(m+1)^2 - m^2] = \frac{B}{h} (2m+1). \quad (8)$$

Таким чином, спектральна смуга складається з рівновіддалених ліній. Віддаль між лініями визначається константою B , тобто, кінець-кінцем, моментом інерції молекули. Такі смуги з рівновіддалених ліній спостерігаються у парі HCl і води і лежать у далекій інфрачервоній частині спектра. Спостерігають їх не в спектрі випромінювання цієї пари, а в їх спектрі вбирання, бо частоти, що відповідають власним частотам молекул, вбираються сильніше за інші. На рис. 646 дана смуга в спектрі вбирання пари HCl у близькій інфрачервоній області. Ця смуга відповідає переходам між енергетичними станами, які відрізняються вже не тільки енергією обертяння, а й енергією коливань (при сталій енергії електронних оболонок). В даному випадку і W_r і W_v змінюються на одиницю одночасно, а це дає більші зміни енергії, тобто спектральні лінії більшої частоти, ніж у першому розглянутому випадку. Відповідно до цього утворюються лінії, які лежать у близькій інфрачервоній частині, подібно до зображених на рис. 646. З формули (7) легко дістати формулу для частот цих ліній таким самим способом, яким була утворена формула (8). В цьому випадку, згідно з рис. 646, лінії спектра лежать також на однаковій віддалі одна від однієї.

Розглянемо тепер переходи, які супроводяться зміною моменту інерції молекули, тобто зміною B . В цьому випадку дістанемо:

$$\nu = \frac{W_r' - W_r}{h} = \frac{(B' - B)}{h} m^2. \quad (9)$$

Крім цих переходів, треба взяти до уваги ще переходи між станами з різними значеннями W_e . Через те що різниця енергії в цьому випадку значно

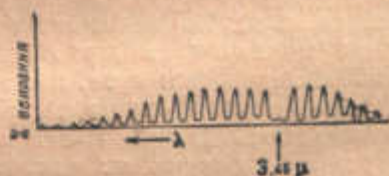


Рис. 646. Смуга вбирання HCl.

більша, ніж у перших двох, то лінії, які відповідають таким переходам, лежать як у видимій, так і в ультрафіолетовій частині спектра. Увесь спектр набуває різко смугастого характеру, зображеного на рис. 647. Кожна смуга складається з ряду ліній, які згущуються до одного краю, що його називають головою смуги. Для частоти окремої спектральної лінії, яка входить до складу смуги, Деландр ще в 1885 р. дав емпіричну формулу такого виду:

$$\nu = A + 2Bm + Cm^2 \quad (10)$$

Формула Деландра впливає безпосередньо з формул (7), (8) і (9).

Формулу Деландра можна зобразити графічно, якщо по одній осі відкласти m , а по другій ν (рис. 648).

Внизу зображено відповідні лінії, які утворюють, як ми бачимо, типову смугу. Оскільки структура молекулярного спектра дуже залежить від моменту інерції молекули, дослідження молекулярних спектрів є одним з на-



Рис. 647. Смугастий спектр.

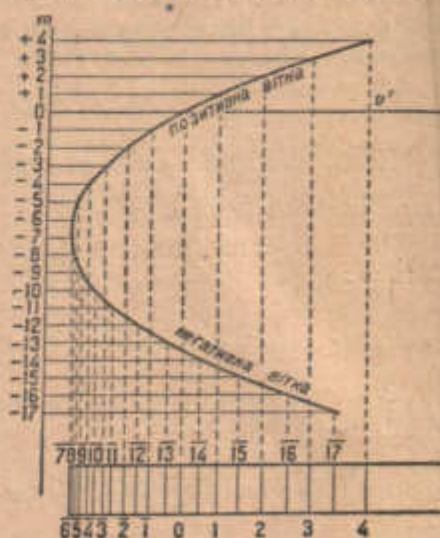
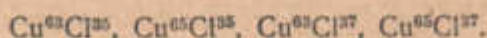


Рис. 648.

дійних способів визначення цієї величини. Щонайменші зміни структури молекули можуть бути виявлені при дослідженні її спектра. Найбільш цікавим є те, що молекули, які містять різні ізотопи (§ 586) одного і того ж елемента, повинні мати в своєму спектрі різні лінії, які відповідають різним масам цих ізотопів. Це впливає з того, що маси атомів визначають як частоту їх коливань у молекулі, так і її момент інерції. Справді, лінії смуг мідь-хлориду CuCl складаються з чотирьох компонент відповідно до чотирьох комбінацій ізотопів міді 63 і 65 з ізотопами хлору 35 і 37:



Останнім часом (1932 р.) при дослідженні молекулярного спектра водню вдалося виявити дуже слабкі лінії, які відповідають молекулам, що містять ізотоп водню з атомною вагою, рівною 2. Існування такого ізотопу припускали давно, але не знаходили прямих доказів його існування і тільки спектральний метод дав змогу точно встановити наявність молекул H^2H^2 , які містять цей ізотоп. Трудність його виявлення будь-яким іншим методом стає зрозумілою, якщо взяти до уваги, що концентрація ізотопу H^2 у звичайному водні дорівнює $\frac{1}{45000}$. Тепер вже здобувають „важку“ воду, молекула якої містить ізотоп водню.

§ 567. Явище Рамана, Ландсберга і Мандельштама. До числа найпростіших явищ, які відбуваються при взаємодії світла з матерією, належить так званий Раман-ефект. Це явище було відкрите зовсім

²⁾ Тут m — ціле число.

недавно, при чому одночасно в Індії Раманом і в Москві Ландсбергом і Мандельштамом. Суть цього ефекту полягає в тому, що в спектрі світла, розсіяного молекулами будьякої речовини, з'являються нові лінії, положення яких залежить від структури молекул. Ці нові лінії з'являються як супутники по боках ліній основного спектра і дуже слабкі щодо інтенсивності. Звичайна установка для одержання спектра розсіяного світла в рідинах і газах зображена схематично на рис. 649.

Ртутна лампа Q , поставлена поруч з посудиною G , освітлює її збоку. Спектрограф S розміщений по осі посудини G ; лінза L збирає на щільну спектрографа S світло, розсіяне речовиною, яка наповнює посудину. Речовина повинна бути надзвичайно чистою, бо інакше



Рис. 649. Схема установки для спостереження ефекту Рамана, Ландсберга і Мандельштама.

світло, розсіяне забрудненнями, буде переважати над молекулярним розсіянням. При вивченні кристалів користуються трохи іншою установкою, але принципіальна схема її така сама. Через слабкість молекулярного розсіяння кристала Ландсбергові і Мандельштамові доводилося знімати спектри розсіяного світла протягом приблизно ста годин. На рис. 650 зображено частину спектра ртутної лампи біля лінії 4350 \AA ; на тому ж рисунку показано спектр тієї ж лампи, але вже розсіяний молекулами бензолу. Ми бачимо по боках основної лінії по чотири нові лінії. Якщо підрахувати різниці хвильових чисел ν/c між цими лініями і основною, то ми дістанемо такі чотири числа: 849, 990, 1591 і 3059. Найменше з них відповідає найближчому сателітові до основної лінії, найбільше — найдальшому. Якщо, з другого боку, розглянути спектр вбирання бензолу, то у нього в інфрачервоній частині є чотири смуги вбирання, які відповідають власним частотам молекули. Довжини хвиль цих смуг такі: 3,25 μ ; 6,75 μ ; 9,8 μ і 11,8 μ ; це відповідає таким хвильовим числам: 848, 1020, 1480 і 3070.

Ми бачимо, що ці числа близько збігаються з вищеведеними різницями. Отже, можемо сказати, що в спектрі розсіяного світла спостерігаються нові частоти, які дорівнюють як сумі основної частоти з власною частотою молекули, так і різниці цих частот. Наявність таких сумарних і різницевих частот спостерігається і в акустиці і їй може бути дано чисто класичне



Рис. 650.

пояснення. Якщо на молекулу падає світло з частотою ν , то вираз для хвилі розсіяного цієї молекулою світла можна подати у вигляді

$$S = a \cos 2\pi\nu t, \quad (11)$$

де ν — частота світлових коливань, a — амплітуда розсіяних коливань. На перший погляд з формули (11) випливає, що розсіяне світло буде тієї самої частоти, як і падаюче, але це не так. Справді, оскільки молекула робить власні коливання з якоюсь частотою ν_0 , то з цією самою частотою буде змінюватися і її розсіююча здатність. Із цього міркування випливає, що амплітуда розсіяного світла a не буде сталою, а змінюється з цією ж частотою ν_0 . Тоді для неї можна написати такий вираз:

$$a = a_0 + b \cos 2\pi\nu_0 t, \quad (12)$$

де a_0 і b — сталі величини.

Підставивши цей вираз для a в формулу (11), дістанемо:

$$S = (a_0 + b \cos 2\pi\nu_0 t) \cos 2\pi\nu t.$$

Звідси з допомогою простих тригонометричних перетворень знаходимо:

$$S = a_0 \cos 2\pi\nu t + \frac{b}{2} \cos 2\pi(\nu + \nu_0) t + \frac{b}{2} \cos 2\pi(\nu - \nu_0) t, \quad (13)$$

тобто дійсно в спектрі розсіяного світла, крім частоти ν , з'являються частоти $\nu + \nu_0$ і $\nu - \nu_0$.

Процес, що відбувається тут, аналогічний модуляції коливань при радіотелефонній передачі.

Отже, уже з класичної теорії випливає з необхідністю наявність нових частот у розсіяному спектрі. Але треба тут же вказати, що класична теорія не може дати правильної картини явища в усьому обсягу (так само як і, наприклад, при Зеєман- і Штарк-ефектах). Наприклад, вона не дає правильного закону для співвідношення між інтенсивностями окремих ліній і навіть не може пояснити причину появи деяких з них. Квантова теорія дає відповідь на всі ці запитання і до того відповідь, яка збігається з експериментом, але через складність ми тут її не наводимо.

Основне значення Раман-ефекту полягає в тому, що він дає нам у руки нову потужну зброю для дослідження структури молекул, значно зручнішу, ніж спектри вібрування.

За сім років, що минули від часу відкриття цього ефекту, опубліковано кілька тисяч праць, присвячених розсіянню світла різними речовинами. Всі ці праці дуже розширили коло наших знань про структуру речовини. Найтонші деталі будови молекул вдалося виявити, досліджуючи спектр розсіяного світла. Цікаво відзначити, що Раман-ефект вдалося спостерігати також і в природних умовах, при розсіянні земною атмосферою світла північного сяйва.

§ 568. Явище Комптона. З корпускулярного уявлення про випромінювання випливає цілий ряд дуже простих висновків, справедливості яких була підтверджена експериментально. Спростуючи питання, можна розглядати випромінювання як потік, що складається з ряду „частинок“, які летять одна за одною — фотонів — з масою, рівною $\frac{h\nu}{c^2}$, і з імпульсом,

рівним масі, помноженій на швидкість, тобто $\frac{h\nu}{c}$. Тоді процес роз-

сіювання променювання речовиною (зокрема рентгенового проміння) являє собою не що інше, як співударення фотонів з окремими частинами атома речовини. Якщо відбувається розсіювання рентгенового проміння, тобто відносно важких квантів, які мають великий імпульс, то в наслідок стикань ці кванти можуть втратити частину свого імпульсу, надавши відповідного імпульсу електронам, які були в атомах. Інакше сказати, кожний квант втратить частину своєї енергії, а електрони набудуть кінетичної енергії. Додержуючись уявлення про кванти як про „частинки“ із зазначеною вище масою, легко написати для випадку зіткнення кванта з електроном рівняння збереження імпульсу і енергії. Цікаво відзначити, що при співударенні звичайних куль зменшення імпульсу відбувається коштом зменшення швидкості. Під час руху фотонів швидкість, звичайно, не змінюється, і імпульс фотонів зменшується коштом зменшення маси. З рівнянь енергії і імпульсу випливає вся теорія явищ, що відбуваються при розсіюванні. Квант після зіткнення повинен мати меншу енергію, тобто якщо до зіткнення його енергія дорівнювала $h\nu_1$, то після удару вона вже дорівнює $h\nu_2$, де $\nu_2 < \nu_1$. Отже, у розсіяному промінні, крім

падаючої частоти ν_1 , повинна спостерігатися ще частота ν_2 , менша величиною, при чому ясно, що найбільша зміна частоти буде у проміння, розсіяного в зворотному напрямі. Уперше експериментально вдалося виявити появу цієї частоти американському фізику Комптоні.

§ 569. Флюоресценція. Увібрана речовиною світлова енергія не завжди цілком переходить у тепло. В деяких речовинах вона переходить знову в світлову енергію. Увібране такими речовинами світло переходить у світлову енергію, випромінювану атомами речовини. Свічення тіла, що припиняється разом з припиненням освітлення, називається флюоресценцією. Тривале свічення, яке продовжується після припинення освітлення, називається фосфоресценцією. Теорія обох цих явищ тепер лише розробляється, бо вони відзначаються великою складністю і супроводяться цілим рядом вторинних процесів.

Найпростішим випадком флюоресценції є флюоресценція газів і пари — „резонансне свічення“, про яке ми говорили (§ 564). При резонансному свіченні випромінюється світло тієї самої довжини хвилі, як і падаюче, але некогерентне з падаючими коливаннями. Наприклад, освітлюючи пару натрію жовтим світлом, ми дістаємо резонансне випромінювання у вигляді жовтої лінії натрію. Освітлюючи пару ртуті ультрафіолетовим промінням, можна збудити резонансне випромінювання ртутної лінії 2537 Å.

Якщо ж освітлити пару талію або кадмію ртутною лінією 2537 Å, т флюоресценції не буде, бо нема резонансу між власними частотами атомів талію й кадмію і частотою цього випромінювання. Проте, якщо додати до цієї пари пару ртуті, то з'являється флюоресценція, при чому не тільки ртутної пари, а й тієї, яка раніше не світилася. Пояснюється це явище „ударами другого роду“, при яких збуджені випромінюваннями атоми ртуті віддають свою енергію атомам талію або кадмію, і ті, збуджуючись, в свою чергу починають світитися. Це явище має назву *сенсibiliзованої флюоресценції*. Ми бачимо, що при поясненні флюоресценції вже доводиться брати до уваги взаємодіяння між молекулами флюоресціюючої речовини, хоча ми маємо справу з паром. В рідких і твердих тілах взаємодіяння між атомами значно сильніше, і тому воно виявляє сильний вплив на випромінювання збуджуваних світлом атомів або молекул.

Склад випромінювання, що буває при флюоресценції, дуже складний і сильно відрізняється від спектрального складу, що збуджує випромінювання. Існує, проте, один загальний закон, якому підлягає флюоресценція всіх речовин: *довжина хвилі світла, випромінюваного флюоресціюючою речовиною, у більшості випадків більша довжини хвилі збуджуючого флюоресценцію випромінювання*. Наприклад, при освітленні уранового скла ультрафіолетовим промінням воно випромінює зелене світло флюоресценції. З квантового погляду цей закон, що його називають *законом Стокса*, цілком ясний. Квант збуджуючого випромінювання більший, ніж квант збудженого випромінювання, бо частина енергії збуджуючого кванта вбирається атомом.

У деяких випадках спостерігаються порушення закону Стокса, які пояснюються зворотним процесом. Енергія збуджуваного атома складається з енергією падаючого кванта, і в результаті маємо квант з більшою енергією (що відповідає меншій довжині хвилі).

З підвищенням температури флюоресценція гасне, бо зростає число теплових, „гасячих“ стикань між збудженими і незбудженими атомами.

До числа речовин, які мають яскраву флюоресценцію, належать: уранітрат, вілеміт, родамін, ескулін і хлорофіл.

З флюоресценції різних предметів в ультрафіолетовому промінні можна виявити у них найнезначніші кількості різних речовин. Для цього

користуються кварцовою ртутною лампою, світло якої проходить крізь чорний фільтр, що пропускає лише ультрафіолетове проміння. Тоді при освітленні різних предметів і продуктів вони флюоресціюють, при чому колір флюоресценції визначається наявністю в них різних речовин. Таким методом, наприклад, контролюється якість харчових продуктів. При найменшому їх псуванні колір флюоресценції різко змінюється. З допомогою флюоресценції можна також відрізнити фальшиві грошові знаки від справжніх, бо різниця у рецептурі фарби відіб'ється на різниці кольору флюоресценції. У криміналістиці користуються методом флюоресценції для виявлення непомітних слідів крові на різних предметах.

Фосфоресценція — явище, яке відзначається ще більшою складністю, ніж флюоресценція. Ленард, що багато працював над фосфоресценцією, розробив методику виготовлення цілого ряду речовин, які яскраво світяться, — „фосфобів“. Йому вдалося встановити дуже важливі і очевидні закони для фосфоресценції. Кількість світла, випромінювана даним „фосфобом“ від моменту його збудження до моменту його згасання, стала і не залежить від швидкості згасання. Якщо ми „фосфоб“ (після освітлення) змусимо світитися яскравіше, наприклад, підігріємо (температура впливає на колір фосфоресценції), то він погасне швидше, але світловий потік буде при цьому той самий, як і при тривалішому, але менш яскравому його свіченні. „Фосфоб“ ніби дістає певний запас енергії, і вся різниця полягає лише в тому, швидко чи повільно він її витрачає. До числа речовин, які мають яскраву фосфоресценцію, належить багато сполук, наприклад, $1,0\text{SrS} + 0,00008\text{Bi} + 0,03\text{Na}_2\text{SO}_4$ після 12 хвилин розжарювання світиться блакитно-зеленим світлом.

§ 570. Фотохемічні реакції. Якщо за хвилювими поглядами енергія ніби „розмазана“ рівномірно вздовж усього променя, то з квантового погляду енергія сконцентрована окремими порціями. Енергія окремого кванта, що є дуже малою величиною в наших звичайних масштабах, у масштабі атомного світу колосальна. Досить відзначити, що енергія світлового кванта приблизно дорівнює кінетичній енергії молекули при температурі 20000°. Цією концентрованістю енергії пояснюється сильна дія світла на речовину. При вбиранні світла в цілому ряді речовин відбуваються хемічні реакції, які змінюють їх внутрішню структуру. Ці реакції називаються фотохемічними.

Найпростішим випадком фотохемічних реакцій є фотохемічні реакції в газах. Наприклад, освітлюючи сумішку хлору з воднем, можна дістати водень-хлорид або, навпаки, освітлюючи водень-бромід, можна розкласти його на водень і бром. Діяння світла на солі срібла послужило основою для фотографії. У фотографічних пластинках під діянням світла відбувається розклад солей срібла, який в наслідок дальшої обробки („проявлення“ і „фіксування“) дає змогу дістати фотографічне зображення. Так само як і при флюоресценції та фосфоресценції, загальна картина явищ, що тут відбуваються, ясна з погляду теорії квантів. Проте, детальне дослідження процесів досить ще утруднене, цілим рядом ускладнюючих причин. Ейнштейн сформулював загальний закон фотохемічних реакцій: *кожній молекулі, яка прореагувала, відповідає один увібраний квант, тобто число молекул, які прореагували, пропорціональне числу квантів.* Чим менші кванти, тобто чим більша довжина хвилі, тим більший буде вихід фотохемічної реакції, тим більшим буде число молекул, що прореагували і що припадають на певну кількість увібраної енергії (якщо тільки енергія квантів достатня для реакції). В ряді випадків удалося на досліді підтвердити справедливність цього закону. Проте, цей закон порушується цілим рядом побічних процесів. Кожна молекула, яка увібрала квант, стає початком цілого ряду реакцій, які відбуваються в сусідніх з нею молекулах, а це дає значно більший вихід продуктів реакції.

§ 571. **Принципальні труднощі в теорії Бора.** Викладена вище теорія Бора, яка виросла з резерфордівської планетарної моделі атома і квантової теорії випромінювання Планка і Ейнштейна, здобула ряд блискучих перемог у дослідженні й тлумаченні атомної структури і внутрішньоатомних процесів.

Обидва постулати теорії Бора є виразом твердо встановлених фактів: стійкості атома й дискретності його енергетичних станів, встановленої дослідами Франка і Герца (I постулат Бора), і комбінаційного принципу Рітца (II постулат Бора). Проте, уже в тих проблемах, яким завдячує успіхом теорія Бора (структура найпростішого атома — атома водню), виникли з самого початку дуже серйозні труднощі. Наприклад, для повного пояснення складного Зеєман-ефекту виявилася недостатньою система цілих квантових чисел, що описували стан атома за Бором і Зоммерфельдом. У цьому випадку довелось ввести не цілі, а напівцілі квантові числа $n_2 = 1/2, 3/2 \dots$. Аналогічно виявилось необхідним ввести напівцілі квантові числа, щоб досягти погодженості між дослідними даними про смугасті спектри і теорією.

Систематика спектральних термів указувала, що в нижньому так званому s -термі азимутальне квантове число l повинне дорівнювати нулеві, а через те що воно вимірює обертальний момент, останній у цьому стані повинен би також дорівнювати нулеві (стор. 645 і 648). Проте, рух електрона з моментом, що дорівнює нулеві, відповідає рухові електрона по прямій, яка проходить через ядро, — „паданню електрона на ядро“. Тому цей стан у теорії Бора виключався, і аважали, що найменше значення числа $l \in 1$. Це не погоджується з дослідом.

Отже, теорія Бора не може дати однозначного, придатного для всіх випадків методу квантування. Останнє стане зрозумілим, якщо взяти до уваги те, що квантові умови цілком зовнішньо приєднувалися до чужої їм класичної механіки.

Далі, твердячи у I постулаті про відсутність випромінювання під час руху електрона по квантовій орбіті, теорія Бора відхиляла можливість застосувати класичну електродинаміку до руху електрона всередині атома, бо згідно з останньою усякий заряд, який прискорено рухається, повинен випромінювати. Замість класичного закону випромінювання теорія Бора вводить квантовий постулат випромінювання:

$$h\nu = E_1 - E_2;$$

тут $h\nu$ — енергія випромінюваного або вбираного кванта світла, а E_1 і E_2 — енергія двох будьяких квантових станів, між якими відбувається перехід електрона. Але цей постулат відбиває тільки перервну сторону у випромінюванні, дозволяючи обчислити спектр випромінювання. Друга ж частина завдання — обчислення інтенсивностей спектральних ліній і їх поляризації — не може бути розв'язана в теорії Бора, бо ця сторона випромінювання визначається неперервними хвильовими властивостями світла. А тому для розв'язання проблеми інтенсивності і поляризації випромінювання теорія Бора була змушена вдатися все ж до класичної електродинаміки, перекидаючи місток від класичної електродинаміки до квантової теорії у вигляді так званого *принципу відповідності*. Принцип відповідності випливав з виявленої еквівалентності класичної теорії і теорії квантової в області великих квантових чисел. Проте, перенесення результатів дослідження з області великих квантових чисел в область малих квантових чисел, де вже класичні частоти руху не збігаються з квантовими частотами випромінювання, веде до неоднозначних і невизначених відповідей на поставлене вище питання про інтенсивність ліній і про їх поляризацію.

Ще більші труднощі зустріла ця теорія при дослідженні складних атомів, у яких є більше, ніж один електрон, зокрема атома гелію. Спроба розв'язати проблему будови гелію методом борівської теорії, зроблена Бором, Гейзенбергом і Крамерсом, привела до результатів, які суперечать дослідів, зокрема дала неправильну величину іонізаційного потенціала. Аналогічні труднощі виникли при дослідженні взаємодіяння двох атомів.

Найпростіша цього роду задача — утворення молекули водню — залишилася також нерозв'язною. Нецереборні перешкоди, що виникли при розв'язанні проблеми будови складних атомів і молекул, коренилися у взаємодіянні електронів. Якщо в атомі водню на електрон діє тільки стале кулонове поле ядра, то, наприклад, в атомі гелію на нього, крім поля ядра, буде діяти поле другого електрона, що змінюється з частотою руху електрона по орбіті. В цьому разі звичайний план розв'язання задачі вів до неправильних наслідків, і виникало уявлення про особливого роду „немеханічну дію“, природа якої залишалася загадковою.

Отже, проблема будови складних атомів виявилася нерозв'язною у теорії Бора.

Резюмуємо тепер сказане вище про утруднення й хиби старої квантової теорії.

I. Теорія Бора позбавлена внутрішньої єдності, являючи штучне сполучення класичної механіки з квантовими умовами, а це веде до неоднозначності самого квантування.

II. Теорія Бора не може розв'язати проблеми будови атома складнішого, ніж водень.

III. Виражаючи дискретний бік атомних процесів, теорія Бора не дає змоги розв'язати проблеми, зв'язані з неперервними властивостями, якими є інтенсивності спектральних ліній, поляризація та інші хвильові властивості випромінювання.

Нарешті, були відкриті цілком нові властивості електронів („дифракція електронів“), зовсім непояснювані з погляду теорії Бора. Через усе це стала ясною необхідність замінити її новою, глибшою теорією атомних рухів.

§ 572. Хвильові властивості матерії. Дифракція електронів. У 1927 р. з'явилися перші із згадуваних наприкінці попереднього параграфа нових експериментальних праць. Суть цих праць в основному зводиться ось до чого: якщо пучок електронів проходить через тонку кристалічну пластянку (досліди Г. П. Томсона) або розсіюється поверхнею монокристалу (досліди Девіссона і Джермера), то спостерігається інтерференційна картина, цілком аналогічна відповідній інтерференційній картині рентгенового проміння (наприклад, інтерференція Дебай — Шерера або Бреґга). Дальшим розвиненням цих дослідів було встановлено той факт, що з допомогою пучка електронів можна дістати всі типи інтерференційних картин, які відомі для рентгенового проміння під назвою рентгенограм. Особливо цікавим є факт, що Руппові вдалося спостерігати дифракцію електронів від звичайних наштрихованих на металі ґрат. Отже, ці досліди недвозначно вказують на той факт, що електрони поводяться як хвилі. Справді, зовсім такими самими дослідами по інтерференції і дифракції розв'язувалося в свій час питання про хвильову природу світла і рентгенового проміння. Якби електрони поводитися, як це до останнього часу припускали, просто як потік незалежних частинок-корпускул, то не можна було б чекати цих явищ, бо для утворення дифракції і інтерференції необхідні фазові співвідношення в русі, а це має місце тільки у неперервних рухах, які завжди можуть бути представлені як хвиля або сукупність хвиль.

Незадовго до появи зазначених дослідів французький фізик де-Бройль

(1924 р.) сформулював хвильову теорію руху матерії, що знайшла собі тверду опору в цих дослідах і була розвинена пізніше Шредінгером (1926 р.). Основне твердження де-Бройля зводиться ось до чого: всяка матеріальна частинка має хвильові властивості; з її рухом зв'язані так звані „фазові хвилі“; властивості цих хвиль визначаються енергією частинки E і її імпульсом (кількістю руху) p саме так, що частота фазової хвилі ν визначається рівнянням:

$$E = h\nu, \quad (I)$$

а довжина хвилі:

$$\lambda = \frac{h}{p}, \quad (II)$$

де h — стала Планка.

По суті це твердження де-Бройля є узагальненням відомих законів руху світла. Фазовою хвилею під час руху світла є електромагнітні хвилі. Частинкою є квант світла. Тоді рівняння (I) виражає добре відоме співвідношення між енергією кванта світла і частотою електромагнітної хвилі. Рівняння (II), як неважко бачити, дає звичайний вираз для довжини хвилі світла. Справді, імпульс кванта світла дорівнює добуткові маси кванта μ на швидкість руху світла c , тобто:

$$p = \mu c,$$

але через те що маса всякої частинки дорівнює її енергії, поділеній на квадрат швидкості світла (§ 593), то з рівняння (I) виходить, що маса кванта дорівнює:

$$\mu = \frac{E}{c^2} = \frac{h\nu}{c^2},$$

і, отже, імпульс p дорівнює $\frac{h\nu}{c}$; підставляючи у (II), дістанемо $\lambda = \frac{c}{\nu}$, тобто звичайний вираз для λ . Те, що узагальнення цих рівнянь (I і II) на рух яких завгодно інших частинок правильне, саме й було доведено на прикладі електронів вищезазначеними дослідами. Далі було показано, що і рух інших частинок, наприклад, протонів або α -частинок, підлягає цим самим хвильовим законам.

§ 573. Рівняння Шредінгера. Шредінгер розвинув ідеї де-Бройля у тому напрямі, що дав диференціальне рівняння для амплітуди фазових хвиль, яку ми будемо позначати через ψ . А саме, амплітуда світлових хвиль ψ задовольняє такому хвильовому рівнянню:

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} + \left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)^2 \cdot \psi = 0,$$

де λ означає довжину світлової хвилі. На думку Шредінгера, цьому ж рівнянню підлягає амплітуда хвилі ψ якої завгодно частинки, якщо тільки в цьому рівнянні під λ розуміти довжину відповідної фазової хвилі, яка визначається формулою де-Бройля (II), наприклад, хвилі електронної. Користуючись (II), ми можемо виразити довжину хвилі через імпульс p . Підставляючи (II) у вищенаведене рівняння, дістанемо:

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} + \left(\frac{2\pi}{h}\right)^2 p^2 \cdot \psi = 0. \quad (III)$$

З другого боку, якщо повна енергія руху частинки є E , то E повинна дорівнювати сумі кінетичної енергії $\frac{p^2}{2\mu}$, де μ — маса частинки, і потенціальної енергії $U(x, y, z)$, тобто:

$$E = \frac{p^2}{2\mu} + U(x, y, z);$$

звідси знаходимо, що:

$$p^2 = 2\mu [E - U(x, y, z)].$$

Підставляючи цей вираз у (III), дістанемо відоме рівняння Шредінгера для амплітуди фазових хвиль:

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} + \frac{8\pi^2\mu}{h^2} [E - U(x, y, z)] \psi = 0. \quad (14)$$

Розв'язуючи це рівняння для конкретних випадків, знайдемо амплітуду фазової хвилі ψ . Тоді квадрат амплітуди $|\psi|^2$ визначає інтенсивність фазової хвилі цілком так само, як квадрат амплітуди світлової хвилі визначає інтенсивність світла.

Для означеності ми будемо далі говорити про електрони і замість терміну „фазова хвиля“ просто говоритимемо про електронну хвилю. Але що означає інтенсивність електронної хвилі? Пояснимо це на прикладі. Нехай через тонку металічну пластинку проходять електрони (дослід Томсона). Тоді на фотографічній пластинці зафіксується система дифракційних кілець. Почорніння пластинки у кожному місці визначається інтенсивністю падаючої туди електронної хвилі. З другого боку, це почорніння пропорційне числу падаючих туди електронів. Якщо,



Рис. 651.

наприклад, електронів так мало, що вони летять один за одним, то кожний з них не дасть на пластинці ніяких, навіть слабких, кілець. При паданні одного електрона на пластинку на ній відбувається почорніння тільки одного зерна, отже утворюється чорна точка A (рис. 651, a). І тільки після падання великого числа електронів, коли буде утворено багато таких точкових почорнінь, виявляться дифракційні кільця, утворені з точок, кожна з яких відповідає попаданню одного електрона (рис. 651, b); при цьому більше число попадань припадає туди, де електронна хвиля має більшу інтенсивність. А тому слід сказати, що інтенсивність $|\psi|^2$ електронної хвилі визначає імовірне число електронів, які попадають у дану область простору або просто перебувають у ній. Коротше можна сказати, що $|\psi(x, y, z)|^2$ визначає імовірність того факту, що електрон опиниться в даному місці простору, тобто біля точки з координатами x, y, z .

Якщо електрон рухається навколо позитивного ядра так, що утворюється атом, то в новій механіці це уявляється як сукупність (група) хвиль, що зосереджуються навколо ядра. Їх сумарна інтенсивність визначає імовірність того, що електрон перебуває в тій або іншій точці простору біля ядра. Такий рух електрона, що відбувається в порівняно невеликому просторі, називають електронною хмарою. Цей термін зв'язаний з таким наочним уявленням: уявимо собі, що електрон під час свого руху

забарвлює простір у тому місці, де він перебуває, в будь-який колір, тоді забарвлення буде тим густіше, чим частіше (імовіріше) буває там електрон. Якщо подивитися з боку на таку картину, то ми матимемо картину хмарки, забарвленої в кожному місці з густотою, пропорційною частоті перебування електрона в цьому місці.

В дальшому параграфі ми докладно розглянемо рух електрона в атомі водню так, як його уявляє сучасна хвильова механіка, і розберемо важливе питання про квантування руху за новою теорією.

§ 574. Квантування в новій механіці. Атом водню. Розглянемо проблему квантування для окремого випадку атома водню. Потенціальна енергія єдиного електрона водневого атома буде, як відомо, кулонівською енергією взаємодіяння ядра і електрона:

$$U(x, y, z) = -\frac{e^2}{r},$$

де r — віддаль електрона від ядра атома.

Підставимо цей вираз для потенціальної енергії електрона у рівняння Шредінгера (14), тоді дістанемо:

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} + \frac{8\pi^2 \mu}{h^2} \left(E + \frac{e^2}{r} \right) \psi = 0. \quad (15)$$

Це й буде рівняння для амплітуди електронних хвиль в атомі водню. Воно має два принципіально різних розв'язки, залежно від знака енергії E .

При $E > 0$ розв'язання цього рівняння Шредінгера дає групу хвиль, які не зникають у нескінченності. Таке розв'язання цілком аналогічне розв'язанню в класичній теорії, в якій при позитивній загальній енергії E утворюється рух по вітках гіперболи з фокусом у ядрі. Це означає, що електрон може рухатися в усьому просторі, наближаючись до ядра або віддаляючись від нього. Наближення до ядра у рівнянні Шредінгера дається хвилями, які приходять з нескінченності; віддалення від ядра, виліт з атома, наприклад, фотоефект, дається хвилями, які йдуть у нескінченність. Це розв'язання не відповідає утворенню атома.

Ядро і електрон утворюють атом тоді, коли електрон рухається весь час в області, близькій до ядра. В теорії Бора це відповідає рухові електрона по еліптичних орбітах. У хвильовій механіці в цьому випадку електронні хвилі зосереджуються поблизу ядра. Як у класичній механіці, так і в новій квантовій повна енергія E при цьому негативна. В цьому випадку енергія E , залишаючись негативною, може, проте, набувати не яких завгодно значень, а лише деякого дискретного ряду значень E_1, E_2, \dots, E_n . Щоб пояснити, не вдаючись у докладний розгляд рівняння (15), як, виходячи з уявлення про електронні хвилі, ми одержуємо дискретні значення для енергії E , а, значить, також і дискретний ряд відповідних хвильових функцій ψ , звернемося до розгляду коливань струни. Якщо струні, закріпленій у двох точках, надати певного імпульсу, то, як відомо, у ній виникають власні коливання. Частоти коливань і відповідні їм довжини хвиль набувають не яких завгодно, а лише дискретних значень в наслідок того, що струна закріплена на кінцях, на яких, таким чином, амплітуда коливань повинна дорівнювати нулеві. Отже, струна повинна містити ціле число півхвиль, і дискретність можливих коливань виразиться так:

$$L = n \frac{\lambda}{2}$$

або

$$\lambda = \frac{2L}{n},$$

де λ — довжина хвилі і L — довжина струни.

Дискретність у рівнянні Шредінгера одержується аналогічно. Закріпленості струни на кінцях відповідає зникнення амплітуди електронних хвиль ψ далеко від ядра атома. Як в закріпленій струні можливі тільки дискретні стани коливань, так само і в нашій проблемі виявляються можливими тільки дискретні стани електронних коливань, інакше кажучи, — дискретні стани можливих рухів електрона всередині атома. Завертаючись знову до струни, пригадаємо, що утворювані в ній хвилі будуть стоячими, бо в кожній точці амплітуда не змінюється з часом.

Аналогічно для атома водню утворюються стоячі електронні хвилі. Але якщо амплітуда електронної хвилі не змінюється в часі, то це означає, що середня густина електронів, яка виражається квадратом амплітуди електронної хвилі $|\psi|^2$, не залежить від часу і є функцією тільки координат. А це в свою чергу означає, що в кожному дискретному стані не буде процесів випромінювання і вбирання променевої енергії, бо випромінювання і вбирання енергії, згідно з законами електродинаміки, мають місце тільки тоді, коли густина електричних зарядів змінюється — заряди рухаються. Певний же стан електронних коливань в атомі відповідає незмінному електростатичному розподілові зарядів. Отже, ці стани є стаціонарними, квантовими станами точно в тому розумінні, як їх допускає I постулат Бора.

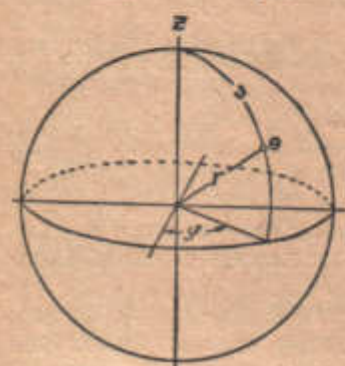


Рис. 652.

Але на відміну від теорії Бора, де ці стани надходять зовні, чужим для класичної механіки способом, у новій хвильовій механіці вони є прямим висновком із самого рівняння хвильового руху — рівняння Шредінгера.

Математично дискретність стану виражається в розв'язках диференціального рівняння (15). Якщо перетворити це рівняння до полярних координат, то змінні у рівнянні розділяються, тобто ψ може бути виражена як добуток трьох функцій, кожна з яких залежить тільки від однієї координати (рис. 652):

$$\psi = \Phi_m(\varphi) \cdot \Theta_{ml}(\theta) \cdot R_{nl}(r).$$

Індекси n , l , m є цілі числа, які визначають можливі окремі розв'язки рівняння, а разом з тим і можливі дискретні стани електрона. Розкриємо фізичний зміст чисел n , l , m .

n — головне квантове число, що визначає повну енергію системи:

$$E_n = -\frac{2\pi^2 e^4 \nu Z^2}{n^2 \cdot h^2}; \quad n = 1, 2, 3, \dots \quad (16)$$

Цей вираз (16) для енергії збігається з відомим виразом з теорії Бора (§ 552).

Число l визначає момент кількості руху p електрона, отже:

$$p^2 = \frac{h^2}{4\pi^2} (l+1)l; \quad l = 1, 2, \dots, (n-1) \quad (17)$$

(за Бором, $p^2 = \frac{h^2}{4\pi^2} l^2$; див. § 552). Нарешті, число m визначає проєк-

цію вектора моменту кількості руху ¹⁾ на якийсь вибраний напрям z (наприклад, на напрям магнітного поля), тобто характеризує орієнтацію орбіти:

$$p_z = \frac{h}{2\pi} m. \quad (18)$$

Отже, кожний квантовий стан, якому відповідають числа n, l, m , характеризується певною енергією, певним моментом кількості руху і певною проекцією цього моменту на напрям магнітного поля. Але тим часом як у теорії Бора кожний квантовий стан міг бути наочно представлений як рух по цілком певному еліпсу з певними осями й певною орієнтацією в просторі, — у хвильовій механіці цього зробити не можна. Рівняння Шредінгера дає лише імовірність перебування електрона у тій або іншій області простору.

§ 575. Модельне уявлення про електронну хмару. Проте, й імовірні висловлювання дають змогу побудувати наочну модель, яка показує поведження електрона всередині атома водню. Для цього використаємо уявлення про електронну хмару, про яку говорилося вище. Знаючи імовірність $|\psi|^2$ у кожній точці, ми можемо побудувати електронну хмару для даного квантового стану. Отже, перед нами завдання — дослідити поведження імовірності $|\psi|^2$ в області, близькій до ядра. Ми маємо для імовірності:

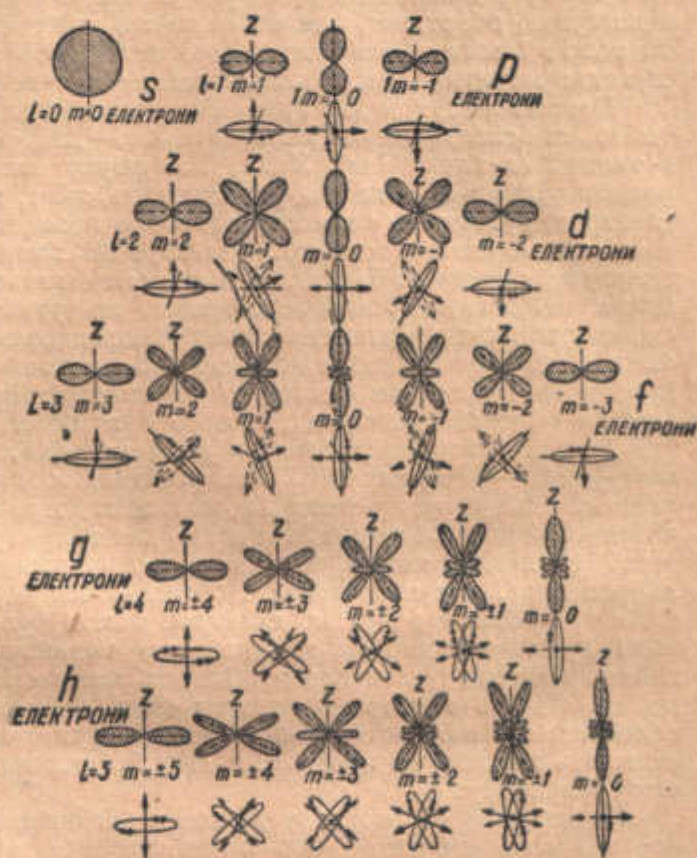


Рис. 653а. Кутовий розподіл імовірностей [множник $(\Theta_{ml})^2$] для s, p, d, f, g - і h -електронів і відповідні класичні орбіти.

$$P = |\psi|^2 = (\Phi_m)^2 (\Theta_{ml})^2 (R_n)^2. \quad (19)$$

Вивчимо значення кожного множника (19). Поперше, виявляється, що $|\Phi|^2$ не залежить від φ ; отже, при однакових r і ϑ імовірність перебування електрона в області якого завгодно φ однакова, тобто електронна хмара має симетрію обертання відносно осі z (рис. 653а).

Особливий інтерес являє вивчення множника $(\Theta_{ml})^2$, який може бути обчислений. Проведемо мислено з центра атома (з ядра) промінь в якомусь напрямі (ϑ, φ) і запитаємо, яка імовірність того, що донебудь на

¹⁾ Зображаючи момент кількості орбітального руху у вигляді вектора, уявляють цей вектор напрямленим перпендикулярно до площини орбіти в ту сторону, звідки рух по орбіті видно, як такий, що відбувається проти годинникової стрілки.

цьому промені опиниться електрон. Очевидно, що при цьому множник $(R_{ml})^2$ не відіграє ніякої ролі, і через те що атом має, як ми бачили вище, симетрію обертання, то ця ймовірність буде визначатися виключно нахиланням цього променя до осі z , тобто множником $(\Theta_{ml})^2$.

На рис. 653а зображено в полярних координатах ці множники для різних значень m і l і під ними нарисовано відповідні орбіти за Бором. При цьому вісь z напрямлена скрізь знизу рисунка вгору і лежить у його площині. Радіус-вектор зображених кривих і дає множник $(\Theta_{ml})^2$, тобто відносну ймовірність знайти електрон у даному напрямі променя (θ, φ) . При цьому в дійсності треба було б уявити собі не заштриховані криві, а поверхню обертання, але через те що ця ймовірність від φ не залежить, то можна і досить обмежитися розглядом перерізу цих поверхень якою завгодно меридіональною площиною, що тут і зроблено.

Перший рисунок дає криву ймовірностей для електронів з $l = m = 0$, тобто, за спектральною систематикою, — для електронів, які належать s -термові (s -електрони). Крива має форму кола; у просторі цьому відповідає куля; множник $(\Theta_{00})^2$ не залежить, отже, від θ , і ймовірність знайти електрон, рухаючись по якому завгодно променю від центра атома, однакова, тобто, інакше сказати, — електронна хмара для s -електрона має сферичну симетрію. Ця властивість зберігається і в тому випадку, коли маємо не один, а кілька електронів, які утворюють s -оболонку. Класичної орбіти, що відповідає цьому випадкові, побудувати не можна. Найближче цьому стані відповідали б „маятниковоподібні“ траєкторії, які проходять через ядро і довільно орієнтовані; проте, в теорії Бора вони завжди належали до числа „заборонених“ орбіт (§ 556).

Другий рисунок належить p -електронам, для яких $l = 1$, отже, $m = +1, 0, -1$ ¹⁾. На цьому рисунку видно, що ймовірність має максимальне значення для напрямку променів, які збігаються з площиною відповідної класичної орбіти, і дорівнює нулеві для напрямку, до неї перпендикулярного. У цьому можна бачити зерно відносної істини, що є в уявленнях Бора. Але цим, проте, і обмежується відповідність, бо очевидно, що в класичному розумінні електрон можна було б виявити тільки в площині орбіти; згідно ж з хвильовою механікою ця площина є тільки найімовірнішою, і електрон у дійсності може опинитися і в інших площинах. Орбіта електрона втрачає свою означеність, і тут ясно видна недостатність механістичного розуміння руху електрона, зокрема недостатність механічних понять імпульсу і координат, щоб уявити нову своєрідну форму руху.

Переходячи до розгляду дальших рисунків, відзначимо, що значення $m = \pm l$ завжди відповідають орбіті, площина якої перпендикулярна до осі так, що момент кількості руху, зображений на рисунку стрілкою, цілком проектується на цю вісь, і відмінність полягає лише в напрямі руху: за або проти годинникової стрілки. Далі, при $m = 0$ момент кількості руху перпендикулярний до осі z , рух у напрямі кула не відбувається, але всі положення орбіт в меридіональних площинах рівноймовірні. А тому нове в дальших рисунках матимемо лише для $|m| < l$. Наприклад, для d -електронів ($l = 2$) при $m = \pm 1$ маємо як класичні аналоги сукупність орбіт, площини яких дотикаються до того самого конуса (на рисунках проведено тільки дві з цих площин); можна також розглядати цю сукупність як одну орбіту, прецесіюючу навколо напрямку зовнішнього магнітного поля (вісь z). Як видно, і в цьому разі виявляється відповідність між напрямками променів максимальної ймовірності і положенням класичних орбіт.

¹⁾ $m = +1$, коли вектор моменту кількості руху електрона (прим. на стор. 669) паралельний полю;

$m = 0$ при перпендикулярному розміщенні;

$m = -1$ при антипаралельному розміщенні.

Збіг, проте, не повний, але більшого важко й чекати. Для ще вищих значень l спостерігаються додаткові максимуми (наприклад, для g -електронів $m = \pm 2, \pm 1, 0$), які хоча й невеликі, все ж таки не мають аналогів у класичній теорії. Дальші рисунки не потребують особливих пояснень.

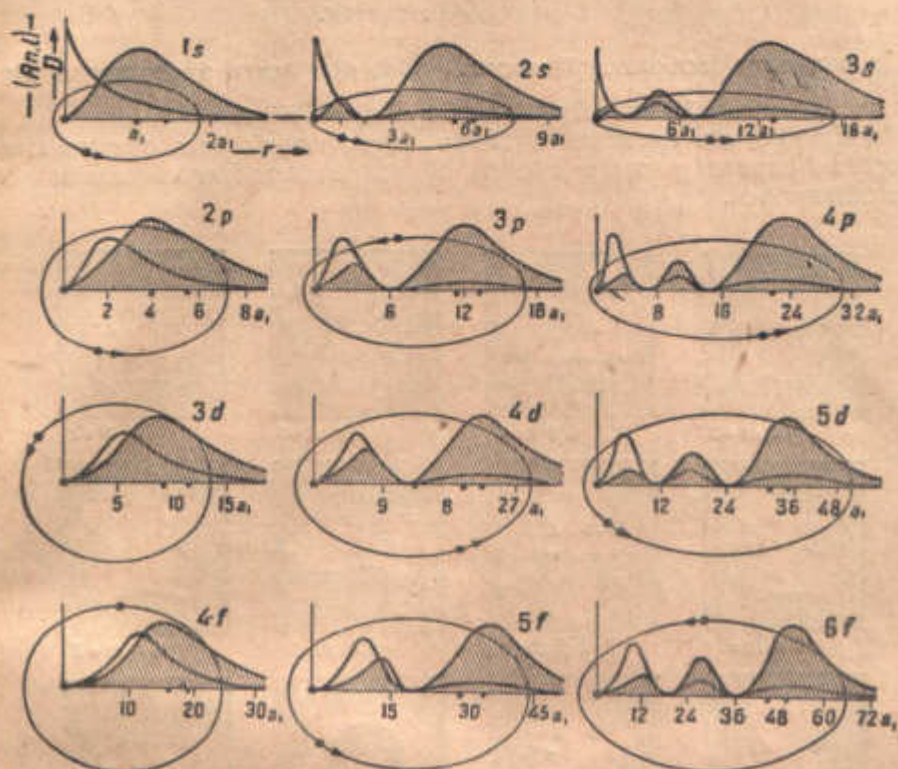


Рис. 6536. Розподіл імовірностей по віддалі від ядра (множник R_{nl}). Заштриховані криві являють розподіл густини електронів D . Еліпси являють орбіти за Бором.

Відзначимо ще таку відому властивість множника $(\Theta_{ml})^2$. Якщо утворити суму:

$$\sum_{m=-l}^{m=+l} [\Theta_{ml}]^2,$$

то вона не залежить від θ . Це означає, що коли взяти з наших рисунків для будьякого терма радіус-вектори кривих для всіх m від $-l$ до $+l$ і додати, то здобутий радіус-вектор буде однаковий для всіх θ ; сума кривих дає коло [відзначимо, що на рисунках масштаб для кривих з $m=0$ зменшено в $(l+1)$ разів]. Це легко бачити, наприклад, для p -терма, де

$$[\Theta_{0,1}]^2 = \frac{3}{2} \cos^2 \theta; \quad [\Theta_{\pm 1,1}]^2 = \frac{3}{2} \sin^2 \theta;$$

сума дорівнює $\frac{3}{2}$. Отже, якщо в атомі є три p -електрони або, наприклад, п'ять d -електронів, які відрізняються тільки значенням m , то в першому наближенні, якщо не зважати на їх взаємодіяння, утворювана електронна хмара має сферичну симетрію і дає s -терм, загальний момент кількості руху в якому дорівнюватиме нулеві.

Тепер розглянемо питання про імовірність того, що електрон буде знайдений десь на віддалі $r, r+dr$, тобто, інакше кажучи, між сферами зазначених радіусів; очевидно, що ця імовірність буде визначатися величиною:

$$D = [R_{nl}(r)]^2 \cdot 4\pi r^2 dr.$$

Ця величина зображена на рис. 653 *b*, при чому за одиницю віддалі взято радіус першої колової орбіти Бора $a_0 = 0,53 \text{ \AA}$.

Ми бачимо, що електронна хмара зосереджується в області класичних орбіт і середні радіуси атомів, обчислені з цих двох уявлень, дуже добре збігаються.

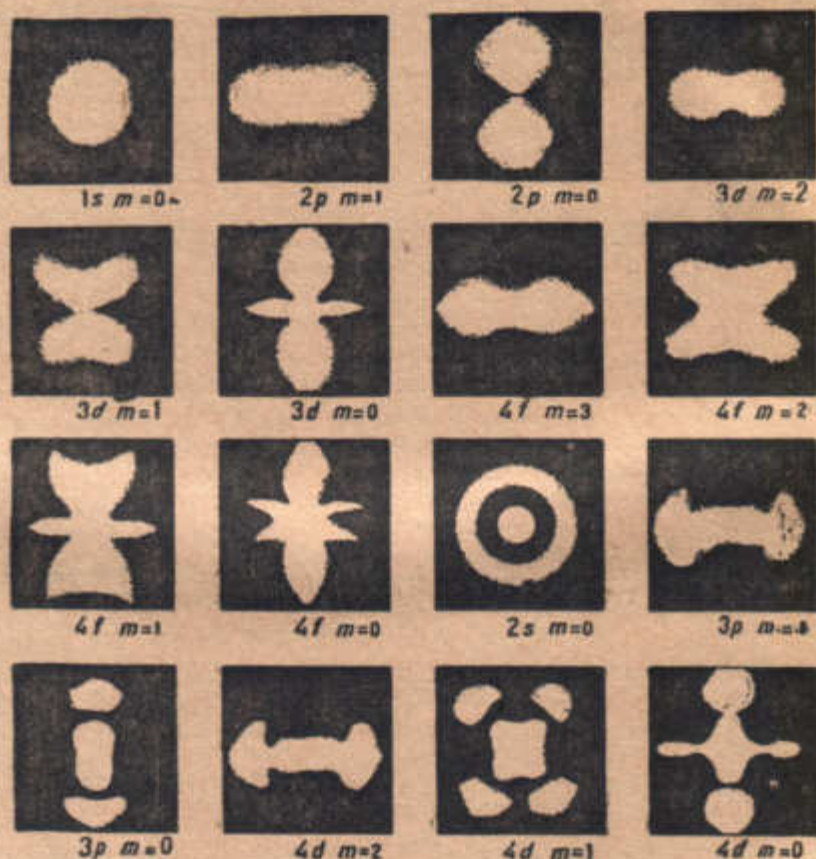


Рис. 653с. Знімки моделі електронної хмари для різних станів воднеподібних атомів.

Можна, проте, побудувати модель електронної хмари як цілого, тобто розглядаючи всі три множники R, θ, Φ . В цьому випадку ми дістанемо картину хмари, що утворилася б, якби, як зазначено вище, електрон забарвлював простір під час свого руху. Така хмара була дійсно здобута Хуа й том з допомогою дуже дотепної механічної моделі. Не описуючи докладно моделі, наведемо ряд знімків електронної хмари для різних квантових станів (рис. 653с). Ці знімки дають наочне уявлення про рух електрона всередині атома водню. Порівнюючи рис. 653с і рис. 653а, можна бачити, що електронна хмара являє собою ніби туманний прообраз борівських орбіт.

Як було зазначено в § 571, теорія Бора не змогла розв'язати проблеми будови складних атомів. Навпаки, хвильова механіка не зустрічає принципіальних утруднень на шляху дослідження структури складних атомів. Правильне і повне розв'язання проблеми руху одного електрона навколо ядра в тому вигляді, в якому воно подано в хвильовій механіці, є вирішальним і для проблеми руху багатьох електронів у складних атомах. Ця можливість судити про рух багатьох електронів, знаючи рух одного електрона, базується на такій обставині, що надзвичайно спрощує завдання. А саме, взаємодіяння електронів по суті визначається принципом Паулі: *в кожному квантовому стані може перебувати тільки один електрон* (стор. 649 і 654).

Користуючись цим принципом, можна розв'язати задачу багатьох електронів, розміщуючи їх по черзі в різні квантові стани. Слід відзначити, що застосування принципу Паулі в теорії Бора не дає можливості розв'язати багатоелектронну проблему.

Вкажемо трохи докладніше метод розміщення електронів по квантових станах. Насамперед необхідно відзначити, що в нормальному стані електрон перебуває в найнижчому з можливих для нього енергетичних станів. Отже, з усіх вільних, тобто не зайнятих іншими електронами, станів слід вибрати стан з найменшою енергією. Крім того, слід взяти до уваги ще дві обставини: поперше, взаємодіяння з рештою електронів, яке безпосередньо впливає на рух нового додаваного електрона, і, по-друге, ще той факт, що електрони, розміщені ближче до ядра, своїм негативним зарядом екранують дію позитивного ядра. Обидві ці обставини спотворюють енергетичні стани, одержувані з розрахунку руху одного електрона, і можуть навіть змінити порядок рівнів енергії.

РОЗДІЛ XXI.

ФІЗИКА АТОМНОГО ЯДРА.

§ 576. **Радіоактивність. Гіпотеза атомного розпаду.** Слово „радіоактивність“ походить від назви хемічного елемента радю, відкритого в 1898 р., що був головним об'єктом, на якому вдалося спостерігати явища, які становлять зміст учения про радіоактивність. Солі радю (радій-хлорид, радій-бромід, радій-сульфід, радій-карбонат і т. ін.), а також металічний радій нагадують своїми хемічними властивостями солі барію і металічний барій, але деякі особливості відрізняють їх як від цього, так і майже від усіх інших хемічних елементів. Ми опишемо кілька найважливіших дослідів, які ілюструють ці своєрідності радю, обминаючи поки ті експериментальні труднощі, з якими зв'язане відтворення деяких з них. Для цих дослідів можна використати запаяну скляну трубку, яка містить кілька сантиграмів радій-хлориду.

1. Якщо покласти трубку на кілька секунд на фотографічну пластинку і потім проявити цю пластинку, то на місці трубки утворюється сильне, навколо — слабкіше почорніння.

2. Екран, покритий шаром барій-платиношаніду, що його вживають звичайно для відкриття рентгенового проміння, світиться також і при наближенні трубки з радієм.

3. Заряджений електроскоп втрачає свій заряд при наближенні трубки.

4. Всередині трубки нагромаджуються потроху два різних гази: гелій і еманція у незначних, але доступних ще методам газового мікроаналізу кількостях.

5. Якщо стінки трубки досить тонкі (але ще цілком непроникні для газу), то поява гелію спостерігається і поза трубкою.

6. Температура трубки завжди трохи вища за температуру навколишнього простору.

Всі ці спостереження і досліди дістали вичерпне пояснення в теорії, яка охоплює ще ряд незгаданих тут явищ і яка дозволила в свій час правильно передбачити явища, що були раніше невідомими. Теорія ця ґрунтується на одному принципіально новому уявленні: на уявленні про розпад хемічних атомів.

До відкриття радіоактивних елементів можливо було пояснити всі явища хемії і фізики як наслідок того або іншого поведження атомів і їх угруповань — молекул. Не зважаючи на численні досліди, ніколи не вдалося встановити перетворення одного елемента в інший, а через те, що носіями властивостей елементів вважаються атоми, то звідси був зроблений висновок, що атоми при всіх умовах залишаються незмінними. Цьому не суперечить та обставина, що при багатьох процесах — випромінюванні, іонізації, а особливо при хемічному сполученні, деякі властивості атомів зникають і замінюються іншими; зміни ці мають частковий характер, початкові властивості можуть завжди бути відновлені, і ми маємо право зробити висновок, що перетворення не торкається сутності атома.

Але через те, що з радію утворюються нові елементи — гелій і еманція, ми в цьому разі змушені припустити, що атоми гелію й еманції виникають з атомів радію; ми маємо, таким чином, справу з розпадом атомів радію, і цей процес необоротний; ніколи ні при яких дослідах не вдалося спостерігати утворення радію з гелію й еманції. Цєю здатністю до розпаду відзначається, як ми бачили, не тільки радій, а й еманція, яка в свою чергу перетворюється на інші елементи; тією ж властивістю відзначається і ряд інших радіоактивних речовин, з якими ми ще познайомимося. В цих випадках попередні уявлення хемії і фізики виявляються безсильними; до них повинна бути приєднана нова наука — вчення про радіоактивність.

Позначення „радіоактивні елементи“, так само як і сама назва „радій“, було вибрано тому, що перша помічена характерна властивість цього елемента і подібних йому полягала в постійному випусканні променів (radius — промінь); тільки пізніше було встановлено, що промені ці є вторинним явищем, яке супроводить атомний розпад; ми називаємо тепер радіоактивним елемент, атоми якого зазнають самовільного розпаду, не звертаючи уваги на те, чи виникають при цьому помітні промені чи ні.

§ 577. Промені радіоактивних речовин. Період піврозпаду. При розгляді радіоактивних променів виявляється, що ми маємо справу з променями двох родів: як з променями, що складаються з частинок („корпускулярними“), так і з променями, подібними до світла. Матеріальними або „корпускулярними“ є так звані α - і β -промені; γ -промені, подібно до схожого на них рентгенового проміння, являють собою радіацію з дуже короткою довжиною хвилі. Спільного в цих явищах тільки те, що всі вони з великою швидкістю переносять енергію в простір; звідси і виникла спільна назва „промені“.

β -промені тотожні своєю природою з катодними променями, тоді як α -промені аналогічні каналовим, позитивним променям.

Природа променів радію була встановлена з допомогою дослідів над їх відхиленням і збиранням; подана на рис. 654 діаграма зображає схематичне діяння сильного магніта на пучок α -, β - і γ -променів, що виходять прямолінійно з вузького отвору; магнітне поле напрямлене перпендикулярно до площини рисунка, при чому північний полюс ми повинні уявити собі перед нею. α -промені незначно відхиляються ліворуч, β -промені — набагато більше — праворуч; на γ -промені магнітне поле взагалі не діє. З напрямку відхилення можна зробити висновок відносно знака заряду (позитивного чи негативного); з розмірів його разом з наслідками аналогічних спостережень в електричному полі можна судити про величину заряду, масу і швидкість α - і β -частинок (§ 384).

Другий основний дослід полягає у збиранні променів, тобто в їх ослабленні при проходженні крізь речовину, яка перебуває в твердому, рідкому і газоподібному стані. В той час як γ -промені тільки незначно слабнуть при проходженні через алюмінієву пластинку завтовшки 5 мм, α -промені збираються при цьому цілком, а β -промені майже цілком; крізь тонкий аркуш паперу або шар алюмінію завтовшки в 0,1 мм β -промені проходять ще вільно, тоді як α -промені зовсім не проходять.

Поряд з відхиленням у магнітному й електричному полях ми маємо при збиранні засіб для відокремлення одного від одного променів різного роду.

Поряд з характером висланих частинок радіоактивне перетворення характеризується ще швидкістю перетворення. Мірою цієї швидкості служить проміжок часу, протягом якого розпадається половина атомів

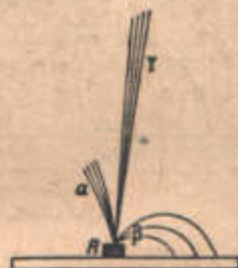


Рис. 654.

будької порції елемента. Цей проміжок часу називають періодом піврозпаду.

З бильона атомів радію за секунду розпадається приблизно 14 атомів, що відповідає періодові піврозпаду в 1600 років.

Еманация радію (радон) розпадається приблизно в 150 000 раз швидше, ніж радій; з мильона атомів еманации за секунду розпадаються приблизно два атоми; відповідний цей швидкості розпаду період піврозпаду дорівнює приблизно чотирьом дням.

§ 578. Методи вимірювання інтенсивності радіоактивних променів.

Принципально кожне доступне точному вимірюванню діяння променів радію може бути використане для того, щоб кількісно порівнювати їх між собою; приміром, можна легко показати зміну препаратів радію, зберезжуваних протягом року, шляхом порівнювання почорніння, спричинюваного ними на фотографічній пластинці. Але цим шляхом не можна здобути точних наслідків. Так само незручно щодо цього і вимірювати виділювану теплоту, бо точному вимірюванню вона піддається тільки при дуже сильних препаратах. Як на найудаліший і різносторонньо застосовуваний метод треба вказати на вимірювання діяння променів на газу, ізолююча

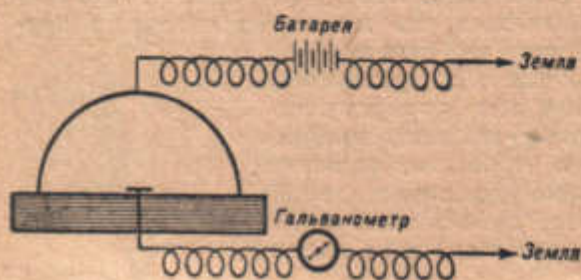


Рис. 655.

здатність яких, як відомо, внаслідок іонізації зменшується під впливом променів радію.

Уявимо собі мідну півкулю, заряджену позитивно, поставлену на добрий ізолятор, наприклад, парафін, і оточену з усіх боків повітрям (рис. 655). Повітря само по собі — непровідник, але якщо поблизу півкулі ми помістимо радіоактивний препарат, то повітря зможе проводити електрику, і заряд з півкулі буде стікати, як

ніби до нього доторкнулися заземленим провідником; промені радію, іонізуючи повітря, роблять його провідником, при чому дія ця тим інтенсивніша, чим сильніший радіоактивний препарат.

Невеликої зміни досить для того, щоб зробити описаний апарат придатним для точних вимірів. Щоб виміряти спричинену радієм провідність завжди в одному і тому ж об'ємі повітря, користуються внутрішньою порожниною півкулі. Парафінова підставка, на якій ця півкуля міститься, має розміщену по змозі точно на середині кругу металічну пластинку, від якої, як це схематично зображено на рис. 655, крізь парафін проходить заземлений дріт, куди увімкнено ще гальванометр. На металічну пластинку кладуть вимірюваний препарат, потім накривають півкулею і надають їй потенціала в 1000—2000 V. Якщо препарат не випускає променів, то повітря всередині півкулі залишається ізолятором, і електрика не може стікати пластинкою і гальванометром у землю; але якщо препарат випускає радіоактивні промені, то повітря в порожнині іонізується, і електрика з півкулі тече з більшою або меншою швидкістю, залежно від „іонізуючої сили“ препарату, гальванометром у землю. Гальванометр показує струм, величина якого є прямим мірилом спричиненої препаратом іонізації, а разом з тим і „сили“ препарату, при умові, що прикладена напруга досить висока для того, щоб дати „струм насичення“, тобто максимальний струм, що його здатний пропускати іонізований до даної міри газ (§ 388). Додержуючи сталих умов, можна порівнювати сили препаратів і при ненасичених струмах; при деяких вимірюваннях інтенсивності з практичних міркувань доводиться відмовитися від досягнення насичення, особливо при

вимірюванні інтенсивності α -променів, які утворюють на кожному сантиметрі свого шляху багато більше іонів, ніж β -промені.

Описані вище гальванометричні виміри можуть бути виконані тільки при дуже сильних препаратах, бо струми насичення в повітрі дуже слабкі; ми змушені тому шукати чутливіші апарати, ніж ті, які звичайно вживаються для вимірювання струму. Насамперед таким інструментом може служити електроскоп, що в найпростішій своїй формі, як відомо, складається з двох металічних листків, які при зарядженні розходяться. Чим сильніший заряд, тим більше розходження; мірні електроскопи мають шкалу для відлічування кута розходження. При нормальних умовах листки, розійшовшись, довгий час залишаються нерухомими і тільки дуже повільно і поступово спадають; причина цього та, що повітря ϵ , якщо і не абсолютно, то все ж великою мірою ізолююча речовина. Але якщо поблизу ϵ радіоактивний препарат, то листки спадають більш або менш швидко, залежно від степеня іонізації, а значить, і провідності, надаваної повітрю препаратом; через те що при додержанні однакових умов удвоє сильніший препарат спричиняє вдвоє більшу провідність, йому відповідає і вдвоє швидше спадання листків. Час, потрібний для того, щоб листки пройшли певний шлях (певне число поділок шкали), обернено пропорціональний, таким чином, силі препарату. Мірою іонізуючого діяння і в цьому разі служить струм насичення; якщо шкала електроскопа поділена на вольти і ємність C всього мірного прилада, виміряна в сантиметрах, відома, то струм насичення може бути обчислений так: за t секунд листки опустилися з V_1 до V_2 ; „спадання у вольтах“ становить $V_1 - V_2$, кількість відведеної електрики $C(V_1 - V_2)$, або $\frac{C(V_1 - V_2)}{t}$ за секунду; це число ви-

мірює собою величину струму. Через те ж, що $1 V = \frac{1}{300}$ електростатичної одиниці, то одержане число треба для переводу в електростатичні одиниці ще поділити на 300; отже, величина струму I в електростатичних одиницях:

$$I = C \frac{V_1 - V_2}{300 \cdot t}$$

Надзвичайна простота поводження з електроскопом, швидка робота і дешевина його роблять цей апарат улюбленим інструментом при радіоактивних вимірах.

Залежно від спеціальної мети, для якої насамперед призначається електроскоп, будова його зазнає деяких змін. Рис. 656 зображає так званий „ α -електроскоп“, тобто електроскоп, який може служити для вимірювання променів усіх трьох родів, але, загалом, недосить чутливий для вимірювання значно „слабкіших“, ніж α -промені, променів β і γ . В цьому апараті ми розрізняємо іонізаційну камеру, в яку поміщають препарат, і відокремлену від неї ізолюючою пробкою з янтарю або сірки (S) мірну камеру, в якій розміщені листки електроскопа. Крізь ізолюючу пробку пропущено електрод A, який заряджається при вживанні до певного потенціала, тоді як електрод B, а також і сполучена з ним металічна зовнішня оболонка залишаються заземленими.

У „ β -електроскопів“ (рис. 657), щоб зменшити ємність і збільшити чутливість, іонізаційну камеру сполучають з мірною. В дні камери зроблено виріз D, закритий алюмінієвою фольгою, яка пропускає β -промені, але затримує α -промені. Стінки електроскопа зроблені досить товстими, щоб

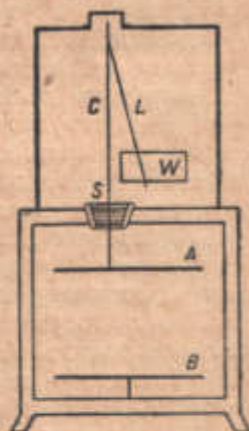


Рис. 656. α -електроскоп.

і β -промені не могли проникати крізь них. Препарат поміщають під алюмінієву фольгу. В такому β -електроскопі, очевидно, вимірюються одночасно і γ -промені, якщо їх, як це часто трапляється, також випромінює препарат; але діяння їх звичайно незначне порівняно з діянням β -променів і може бути залишене без уваги. Той самий апарат можна вживати і як „ γ -електроскоп“, якщо виріз D закрити замість алюмінієвої фольги металічною пластинкою такою самою завтовшки, як і стінки електро­скопа.

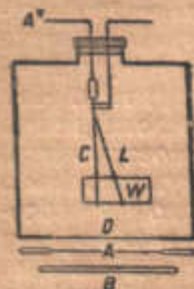


Рис. 657.
 β -електроскоп.

Якщо треба дослідити газоподібні радіоактивні речовини, то вживають особливі так звані „еманаційні“ електро­скопи, в яких іонізаційна камера герметично закри­вається.

§ 579. Промені α^1). Як уже згадувалося, напрям від­хилення α -променів у магнітному полі показує, що вони складаються з позитивно заряджених частинок. Електричне поле також відхиляє α -промені. Якщо порівняти величину електричного з величиною магнітного відхилення, то можна обчислити характерну для заряджених частинок величину, відношення e/m заряду до маси (§ 384). Якщо за одиницю заряду взяти заряд електрона, а за одиницю маси — масу атома водню, то для α -частинки відношення e/m дорівнюватиме $1/2$, тобто кожна частинка несе один елементарний заряд і має масу 2 або ж несе два заряди і має масу 4 і т. д. Вибір між цими мож­ливостями може бути зроблений з допомогою як фізичних, так і хеміч­них методів.

Флюоресціюючий екран, наприклад, екран, вкритий цинк-сульфідом, спалахує, коли на нього попадає кожна окрема α -частинка (§ 544); якщо підрахувати ці „сцинтиляції“ і, з другого боку, визначити загальну кіль­кість позитивної електрики, яку той самий α -випромінюючий препарат при тих таки умовах, за той же проміжок часу віддає електрометрові, то ділення другого числа на перше безпосередньо дає заряд кожної частинки; так ми знаходимо, що заряд α -частинки дорівнює двом елемен­тарним одиницям. Звідси дістаємо для маси α -частинки число 4, тобто атому вагу гелію.

Цей результат підтверджується на такому хемічному досліді. Якщо помістити еманцію радю або іншу будьяку α -випромінюючу речовину в запаяну тонкостінну (0,01 мм завтовшки) скляну трубку, то α -промені будуть проникати крізь скляні стінки; якщо оточити цю трубочку другою товстостінною, запаяною й евакуйованою трубкою, то поза цією другою трубкою α -променів більше не можна буде виявити; α -частинки повинні, отже, затримуватися в проміжку між обома посудинами або в стінці зо­внішньої посудини. Справді, спектроскопічно можна показати, що в проміж­ному просторі з'являється гелій. 1 г радю за рік дає 167 см³ гелію. Отже, α -частинки — це атоми гелію, які несуть подвійний позитивний заряд, тобто двовалентні іони гелію.

Якщо при радіоактивному перетворенні утворюються α -промені, то при цьому кожний атом, що розпадається, дає одну і тільки одну α -ча­стинку. Цей важливий факт був підтверджений з допомогою підрахунку α -частинок оптичним або електричним методом (§ 544), при умові, що число атомів, які розпадаються, відоме. Число α -частинок, випроміню­ваних за одну секунду 1 г радю, без продуктів його розпаду становить $3,72 \cdot 10^{10}$.

¹⁾ Деякі відомості про α -промені подано в попередньому розділі в § 542, 543 і 544 (камера Вільсона; спінтарископ Крукса; лічильник Гейгера; досліди Резефорда над виявленням розсіяння α -променів).

Якщо помістити α -випромінюючий препарат, наприклад, поверхню, покриту полонієм, поблизу екрана з цинк-сульфідом, то останній починає світитися під впливом променів препарату. Якщо потроху віддаляти препарат від екрана, то свічення раптово припиняється, коли віддаль досягає 3,83 см; на цій самій віддалі припиняється іонізуюча і всяка інша дія α -променів полонію.

Наявність різко вираженої границі діяння α -частинок є надзвичайно характерною для цього роду променів, а величина „далекості діяння“ (або, як кажуть, пробігу α -частинок) характерна для кожного α -випромінюючого препарату; вона доступна точному вимірюванню рядом різних методів.

Пробіг α -частинок у повітрі зв'язаний з їх швидкістю співвідношенням, що його встановив Гейгер: *пробіг пропорціональний кубові швидкості*.

Розенблум і (іншим способом) Резерфорд встановили, що у деяких радіоелементів (торій С, еманация актинію) вислані α -частинки хоч і не набагато, а все ж відрізняються швидкостями, отже, наприклад, при торії С висилається не одна, а п'ять груп α -частинок з різними швидкостями („тонка структура“ α -променів).

На початку шляху α -частинки мають великий запас кінетичної енергії, рівний приблизно 10^{-5} ергів, тобто в 10^{10} раз переважаючий, наприклад, енергію теплового руху атомів гелію при звичайній температурі. Завдяки цій енергії α -частинки при стиканні з молекулами газу спричиняють на своєму шляху сильну іонізацію. Наприклад, одна α -частинка RaC' утворює на своєму шляху в повітрі (при атмосферному тиску і 0° довжина цього шляху становить 6,94 см) 237 000 позитивних і стільки ж негативних іонів.

§ 580. Промені β . Відхилення променів β у магнітному й електричному полях напрямом і силою дуже нагадує відхилення катодних променів. Подібно до того, як катодні промені мають різну швидкість, залежно від умов свого виникнення, електрони β -променів теж вириваються з різних радіоактивних речовин з різною початковою швидкістю¹⁾, яка виявляється в різному відхиленні під впливом одного і того ж поля. При випромінюванні β -променів ми маємо справу з швидкостями, що їх катодні промені ніколи не досягають, наприклад, 0,998 швидкості світла у β -променів RaC.

Подібно до того як при α -перетворенні 1 атом елемента дає тільки 1 α -частинку, так і при β -перетворенні, наприклад, при розпаді RaB або RaC, на кожний атом, що розпадається, припадає одна β -частинка; RaB і RaC у кількості, що перебуває в рівновазі з 1 г радію, разом висилають за 1 сек $7 \cdot 10^{10}$ частинок.

Відповідно до великої швидкості і проникаюча здатність β -частинок більша проникаючої здатності променів α . При проходженні крізь речовину інтенсивність променів поступово спадає; товщина шару, в якому вони „повністю“ вбираються, залежить від жорсткості променів.

β -промені іонізують на своєму шляху молекули газу, якщо швидкість їх перевищує певну мінімальну величину (для повітря — 0,0063 швидкості світла), бо для досягнення іонізації необхідно, щоб частинка мала певну кінетичну енергію.

В наслідок більшої швидкості β -частинки іонізація, спричинювана нею на одиниці шляху, значно менша іонізації, спричинюваної α -частинкою. β -частинка з швидкістю, що дорівнює 0,9 швидкості світла, утворює в повітрі при атмосферному тиску на кожному сантиметрі свого шляху 55 позитивних і стільки ж негативних іонів, тобто у 200 раз менше, ніж α -ча-

¹⁾ Цей факт важко пояснити. З погляду квантової теорії можна було б чекати, що всі β -частинки мають у ядрі точно визначену енергію і тому повинні викидатися, подібно до α -частинок, з однаковою швидкістю.

стинка. Через те що β -частинка на 1 см шляху в газі при атмосферному тиску і нормальній температурі стикається з 8400 молекулами, то ми повинні припустити, що тільки 1% усіх стикань веде до іонізації. Отже, значна швидкість β -частинок впливає несприятливо на кількість утворюваних іонів; при зменшенні швидкості іонізація значно збільшується з тим, щоб знову почати зменшуватися, коли швидкість стане менша 0,028 швидкості світла; цій останній швидкості відповідає 7600 іонів на 1 см. При повному вбиранні β -частинка утворює в повітрі близько 10000 пар іонів; середнє число іонів на кожному сантиметрі шляху дорівнює при нормальному тиску приблизно 70.

§ 581. Промені γ . Третій рід променів, з якими доводиться мати справу при дослідженні радіоактивних явищ, це так звані γ -промені. Промені ці не відхиляються ні в електричному, ні в магнітному полі і нагадують, протилежно до α - і β -променів, промені світла. Ще ближчі вони до рентгенового проміння; як і це проміння, γ -промені належать до області спектра з дуже малою довжиною хвилі. Спектральний аналіз γ -променів, подібно до аналізу рентгенового проміння, вдається провести з допомогою дифракції в кристалах.

У таблиці 41 зібрано довжини хвиль різних видів радіації.

Довжина хвилі в см.

Таблиця 41.

	від	∞	до	$2 \cdot 10^{-1}$
Електричні хвилі				
Хвилі, проміжні між електричними і інфрачервоними		$2 \cdot 10^{-1}$		$3,4 \cdot 10^{-2}$
Інфрачервоні хвилі		$3,4 \cdot 10^{-2}$		$8 \cdot 10^{-5}$
Видиме світло		$8 \cdot 10^{-5}$		$4 \cdot 10^{-5}$
Ультрафіолетові хвилі		$4 \cdot 10^{-5}$		$1,4 \cdot 10^{-6}$
Хвилі, проміжні між ультрафіолетовими і рентгеновими		$1,4 \cdot 10^{-6}$		$1,3 \cdot 10^{-7}$
Рентгенові хвилі		$1,3 \cdot 10^{-7}$		$1 \cdot 10^{-9}$
γ -хвилі		$1,4 \cdot 10^{-8}$		$5 \cdot 10^{-11}$
Космічні промені ¹⁾		—		$4 \cdot 10^{-12}$

Довжина хвилі найжорсткіших променів радіо дорівнює приблизно $5 \cdot 10^{-11}$ см. Щоб дістати промені такого роду в рентгенівській трубі, необхідна напруга порядку 1 мільйона вольтів.

§ 582. Виникнення радіоактивного і рентгенового проміння. α -промені, а частково і β -промені походять з атомного ядра, яке розпадається. Відносно перших це доводять тим, що α -частинки як заряджені атоми гелію не можуть мати іншого джерела, крім ядра — зосередження майже всієї маси атома; відносно β -променів — тим, що глибокі хемічні і спектральні зміни, що їх атом зазнає при випромінюванні однієї α -частинки (заряд $+2e$), цілком компенсуються втратою двох β -частинок (заряд $-2e$); це співвідношення не можна пояснити інакше, як припустивши, що α - і β -частинки походять з одного і того ж місця, тобто з ядра.

Викидувані ядром β -частинки гальмуються при проходженні крізь електронну оболонку атома завдяки діянню наявного там сильного електричного поля. За рахунок енергії, яку втрачають при цьому β -частинки, виникають електромагнітні промені, а саме м'які γ -промені. Такого роду м'які γ -промені можуть бути штучно викликані також бомбардуванням атомів β -променями; це характеристичне рентгенове проміння; для

¹⁾ Чи мають космічні промені хвильову чи корпускулярну природу — це питання ще не розв'язане (§ 590).

утворення його байдуже, чи походить збуджуюча випромінювання β -частинка зсередини атома, як ми маємо це в першому випадку, чи приходить ззовні, як у другому. Жорсткі γ -промені, навпаки, походять із самого ядра, подібно до α - і β -променів.

Порівняємо ще коротко виникнення характеристичного рентгенового проміння з виникненням променів видимого спектра. В той час як оптичні спектри виникають при переході одного з електронів зовнішньої групи з вищої, „збудженої“, орбіти на іншу, нижчу, — рентгенове проміння зобов'язане своїм виникненням паданню електронів в одну із внутрішніх, найближчих до ядра груп, в яких під дією будьякого зовнішнього впливу і видалення одного або кількох електронів виникло „вільне місце“. В цих внутрішніх сферах атома вплив ядра такий сильний, що взаємодіяння електронів відходить порівняно з ним на задній план; цим пояснюється проста залежність характеристичних рентгенових спектрів від порядкового числа, тобто від заряду ядра (§ 546).

Навпаки, процеси, які відбуваються на зовнішній поверхні атома, тільки незначною мірою залежать від заряду ядра; між порядковим числом елемента і його оптичним спектром не існує простої залежності.

Для характеру оптичного спектра вирішальним є положення елемента в періодичній системі, інакше — конфігурація зовнішніх електронних груп. Спектри лужних металів, наприклад, усі належать до одного типу, не зважаючи на значну різницю в порядкових числах (§ 556).

Одна з найцікавіших відмінностей між рентгеновим і видимим промінням полягає в тому, що в рентгенових спектрах не спостерігається ліній вбирання.

З погляду борівської моделі атома ця відмінність між рентгеновими і видимими спектрами є цілком природною. Для того, щоб у рентгеновому спектрі могла утворитися лінія вбирання, необхідно, щоб електрон був вирваний з однієї з внутрішніх груп; через те що всі найближчі групи (тобто ті, з яких електрон при випромінюванні може впасти у внутрішню групу) бувають цілком зайнятими, вбирання може відбутися тільки в тому разі, якщо енергія падаючих променів достатня для того, щоб вирвати електрон з внутрішньої групи на вільну зовнішню поверхню атома. При оптичному вбиранні електрони зовнішньої групи можуть бути переведені на яку завгодно зовнішню „збуджену“ орбіту, з якої і повертаються назад при випромінюванні. А тому довжина хвиль, відповідних лініям вбирання, у цьому разі дорівнює довжині хвиль спектра випромінювання, тим часом як при рентгеновому промінні вбирані хвилі повинні бути значно багатші на енергію, тобто значно коротші, ніж хвилі ліній, випромінювання яких ми хочемо викликати.

Подібно до світлового і рентгенового проміння, що виникає при паданні електронів на нижчі рівні енергії, жорсткі γ -промені виникають внаслідок аналогічного процесу, що відбувається всередині ядра; вони збуджуються, мабуть, не електронами, а α -частинками, які, будучи „збуджені“, можуть або повернутися на нижчий рівень енергії (γ -випромінювання) або ж можуть бути викинутими з ядра (α -випромінювання). Причини, які викликають β -випромінювання, неясні.

До останнього часу припускали, що вбирання речовиною γ -променів, як і рентгенового проміння, відбувається виключно в електронній оболонці атомів, а не в ядрах. Але дослідження, проведені в 1933 і 1934 рр., показали, що найжорсткіші γ -промені частково вбираються саме ядрами атомів. При цьому ядра, які ввібрали γ -радіацію, приходять у „збуджений“ стан; повертаючись до нормального стану, вони випромінюють в торинні γ -промені.

Недавно Тарант і Генфільд встановили, що жорсткі γ -промені радію С здатні спричинювати збудження ядер усіх елементів від кисню

проміювання, а другий — через β -випромінювання. Такого роду розпад називають двоїстим.

Численні досліди, які мали виявити, чи не є радіоактивність властивістю також і інших елементів, здебільшого дають негативний результат; тільки у чотирьох елементів була виявлена слабо виражена радіоактивність, а саме було встановлено, що калій і рубідій мають слабе β -випромінювання, і у 1933 р. було знайдено слабе α -випромінювання у берилію і самарію.

§ 584. Хемічні властивості радіоактивних елементів. Тільки небагато з радіоактивних елементів, наприклад, торій, мезоторій, уран, радій, можуть бути одержані в кількостях, достатніх для зважування. Дослідження властивостей цих елементів відбувається звичайними хемічними методами; радіоактивність не виявляє впливу на хемічні властивості атомів; атом радію, наприклад, поки він не розпався, має всі характерні властивості атомів лужноземельних металів. Після його розпаду ми маємо справу із зовсім новим з хемічного погляду атомом — атомом еманції (радон), що хемічними властивостями своїми цілком аналогічний атомам інших благородних газів.

Значна більшість радіоактивних елементів доступна нам тільки в надзвичайно малих кількостях. Встановлення хемічних властивостей їх стає, проте, можливим завдяки такому основному твердженню радіохемії: той самий хемічний елемент може бути в кількох видах, причому всі хемічні властивості залишаються незмінними, не зважаючи на різницю в атомній вазі, яка досягає іноді досить значних розмірів. Введення в хемію такого роду принципіального нового уявлення змушує вважати багато з радіоактивних елементів тільки особливого роду елементами, відомими вже раніше. Різні види одного і того ж елемента дістали назву ізотопів.

§ 585. Закон зміщення Фаянса. Відкриття великої кількості (близько 40) нових радіоактивних елементів змушує хеміка поставити питання про розміщення їх у періодичній системі (§ 546). Шлях до раціонального розв'язання цього питання відкриває поняття ізотопії, тобто хемічної невіддільності більшості радіоелементів від інших радіоактивних або неактивних елементів. Якщо помістити всі ізотопи одного і того ж елемента в одну клітку періодичної системи, то виявиться, що між талієм і ураном є достатнє число місць для розміщення всіх без винятку радіоактивних елементів. Цей спосіб містить у собі, правда, відмову від початкового способу побудови системи, бо атомна вага, різна в різних ізотопів, не може більше бути основою для розміщення елементів у системі.

Особливо важливим є питання про значення α -перетворення і β -перетворення для зміни хемічної природи атома. Відповідь на це запитання дає такий встановлений Фаянсом „закон зміщення“: *в результаті α -випромінювання утворюється елемент, що стоїть у періодичній системі на два місця ближче до початку системи, в результаті β -випромінювання — елемент, що стоїть на одно місце далі від материнського елемента*. При цьому слід уявити собі всю періодичну систему розгорнутою в один неперервний ряд. Користуючись таблицею Менделєєва, ми не повинні забувати, що окремі періоди — це уривки цього суцільного ряду, отже, перехід „на два місця ближче“ від елемента нульової групи повинен провести до елемента, розміщеного в попередньому горизонтальному ряді.

У таблиці 43 (стор. 684) вказано положення радіоактивних ізотопів у періодичній системі. Цю таблицю одержано з попередньої (стор. 682) застосуванням закону зміщення.

§ 586. Ізотопія і закон зміщення в світлі сучасної теорії будови атома. Якщо заряд електрона вважати за одиницю, то позитивний заряд ядра дорівнює порядковому номеру елемента, α -перетворення означає

зменшення заряду ядра на дві одиниці (α -частинка несе подвійний позитивний заряд); β -перетворення — збільшення цієї величини на 1, бо втрата одного негативного заряду рівносильна збільшенню результуючого позитивного заряду ядра на 1. Послідовне висилання однієї α -частинки і двох β -частинок приводить, отже, до елемента з тим же ядерним зарядом, як і вихідний елемент; одному і тому ж зарядові ядра відповідає тим часом одне й те ж число і розподіл електронів у зовнішній „електронній хмарі“, інакше сказати, — однакові хемічні і спектральні властивості. Отже, *суть ізотопії ми повинні бачити в тотожності ядерних зарядів* при різному числі або принаймні при різному групуванні позитивних і негативних елементів ядра.

Які фізичні і хемічні властивості елемента визначаються ядром, а які електронами? Як уже згадувалося, випромінювання спектральних ліній відбувається при повертанні в нормальний стан електронів, піднятих зовнішнім впливом (вбирання світла, електронний удар і т. ін.) на „збуджені“ орбіти. Так само і при хемічних процесах активна роль належить електронам; в найпростішому прикладі у випадку іонізації електрони або покидають атом, причому утворюються позитивні іони, або ж приєднуються ззовні до нейтрального атома, утворюючи негативний іон. Те, що сили всесвітнього тяжіння не можуть відігравати ролі в атомі, видно з того, що електростатичне притягання ядра і електрона перевищує притягання за законом Ньютона в 10^{40} раз. Отже, безпосередньо з теорії будови атома випливає згадана вже вище далеко ідуча незалежність хемічних і спектральних властивостей від маси атома і надзвичайна близькість їх у ізотопів; властивості ці називають електронними властивостями атома, бо вони залежать від числа і розміщення електронів у зовнішній „електронній хмарі“.

Були зроблені спроби створити більш наочні і детальні уявлення про процес втрачання й набування електронів при іонізації і взагалі при хемічних реакціях. Імовірно є припущення, згідно з яким нездатні до реакції благородні гази мають у зовнішній групі якраз те число електронів, яке необхідне для „насичення“ її, отже, атоми ці не схильні більше набувати або втрачати електрони. Елементи, які розміщені по обидва боки благородного газу і відрізняються від нього на одиницю ядерного заряду, мають у зовнішніх групах число електронів або (як при галогенах) на одиницю менше, або (як при лужних металах) на одиницю більше, ніж це необхідно для „насичення“; звідси зрозуміло стає тенденція одних до набування, а інших до втрачання одного електрона, тобто до утворення одновалентних, у першому разі негативних, у другому — позитивних іонів. Справді, місце перед благородним газом у періодичній системі завжди займає елемент з різко вираженою електронегативністю, місце після благородного газу — елемент з такою ж різко вираженою електропозитивністю. Утворення хемічної сполуки, скажемо, між натрієм і хлором, ми можемо уявити собі як таке, що відбувається приблизно так: кожний атом натрію віддає один електрон атомові хлору, при чому обидва атоми набувають на своїй поверхні конфігурацію інертного аргону; після цього обидва іони, що утворилися, притягуються один до одного завдяки електростатичним силам, які виходять від протилежних зарядів їх; на potwierдження цього погляду нагадаємо хоча б про інертність іонів натрію і флуору, які протилежно атомам цих елементів не розкладають, наприклад, води.

Отже, при хемічних реакціях участь у процесі беруть тільки зовнішні електрони; у виникненні характеристичного рентгенового проміння, як уже згадувалося, відіграють роль, навпаки, внутрішні, найближчі до ядра електрони. Але само ядро і в цьому випадку не змінюється; і поки воно залишається незмінним, доти ми маємо право говорити про збереження

елемента, бо всі зміни в числі і конфігурації зовнішніх електронів можуть бути завжди ліквідовані і нормальний стан атома цілком відновлений; твердження про незруйновність хемічних елементів зводиться, отже, до твердження про сталість атомних ядер. Але твердження це недійсне більше щодо радіоактивних процесів, при яких ядро змінюється, втрачаючи свої складові частини у вигляді α -частинок і β -частинок. В результаті радіоактивного випромінювання ми бачимо утворення нових атомів, трансмутацию елементів.

§ 587. Мас-спектральний аналіз. Ізотопія властива не тільки самим радіоактивним елементам. Виявлення ізотопів нерадіоактивних елементів

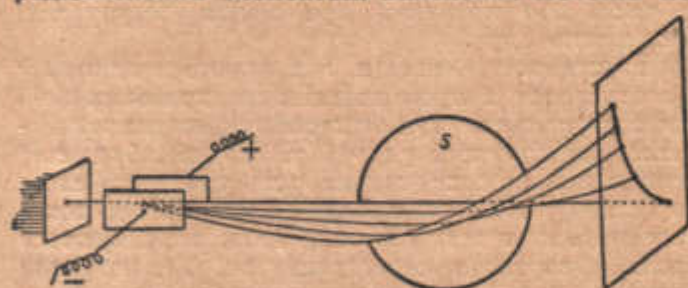


Рис. 658. Схема мас-спектрографа.

стало можливим завдяки винайденому Томсоном і вдосконаленому Астоном особливому методу дослідження каналових променів, що поклав початок мас-спектральному аналізу елементів і хемічних сполук. Основна ідея цього методу, відомого під назвою „методу парабол“, полягає ось у чому.

Припустимо, що тонкий різко окреслений пучок каналових променів (§ 390) падає горизонтально на флуоресціюючий екран або на фотографічну пластинку. Якщо на пучок цей діяти електричним полем, лінії сил якого лежать у горизонтальній площині і напрямлені, скажемо, в правий бік, то траєкторії всіх позитивних іонів, що мають однакову швидкість руху v і однаковий „питомий заряд“ $\frac{e}{m}$, будуть відхилені у правий бік на якийсь кут, тим більший, чим менша швидкість. Через те що швидкості іонів, які утворюють каналові промені, різні, то в результаті циліндричний пучок набуває форми піввіяла, розміщеного в горизонтальній площині, тобто в площині електричного поля, і розкритого в правий бік. Якщо одночасно впливати на іони, що рухаються, магнітним полем так, щоб відхилення, спричинюване ним, було напрямлене по вертикалі вгору, то піввіяло каналових променів набуде вигнутої вгору форми; права частина піввіяла, що являє собою потік іонів з найменшою швидкістю, набуде найбільшого відхилення вгору; промені, розміщені ближче до центральної невідхиленої плями, і в магнітному полі, так само як і в електричному, будуть трохи менше відхилені (рис. 658). Простий розрахунок показує, що поперечний переріз цього викривленого магнітним полем піввіяла каналових променів повинен мати вигляд півпараболи, оберненої опуклістю вниз, вершина якої збігається з невідхиленою плямою.

Припустимо, що потік каналових частинок складається з одновалентних іонів двох сортів: з іонів з масою m_1 і з масою m_2 . Іони кожного сорту можуть мати яку завгодно швидкість руху в межах від нуля до якогось значення v ; а тому в електричному полі ці два сорти іонів не будуть розчленовані; який завгодно промінь піввіяла, що утворилося в електричному полі, буде містити обидва сорти іонів. Проте, в магнітному полі замість одного параболічно вигнутого піввіяла ми будемо в цьому випадку спостерігати два таких піввіяла, що дотикаються одне до одного по лінії невідхиленого променя, але вигнутих угору праворуч з різною крутизною так, що одно піввіяло буде розміщене над другим. Справді, фіксуємо увагу на будьякому промені піввіяла, що виникло в електрич-

ному полі, будемо спостерігати два таких піввіяла, що дотикаються одне до одного по лінії невідхиленого променя, але вигнутих угору праворуч з різною крутизною так, що одно піввіяло буде розміщене над другим. Справді, фіксуємо увагу на будьякому промені піввіяла, що виникло в електрич-

ному полі; ми повинні чекати, що цей промінь являє собою потік двох сортів іонів, які рухаються з однаковою для всіх іонів даного сорту швидкістю. Відхилення траєкторії зарядженої частинки від прямолінійного шляху в електричному полі пропорціональне добуткові $\frac{e}{m} \cdot \frac{1}{v^2}$ (§ 384); отже, якщо швидкість іонів першого сорту в мислено виділеному нами промені ми позначимо v_1 , а другого v_2 , то повинна мати місце рівність

$$\frac{e}{m_1} \cdot \frac{1}{v_1^2} = \frac{e}{m_2} \cdot \frac{1}{v_2^2}$$

Відхилення заряджених частинок від прямолінійного польоту, спричинюване магнітним полем, пропорціональне добуткові $\frac{e}{m} \cdot \frac{1}{v}$ (§ 384). Через те що в цей добуток замість квадрата швидкості входить перший степінь швидкості, то очевидно, що цей добуток для іонів першого і другого сорту, які складають відзначений нами промінь піввіяла, буде різним, а значить, і відхилення їх траєкторій вгору буде неоднаковим; отже, промінь розпадається на два промені. Припустимо, що іони другого сорту важчі за іони першого сорту: $m_2 > m_1$. В такому разі з рівності

$$\frac{e}{m_1} \cdot \frac{1}{v_1^2} = \frac{e}{m_2} \cdot \frac{1}{v_2^2}$$

випливає, що $v_2 < v_1$ і, отже, $\frac{v_2}{v_1} < 1$. Якщо попередню рівність ми переписемо так:

$$\frac{e}{m_1} \cdot \frac{1}{v_1} \left(\frac{v_2}{v_1} \right) = \frac{e}{m_2} \cdot \frac{1}{v_2}$$

і відкинемо множник $\left(\frac{v_2}{v_1} \right)$, в результаті чого збільшується ліва частина, то стане очевидним, що

$$\frac{e}{m_1} \cdot \frac{1}{v_1} > \frac{e}{m_2} \cdot \frac{1}{v_2}$$

Отже, з кожного променя піввіяла, що виникло в електричному полі, іони менш масивні будуть виділені магнітним полем у промінь, сильніше відхилений вгору, ніж промінь іонів більш масивних. В результаті все піввіяло буде розчленоване на два неоднаково вигнутих піввіяла, які розмістяться одне над одним і будуть дотикатися тільки по лінії невідхиленого променя, утвореного потоком іонів великої швидкості (рис. 659).

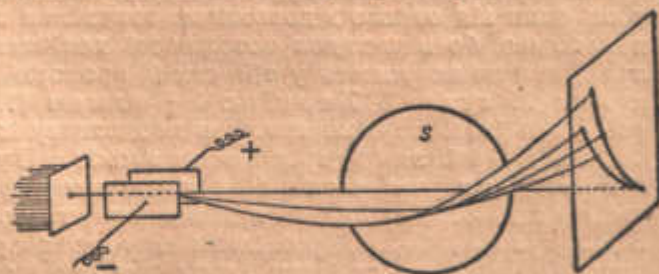


Рис. 659. Розщеплення парабол у мас-спектрографі.

Якщо серед каналових частинок є іони третього сорту з масою m_3 , то піввіяло каналових променів, що виникло в електричному полі, розпадається на три розміщених одне над одним піввіяла і т. д.

На флюоресціюючому екрані або на фотографічній пластинці, встановленій перпендикулярно до напрямку променів, з'явиться зображення

поперечного перерізу всіх піввіял. Зображення це буде мати вигляд парабол, які дотикаються вершинами в точці, що відповідає невідхиленому променеві (рис. 660). Число парабол дорівнює числу іонів, що мають різні маси або різні заряди, і крутизна їх віток тим значніша, чим менша маса.

Уявимо собі, що на фотографічному знімку парабол на деякій віддалі праворуч від невідхиленої плями проведена вертикальна лінія. Лінія ця перетне всі параболы. Вирізавши вздовж цієї лінії вузьку смужку знімка, ми дістанемо так звану мас-спектрограму каналових променів. Вимірявши віддалі між слідами парабол у мас-спектрограмі, можна з великою точністю встановити співвідношення мас різних іонів, які утворюють каналові промені. Якщо в розрядну трубку помістити сумішку різних газів, то виникне велике число парабол, і мас-спектрограма буде складатися з ряду ліній.



Рис. 660.
Мас-спектрограма.

Але навіть у тому разі, коли розрядна труба містить хемічно однорідний газ, не завжди мас-спектрограма складається з однієї лінії. Астон виявив, що елементи, атомна вага яких виражається не цілими числами, дають принаймні дві, а іноді й три параболы. Вивчаючи мас-спектрограми цих елементів, Астон і Демпстер мали змогу показати, що елементи ці в дійсності є хемічно неоднорідними тілами і являють собою сумішку ізотопів. Наявність ізотопів нерадіоактивних елементів була теоретично передбачена Томсоном. Відкриття Астона, отже, не було несподіваним. Але Астон не тільки відкрив ізотопы, промірюючи мас-спектрограми, він з великою точністю встановив атомну вагу ізотопів, причому виявилось, що в усіх випадках атомна вага ізотопів виражається цілими числами. Наприклад, він показав, що хлор, якому ми приписуємо на основі хемічних даних атомну вагу 35,46, являє собою сумішку двох ізотопів з атомною вагою 35 і 37; магній, якому, згідно з хемічними даними, ми приписуємо атомну вагу 24,32, складається з трьох

ізотопів з атомною вагою: перший 24, другий 25, третій 26. Аргон має два ізотопы з атомною вагою 36 і 40; у природній суміщі ці два ізотопы дають середню атомну вагу аргону, яка дорівнює 39,9, і т. д.

Після робіт Астона виникло важливе в технічному відношенні і цікаве з чисто фізичного погляду завдання розділення ізотопів. Відокремити ізотопы один від одного з допомогою звичайних хемічних реакцій практично неможливо, бо в наслідок тотожності хемічних властивостей у всі сполуки ізотопы вступають у тій самій пропорції, в якій вони містяться в природній суміщі. Харкінс і Чепмен (1916—1920 рр.) намагалися розділити ізотопы, використавши неоднакову їх здатність до дифузії (коефіцієнт дифузії залежить від маси атомів); Пуль (1920 р.) спробував те саме завдання розв'язати з допомогою центрофуги; Бронштейд (1922 р.) застосував метод сублімації при низьких температурах; Мертои і Еортлєем зробили спробу розділити ізотопы хлору, впливаючи монохроматичним світлом на сумішку хлору й водню і видозмінюючи таким чином звичайні умови утворення водень-хлориду. Остаточного, практично цінного розв'язання цього завдання ми не маємо досі.

§ 588. Штучне руйнування хемічних елементів. Завдяки працям Резерфорда нам відомий метод, який дає змогу штучно руйнувати ядра атомів і здійснювати таким чином—правда, тільки в незначному масштабі—стародавню мрію алхеміків про штучне перетворення елементів. Цей метод полягає в бомбардуванні атомів швидкими α -частинками.

Про процеси, які відбуваються при цьому, судять із знімків траєкторій α -частинок (§ 542) і з характеру сцинтиляцій, спостережуваних за межами пробігу α -променів (далекість діяння вибиваних з ядер протонів значно перевищує далекість діяння α -променів).

Якщо напрямити, наприклад, потік α -частинок RaC в чистий азот, то в ньому утворяться заряджені водневі атоми, які рухаються з великою швидкістю. Кількості водню, що утворюються при цьому, дуже незначні для того, щоб їх можна було виявити хемічним шляхом. У середньому на один атом Н, що утворився, припадає 100 000 α -частинок. Довід того, що ми маємо справу дійсно з атомами водню, може бути даний шляхом вимірювання маси і заряду з допомогою відхилення в електричному й магнітному полях. Н-частинки не можуть мати іншого джерела, крім ядер атомів азоту, бо: 1) як показали спеціальні досліди, можлива наявність в азоті мінімальних слідів водню не може служити поясненням появи їх; шанси на стикання α -частинок з молекулами Н₂, при незначній кількості останніх, надто малі, і стикання ці могли б привести тільки до ефекту, значно слабкішого, ніж спостережуваний нами в чистому азоті; і 2) швидкість Н-частинок така велика, що енергія їх не може бути віднесена виключно за рахунок енергії ударяючої α -частинки.

Утворення Н-частинок під діянням α -променів було вперше виявлено в азоту; дальші досліди показали, проте, що так само поведуться і багато інших елементів, а саме — бор, флуор, натрій, фосфор і т. ін.; найяскравіше це явище спостерігається в алюмінію, далекість діяння Н-променів якого досягає 90 см. Для утворення одного атома Н з алюмінію, проте, необхідне величезне число α -частинок. Можна обчислити, що для одержання 1 мм³ водню необхідно було б піддати алюміній діянню променів 1 г радію протягом 3000 років; звідси видно, наскільки цей метод розкладу елементів далекий від будьякого практичного застосування.

У вуглєці, кисні і сірці утворення Н-променів помітити не вдалося; мабуть, не простою випадковістю є те, що атомна вага цих елементів дорівнює цілому кратному 4; треба б було припустити, що ядра їх побудовані з ядер гелію і електронів, тим часом як у побудові ядер атомів з вагою, яка не ділиться на 4, крім цих двох складових частин, беруть участь ще й ядра водню.

Незначна кількість Н-частинок, що утворюються, пояснюється тим, що тільки незначна частина α -частинок попадає так близько до ядра, що цього досить, щоб спричинити розпад ядра. Аж до дуже близьких віддалей між ядром і α -частинкою продовжує діяти відштовхування (згідно з законом Кулона), яке зростає разом із зближенням зарядів і ніби захищає ядро від α -частинки. З сукупності дослідів слід зробити висновок, що тільки від того моменту, коли віддаль α -частинки, яка летить прямо до ядра, від центра ядра стає менша, ніж (приблизно) $4 \cdot 10^{-13}$ см, — так наблизитися до ядра вдається тільки дуже небагатьом α -частинкам, — відштовхування раптом припиняється і навіть замінюється зворотною силою, яка притягує обидві позитивні частинки одну до одної. Таке припущення необхідно зробити вже для того, щоб пояснити, як в ядрах складних елементів залишаються разом, не розлітаючись, численні ядра гелію і водню, і нема нічого неправдоподібного в тому, що таке взаємне притягання однойменних зарядів існує не тільки в самому ядрі, а і в безпосередній близькості від нього.

Наскільки мала імовірність руйнування ядра при бомбардуванні атомів α -частинками, видно з такого факту: в азоті кожний мільйон α -частинок спричиняє розпад приблизно 20 ядер азоту. В наслідок цієї малої імовірності дезінтеграції (розпаду) ядра від експериментаторів у цій галузі вимагається велика наполегливість. Вона особливо була

виявлена Резерфордом і Чадвіком у дослідах, які зводилися до реєстрації сцициляцій від ударів Н-частинок, що утворилися при розпаді ядер; не менше праці витратили дослідники школи Резерфорда — Блеккет і Гаркінс, які фотографували з допомогою камери Вільсона шляхи α -частинок у газі. Блеккет і Гаркінс вживали установку, в якій фотографування шляхів α -частинок відбувалося автоматично через короткі проміжки часу. Ці дослідники зняли двадцять три тисячі фотографій, на яких видно близько 400 000 шляхів α -частинок в азоті. Серед них виявилось тільки вісім траєкторій, які закінчуються тими особливого виду вилками, які свідчать про розпад ядра. Ці вилки подвійні: одна їх вітка, тонка і довга, є слід вибитої з ядра Н-частинки; друга вітка, коротка і відносно товста, — слід ядра атома азоту, що зазнав удару α -частинки. Третьої вітки, яка являла б собою слід α -частинки після її зіткнення з ядром, на жодному з цих знімків нема; це свідчить про те, що, вибиваючи з ядра Н-частинку, сама α -частинка залишається всередині ядра.

У 1932 р. учні Резерфорда Коккрофт і Уолтон замість бомбардування речовини α -частинками радіоактивних елементів застосували інший спосіб. Поток α -частинок експериментатор керувати не може. Вони вилітають з радіоактивної речовини в усі сторони, і більша частина їх внаслідок цього „гине даром“. Коккрофт і Уолтон, додержуючись ідеї, відомої вже давно, дістали в своїй експериментальній установці напрямлений пучок протонів, які з величиною струму близько $\frac{1}{1\,000\,000}$ ампера розганялися різницею потенціалів у 800 000 вольтів на шляху близько 1 м.

У квітні 1932 р. ці автори повідомили, що їм удалося при бомбардуванні літію потоком швидких протонів виявити α -частинки. Коккрофт і Уолтон припускають, що в цьому випадку до атома Li з атомною вагою 7 додається протон H з атомною вагою 1, і розпад відбувається на дві частинки He з атомною вагою 4:



У пізніших дослідах Коккрофта й Уолтона та аналогічних було досліджено діяння потоку швидких протонів на більшість елементів. Виявилось, що майже всі елементи, крім важких, висилають при цьому α -частинки.

§ 589. **Нейтрони.** Ще наприкінці 1930 р. Боте і Беккер виявили дуже проникні промені, випромінювані деякими елементами при бомбардуванні α -променями і особливо помітні при бомбардуванні берилію, внаслідок чого ці промені, проникна здатність яких (жорсткість) значно перевищує проникну здатність γ -променів, були названі берилієвими променями.

Берилієві промені здатні виривати з матерії протони, які летять з швидкостями, що доходять до 0,1 швидкості світла.

У 1932 р. Чадвік, зіставивши всі відомі властивості берилієвих променів, прийшов до висновку, що вони не є радіацією, аналогічною γ -променям. Тепер встановлено, що берилій під впливом ударів α -частинок випускає нейтрони, тобто частинки, які складаються або з дуже тісного сполучення протона і електрона, або, як було висловлено в останній час, частинки матерії, взагалі позбавлені зарядів. В усякому разі маса нейтрона дорівнює масі протона, тобто ядра водню, а його заряд дорівнює нулеві.

Перша з цих властивостей була встановлена з допомогою вимірів імпульсів, наданих нейтронами різним атомам. На другу властивість вказує велика проникна здатність цих частинок.

З цього приводу Чадвік пише:

„Втрата енергії нейтронів, які проходять крізь матерію, має місце в наслідок стикань з атомними ядрами, а не з електронами.

Таке поводження дуже сильно відрізняється від поводження зарядженої частинки, подібної до протона, який витрачає свою енергію майже виключно в наслідок стикань з електронами. Особливо помітна різниця між втратою енергії, зазнаваною протоном і нейтроном, якщо припустити, що ці частинки летять з однаковою початковою швидкістю. Протон, що летить з швидкістю $3 \cdot 10^9$ см/сек, має пробіг у повітрі близько 30 см, тоді як нейтрон, що рухається з тією самою початковою швидкістю, зазнає в середньому одного стикання з ядром азоту на протязі 300—400 метрів і може пройти кілька кілометрів до повної втрати енергії. Стикання нейтронів з ядрами атомів хоча й відбуваються значно частіше, ніж з електронами,— все ж є досить рідкими подіями в наслідок того, що електричні сили, які діють між нейтроном і ядром,—слабкі, якщо тільки ці частинки не зближуються до віддалі 10^{-12} см. При такій близькій зустрічі нейтрон відхиляється від свого шляху, а відкинуте ядро набуває швидкості, достатньої для того, щоб спричинити іонізацію.

Ядра, що зазнали стикань з нейтронами, в наслідок цього можуть бути виявлені вимірюванням іонізації в іонізаційній камері з чутливим електрометром або електричним лічильником або по слідах, що з'являються в камері Вільсона. Отже, нейтрони можуть бути виявлені тільки посередньо з допомогою спостережень атомів, які зазнали стикань з нейтронами. Це робить їх вивчення важким і тривалим, особливо якщо взяти до уваги, що не всі відкинуті атоми реєструються мірними приладами.

Природа і властивості нейтрона являють інтерес не просто тому, що це новий об'єкт вивчення, але також і тому, що нейтрон, мабуть, є дуже істотним елементом структури матерії. Тепер припускають, що атомні ядра складаються з протонів і нейтронів; тоді факт, що маса ядра завжди у два або більше разів перевищує його заряд, означає, що матерія повинна містити нейтрони у більшій кількості, ніж протони*.

§ 590. Космічні промені. Уже давно відомо, що всякий електроскоп, навіть ізольований дуже старанно, не зберігає заряду тривалий час. Причинами, які викликають спадання його листків, є: наявність поблизу радіоактивних елементів, опромінення рентгеновим промінням та ін. Ці причини можуть бути усунені відповідним захистом, наприклад, товстою (в кілька сантиметрів) свинцевою бронею, через яку не проходять ні рентгенові, ні радіоактивні промені.

Проте, досліди, пророблені з чутливими електрометрами, показали, що навіть дуже товста броня повністю не захищає від розряду. Для того, щоб не влаштовувати захисних камер з стінками у метр завтовшки, експериментатори опускали електрометри у глибоководні озера. Досліди проводилися звичайно з допомогою приладів, які автоматично реєструють відхилення листків електроскопа, що знаходиться на великій глибині під водою.

Виявилось, що швидкість розряду меншає з глибиною дуже повільно. Навіть на 200 м спадання заряду ще помітне. Свинцева броня повинна була б бути завтовшки в кілька метрів, щоб мати таку саму захисну дію. Такі досліди показали існування променів, які мають ні з чим не порівнювану проникну силу і спричиняють розряд електроскопа.

Робили спеціальні виміри на вершинах гір, аеропланах, повітряних кулях, кулях-зондах та ін. Зокрема, польоти в стратосферу, що їх зробив Пікар, рекордні польоти радянських стратонавтів, ряд американських польотів мали як одно з завдань вимірювання іонізації на великих висотах. Ці дослідження показують, що інтенсивність проникаючого випромінювання швидко зростає разом з підняттям над землею.

На підставі останнього факту і переважаючого надходження променів

із зеніту прийшли до висновку про позаземне походження цих променів, названих тому космічними променями.

Величезна проникаюча сила космічних променів може бути пояснена, якщо взяти до уваги, що вони є або потоком частинок, які швидко летять, або квантів (фотонів) дуже великої енергії, які відповідають довжинам хвиль від 10^{-12} до 10^{-10} см. В обох випадках матимемо явище розряду електроскопа.

До останнього часу вибору між двома зазначеними можливостями не зроблено. Разом з тим експериментальне вивчення космічних променів

привело до відкриття найцікавіших фізичних явищ, що відбуваються під дією космічних променів.

Організовані Комптоном спостереження інтенсивності космічних променів у різних місцях земної кулі показали, що поблизу магнітного екватора Землі інтенсивність променів на 15% менша, ніж у середніх широтах. Це, здавалося б, указує на наявність у первинних променях, які надходять на Землю з міжпланетного простору, заряджених частинок, на рух яких впливає магнітне поле

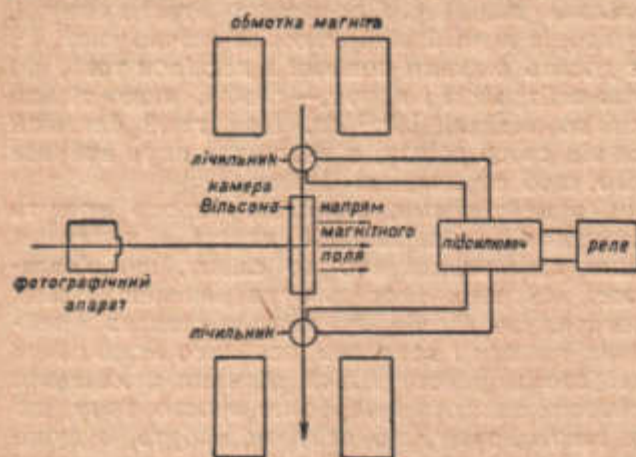


Рис. 661. Установка Блеккета і Оккліліні для спостереження космічних променів.

Землі. Питання про те, чи можуть виникати ці заряди у верхніх шарах атмосфери або поза Землею, залишається досі відкритим.

Трактуючи проникаючі промені як хвильову радіацію, Міллікен і Камерон обчислювали з проникаючих властивостей довжину хвилі енергію квантів. Міллікен і Камерон показали, що основний масі космічного випромінювання відповідає енергія, що виділяється при утворенні атомів гелію (§ 593). На цій підставі Міллікен і його співробітник вважають, що космічні промені є „сигнал з міжзоряного простору, який повідомляє про утворення елементів з електронів і водневих ядер“. Тепер ця теорія зустрічає багато заперечень, які базуються головне на тому, що хвильова природа космічних променів викликає сумнів.

З великого числа досліджень, проведених з метою в'ясувати природу космічних променів і їх діяння, слід особливо відзначити експериментальну установку, сконструйовану в 1932 році Блеккетом і Оккліліні. В їх приладі (рис. 661) камера Вільсона була встановлена між двома лічильниками Гейгера. В камері Вільсона сліди частинок або фотонів фотографувалися автоматично при наявності магнітного поля, напрям силових ліній якого показано на рис. 661. Фотографічна установка приводилася в дію за допомогою реле, ввімкненого в підсилювачі лічильників. Пристрій регулювався так, щоб реле діяло тільки при одержанні одночасних імпульсів від обох лічильників. Через 0,01 секунди після одержання обох сигналів реле вмикало механізм, що рухає поршень камери Вільсона для одержання в ній розрідження. Ще через 0,01 секунди спалахував освітлювач, при світлі якого фотографувалися сліди іонізації. Таким чином, фотографічна установка приводилася в дію самими частинками або фотонами і при тому тільки тими, які пронизали обидва лічильники і, отже, напевне пройшли камеру Вільсона (стрілка на рис. 661).

Про спостережене з допомогою описаної установки явище „атомного вибуху“ буде сказано в наступному параграфі.

§ 591. Позитрони (антиелектрони). Космічні промені вибивають з атомів частинки, про заряд і швидкість яких можна судити, фотографуючи залишуваний ними слід іонізації в камері Вільсона, розміщеній у магнітному полі. Вивчаючи такі знімки, Андерсон зробив важливе відкриття.

На рис. 662 подано траєкторію частинки, яка, мабуть, пройшла крізь 6-міліметровий шар свинцю. Тепер є вже багато подібних знімків.

При спробі пояснити картину, що утворюється на таких знімках, трапилися несподівані утруднення. Ліворуч, вгорі того самого рисунка, є слід надшвидкого електрона. Напрямок і степінь згину траєкторії дозволяють судити про знак заряду і виміряти швидкість частинки. Вигляд сліду¹⁾ свідчить про те, що це слід електрона, який летить зверху вниз.

Якщо вважати частинку, слід якої проходить крізь свинець, електроном, який летить у тому ж напрямі, як і перший (напрямок кривизни такий самий), то це припущення натрапляє на несподівану суперечність: кривизна шляху над свинцем значно більша, ніж під ним; отже, швидкість частинки над свинцем була разів у півтора менша, ніж під ним. Звідси з певністю можна зробити висновок, що цей слід в усякому разі не може належати частинці, яка пронизала свинець зверху вниз. Інакше ми мали б факт збільшення енергії частинки при проходженні її крізь шар матерії. З другого боку, електрон, що пройшов знизу вгору, мав би кривизну траєкторії, напрямлену вліво, а не вправо.

Лише позитивно заряджена частинка може залишити слід, подібний до наведеного на рис. 662. Проте, протоном ця частинка бути не може; з маси протона можна визначити його швидкість, що відповідає кривизні сліду. Вона буде такою, при якій довжина пробігу протона не перевищує 5 м.к., тоді як спостережувані на знімках сліди тягнуться на кілька сантиметрів без помітних змін у швидкості частинки. Залишаються два припущення, які дають вичерпне пояснення одержаним знімкам:

- 1) або позитивна частинка з масою, близькою до маси електрона, пролетіла крізь свинець знизу вгору;
- 2) або фотон, що влетів у пластинку, вибив з атома свинцю дві частинки — позитивну вгору і негативну вниз — з трохи різними швидкостями.

Задовільне тлумачення численних знімків стає, отже, можливим тільки тоді, якщо прийнято існування позитивного заряду (антиелектрона або позитрона). Як показали пізніші, детальніші виміри, маса позитрона може відрізнятися від маси електрона не більш як на 15⁰/₁₀₀.

Знімки показують, що сліди надшвидких частинок часто спостерігаються у вигляді „злив“, до 30 штук одночасно. Велике число таких знімків „вибуху атомного ядра“ одержано з допомогою описаної в попередньому параграфі установки Блеккета і Оккіаліні. Рис. 663 зроблено за знімком Андерсона, де утворилось одночасно 28 слілів; частина цих слілів належить позитронам.

Реальність існування позитронів підтвердилася пізнішими дослідженнями, в яких ці частинки були одержані незалежно від космічних променів.

У 1933 р. Чадвік, Блеккет і Оккіаліні показали, що позитрони виділяються із свинцевої пластинки, обпроміньованої γ -променями і нейтронами, що їх випускає берилій під дією радіоактивного випромінювання полонію. Дослідження Кюрі і Жолю (1934 р.) по „штучній“ радіоактивності,



Рис. 662. Знімок слілів надшвидких частинок у камері Вільсона.

¹⁾ Ми маємо на увазі структуру і характер сліду, помітні на знімках. Ці особливості зовсім не передано на схематичному рис. 662, але видно на рис. 663.

яка з'являється в деяких елементах під впливом бомбардування нейтронами, показали, що утворювані радіоактивні речовини іноді випромінюють замість β -променів (електронів) позитрони.

Цікаво, що існування позитрона було передбачене теорією Дірака. Факт, що ця частинка спостерігається тільки у виняткових умовах, пояснюється з погляду цієї теорії тим, що тривалість існування позитрона



Рис. 663. Результат зустрічі космічної частинки з матерією. „Зав'язка“ з 28 частинок — електронів і позитронів. (Фото Андерсона і Міалікена.)

дуже мала — порядку 10^{-7} сек (в атмосферному повітрі). Протягом зазначеного часу відбувається злиття позитрона з якимнебудь електроном, яке супроводиться знищенням (анігіляцією) обох частинок з випромінюванням двох квантів γ -променів.

Тепер ці передбачення теорії Дірака можна вважати виправданими на досліді. Щодо цього надзвичайний інтерес являють досліди Тібо (1934 р.), якому вдалося показати, що проходження позитронів крізь матерію супроводиться випромінюванням γ -променів саме тієї частоти, яка повинна утворюватися при перетворенні двох частинок, що мають кожна масу електрона, в два кванти радіації (§ 593), що мають таку саму масу.

§ 592. Будова атомного ядра. Як свідчать радіоактивні явища, в ядрах важких атомів повинні міститися ядра гелію; інакше не можна було б пояснити випромінювання α -променів. З цим погоджується той факт, що різниця між атомною вагою елементів (звичайно не сусідніх) у періодичній системі, зокрема в першій її половині, в області легших атомів часто дорівнює 4. Приклад (в круглих числах): $C = 12$, $O = 16$, $N = 20$, $Mg = 24$, $Si = 28$, $S = 32$; ми маємо підставу припустити, що в побудові ядер усіх подібних елементів бере участь гелій. Але через те що різниця між атомною вагою двох сусідніх елементів у системі нерідко становить тільки 1 або 3, ми не можемо обійтись без припущення існування ще однієї, легшої, ніж гелій, складової частини ядер; з числа відомих елементів, очевидно, може йти мова тільки про водень як єдиний елемент, атоми якого легші за атоми гелію. Підтвердженням цього давно висловленого припущення послужили описані вище досліди руйнування ядер.

Крім позитивно заряджених ядер гелію і водню, ядра радіоактивних елементів, як показує наявність β -випромінювання, повинні містити ще електрони; отже, ядерний заряд є алгебричною сумою позитивних і негативних зарядів, що містяться в ядрі.

Досліди Резерфорда привели його до такої можливої структури ядер атомів: у центрі — малий щодо розмірів позитивний заряд близько 10^{-12} см, навколо якого в межах сфери до $1,5 \cdot 10^{-12}$ см обертаються електрони. Далі на віддалі приблизно в $6 \cdot 10^{-12}$ см обертаються атоми гелію, тобто α -частинки з двома електронами, що приєднані до них. Ці атоми гелію відрізняються від звичайних тим, що їх зовнішні електрони надзвичайно близькі до α -частинки; інакше ці електрони були б зірвані діями сильного притягання центральної частини ядра.

Досліди по розсіянню α -частинок дозволяють зробити висновок про силу, з якою ядро діє на α -частинку, що наближається до нього.

Досліди показали, що ядра деяких атомів поведуться так, як ніби їх електричне відштовхування навіть при дуже малих відстанях діяло на α -частинку за законом Кулона. Одночасно, наприклад, у водні, гелії, магнії й інших речовинах виявилось „аномальне розсіяння“ α -частинок, яке не можна пояснити законом відштовхування Кулона.

Професор О. Д. Хвольсон пише з цього приводу: „...який би закон не взяти, у всякому разі доводиться припустити, що поблизу ядра притяжна сила зростає значно швидше відштовхної. На якійсь певній віддалі ці сили зрівноважуються, а ще ближче до ядра — притягання більше, ніж відштовхування“.

Остання обставина з погляду класичної фізики приводить до висновку про неможливість вильоту з ядра α -частинок: їх енергія не в силі перемогти цю силу притягання.

Таким чином, притяжні сили ядра створюють ніби „бар'єр“, через який, як показують обчислення, α -частинка, що всередині ядра, не може перейти.

Проте, експериментальні дані про радіоактивний розпад спростовують цей висновок класичної фізики.

Резерфорд запропонував роз'яснення цього парадоксу. Він припустив, що α -частинка переходить через „бар'єр“ у вигляді нейтральної частинки гелію і лише в області відштовхних сил втрачає два електрони й перетворюється на α -частинку. Проте, це пояснення навряд чи є природним.

Г. А. Гамов перший показав, що коли прийняти для внутрішньо-ядерних явищ хвильову механіку, то імовірність вильоту α -частинки виявляється не рівною нулеві, і, отже, подолання „бар'єру“ для деяких частинок виявляється можливим.

На potwierдження цього погляду Гамов теоретично вивів давно відомий з досліду зв'язок між енергією α -частинок, які вилітають при радіоактивному розпаді, і „часом піврозпаду“. Цей зв'язок, як виявилось, залежить також від заряду атомного ядра.

Останнього часу (1933 р.) зроблено спроби дати схему побудови ядер елементів, яка включає нейтрони. Остаточного завершення ця схема ще не дістала.

§ 593. „Дефект маси“. Співвідношення між масою і енергією. Переформування ядра при розпаді завжди супроводиться втратою помітної частини внутрішньої енергії. Так, вміст енергії в атомі Ra Em приблизно на 10^{-12} кал менший вмісту енергії в атомі Ra; для 1 г еманції ця різниця становитиме близько 10^9 кал.

Згідно з висновками теорії відносності маса тіла зростає, якщо енергія його збільшується, і навпаки. Ейнштейн встановив принцип еквівалентності маси й енергії, за яким усяке тіло і всяка частинка, що має запас енергії E (наприклад, квант випромінювання), мають масу m , визначувану рівністю:

$$m = \frac{E}{c^2},$$

де c — швидкість світла; і навпаки, всякій масі m (наприклад, масі атомного ядра) властива енергія E , визначувана тією ж рівністю:

$$E = mc^2.$$

Тут m виражено в грамах, c — у см/сек ($c = 3 \cdot 10^{10}$ см/сек) і E — в ергах.

Зміни енергії при хемічних процесах недостатні для того, щоб викликати помітне збільшення або зменшення маси, а втрата енергії при радіоактивному розпаді така значна, що спричинена ним зміна маси повинна бути доступна вимірам. Наприклад, при утворенні 1 грама тома радію з 1 грама тома урану до зменшення маси на 12 г завдяки втраті $3N$ α -частинок (де N — число Авогадро) повинне приєднатися зменшення маси на 0,02 г завдяки втраті енергії. В цьому ми можемо бачити другу причину відхилення атомної ваги від цілих чисел (перша полягає у змішуванні ізотопів).

Досліди спектрографування мас довели, що водень і гелій—чисті елементи; не зважаючи на це, відношення мас атомів Н і He не дорівнює цілому числу: $\text{He}:\text{H}=4,00:1,008$. Ми повинні припустити, що запас енергії в ядрі гелію, яке складається з чотирьох протонів (ядер Н), значно менший чотирікратного запасу енергії кожного окремого вільного водневого ядра. Якби вдалося перетворити 1 г водню в гелій, то при цьому повинна була б звільнитися величезна кількість енергії: $1,66 \cdot 10^{11}$ кал—стільки ж, скільки при спаленні 5000 кг водню на воду.

Зменшення маси (П випромінювання у вигляді квантів), що відбувається при утворенні важких атомів з їх основних структурних одиниць—із протонів, α -частинок і електронів,—має назву „дефекту маси“. Про дефект маси можна судити з відхилення атомної ваги чистого елемента (або ізотопу) від кратності атомній вазі водню.

Зазначене вище робить зрозумілим те, чому ядра гелію виступають як самостійні незруйновні складові частини ядер важких елементів, не зважаючи на те, що, мабуть, саме вони побудовані з чотирьох водневих ядер: розклад ядра He на чотири Н потребував би втричі більше енергії, ніж несе з собою α -частинка.

Найновіші теоретичні побудови передбачають навіть випадок повного перетворення частинки у променювання (з перетворенням усієї маси частинок у масу випромінюваних квантів енергії). Вище (§ 591) ми вже говорили про теоретичне передбачення Діраком властивостей позитивного електрона. Цей електрон дуже швидко після виникнення повинен сполучатися з електроном, і це знищення, або „анігіляція“, за теорією Дірака, супроводиться випромінюванням двох квантів γ -променів. Енергія кожного з них повинна тоді дорівнювати m_0c^2 , де m_0 —„маса в спокої“ електрона. Обчислення дає для величини m_0c^2 значення $0,8 \cdot 10^{-6}$ ергів $= 0,5 \cdot 10^6$ вольт-електронів.

У червні 1934 р. Жан Тібо опублікував результати своєї праці, в якій він досліджував, між іншим, проходження електронів і позитронів крізь матерію. Виявилось, що при порівняно малих товщинах вбирної речовини вбирання електронів і позитронів було однаковим. Одночасно при проходженні цих частинок крізь великі товщі речовини спостерігалися нові явища. Було відомо, що проходження електронів супроводиться виникненням рентгенового проміння в кількості 1 кванта на кожні 25 електронів. Тібо також спостерігав виникнення рентгенового проміння. Його експериментальна установка дозволяла послідовно спостерігати діяння електронів і позитронів і вимірювати відносну кількість як цих частинок, так і фотонів, що з'являються під їх діянням. Крім того, із вбирання фотонів він міг визначати їх енергію.

Визначні результати, здобуті Тібо, полягають у тому, що кількість фотонів, які виникають під діянням позитронів, перевищувала в 50 раз ефект, спричинюваний електронами. Користуючись наведеною вище цифрою про „вихід“ фотонів, легко обчислити, що це дає 2 фотони на кожний позитрон. Виявилось, що енергія фотонів приблизно дорівнює $0,5 \cdot 10^6$ вольт-електронам, тобто є величиною, що якраз відповідає „анігіляції“ позитрона й електрона.

Не викликає сумніву, що в цих дослідах ми маємо безпосередню ілюстрацію принципу еквівалентності Ейнштейна й одночасно блискуче підтвердження теорії Дірака, згідно з якою при злитті позитрона з електроном виділяються два кванти випромінювання, кожний з яких містить енергію $h\nu = m_0c^2 = 0,5 \cdot 10^6$ вольт-електронів.

Тібо припускає, що явища анігіляції іноді відбуваються при радіоактивному розпаді.

Він пише: „... я спостерігав фотони γ -променів з енергією $0,507 \cdot 10^6$ вольт-електронів, що виходять від RaC і ThC-речовин, γ -випроміню-

вання яких має енергію, взагалі кажучи, більшу за $1 \cdot 10^6$ вольт-електронів. Можна підозрювати, що ці γ -промені виникають при перетворенні у променювання позитронів, яких випускають самі радіоактивні речовини і які перетворюються раніше, ніж вони вийдуть назовні⁴.

Часто натрапляємо на помилковий погляд, що співвідношення $E = mc^2$ являє закон перетворення матерії в енергію. Ми бачили, що справжня суть цього закону полягає в тому, що всякій зміні енергії тіла відповідає строго визначена зміна маси цього тіла. Маса не перетворюється в енергію, але зміни маси супроводять зміни енергії. Убуток (дефект) маси частинок дорівнює масі випромінених квантів; убуток енергії частинок дорівнює енергії випромінених квантів.

Через те що при всіх перетвореннях, які відбуваються в природі, загальна кількість енергії не змінюється (закон збереження енергії), то співвідношення $E = mc^2$ підтверджує, що й загальна кількість речовини (маса) залишається сталою (закон збереження матерії). Навпаки: із збереження маси випливає необхідність збереження енергії.

Маса визначає кількість речовини, енергія є міра руху матерії. Співвідношення $E = mc^2$ є фундаментальним підтвердженням положення: нема матерії без руху і нема руху без матерії.

§ 594. Космогонічні проблеми у світлі сучасної фізики (будова зір). У питаннях, над якими працює тепер астрофізика, одно з перших місць займають теорії, що стосуються будови й випромінювання зір. У цих питаннях астроном не тільки користується фізичними уявленнями про будову атомів і про природу радіації, він знаходить і в космічних явищах також „експерименти“, які не можна здійснити в земних лабораторіях. Цей „дослід“ особливо цінний для фізики.

З допомогою спектроскопа, наведеного на зорю, можна з розподілу енергії в спектрі зробити висновок про поверхню температуру світила. Температура на поверхні зір є порядку $3000 - 20\,000^\circ \text{K}$. З другого боку, вивчення рухів подвійних зір дозволяє визначити маси зір. Вони виявляються близькими до $10^{37} m$. Інтерферометричні виміри й інші посередні методи дозволяють визначити розміри зір. Отже, стає відомою середня густина зоряної матерії.

За поверхню температуру, масою, середньою густиною і розмірами зір обчислюють їх внутрішні температури. В результаті обчислень для центральної температури одержуються величини порядку десятків і сотень мільйонів градусів (наприклад, для Сонця — $50\,000\,000^\circ$).

Стан матерії всередині зір Еддінгтон характеризує такими словами:

„... У центрі зорі температура така висока, що атомні ядра звільняються від електронного заряду і, сильно стикаючись, мчать по всіх напрямках. І навіть не ядра, а те, що залишається в наслідок радіоактивних процесів від цілком іонізованих ядер. В міру наближення до поверхні зорі позитивні і негативні заряди асоціюються в ядра, хоч не можна собі уявити, як може зібратися в одному місці кілька позитивних і негативних зарядів; утворюються повні іони. Далі ці іони приєднують електрони-супутники і випромінюють знайомі нам спектри. Це — спектри речовин при надзвичайно низькій з космічного погляду температурі...“

Одним з підтверджень цієї картини є існування зір з величезною густиною (наприклад, густина речовини супутника Сіріуса в $50\,000$ раз перевищує густину води). Матерія, яка складається із звичайних атомів, не може бути стиснута до такої високої густини.

Істотною складовою частиною зоряної матерії є радіація. При температурах у десятки мільйонів градусів ця радіація являє собою переважно рентгенове проміння.

У безперервному хаотичному русі ядра й електрони залишаються приблизно на одному гравітаційному рівні, тоді як кванти радіації через деякий час (від десятків тисяч до мільйонів років) виходять на поверхню зорі у вигляді світла, що відповідає поверхневій температурі.

Наявність всередині зір величезних кількостей радіації безперечно відіграє роль в установленні рівноважного стану матерії. В центрі Сонця тиск радіації становить цілих 10% „газового“ тиску ядер і електронів. Це дає деяке уявлення про величезну густину променювання. На думку Еддінгтона, тиск радіації є фактором, який визначає масу зір. Ці маси рідко відрізняються набагато від цифри 10^{27} т. Обчислення Еддінгтона показують, що коли маса будьякої зорі перевищує 10^{28} т, тиск радіації починає переважати над газовим тиском, і така зоря при наявності навіть слабкого обертання стає нестійкою і розривається. З цього погляду маса зір відповідно до спостережень повинна бути „стандартною“.

§ 595. **Випромінювання зір.** Тривалість існування зір обчислюється більйонами (10^{12}) років¹⁾. Старі погляди, що базуються на походженні енергії випромінювання Сонця й зір коштом стиску або падання тіл на їх поверхню, не можуть пояснити величезного віку цих світл.

З другого боку, поверхня зорі значно холодніша за її внутрішні області. В той самий час енергія, підведена до зорі яким завгодно способом ззовні, повинна майже цілком випромінюватися назад, бо градієнт температури перешкоджає проникненню тепла всередину. А тому за словами Еддінгтона: „...в самій зорі повинна бути захована енергія, яка підтримує її існування“.

Енергія, випромінювана зорями за кожну секунду, дуже велика. Виходячи з енергетичного еквівалента маси, легко обчислити, що Сонце втрачає, в наслідок випромінювання, 4 000 000 т своєї маси за одну секунду ($130 \cdot 10^{12}$ т за рік). Сонце ж своєю випромінювальною здатністю стоїть далеко не на першому місці.

Таким чином, маса зір виявляється зв'язаною з їх віком. Разом з тим надзвичайно характерно, що питоме променювання на 1 г маси теж зв'язане з віком.

Джінс характеризує це так:

...якась скуність підкрадається до зір під час їх дряхлості; поки в них досить маси, вони витрачають її надзвичайно щедро, але коли запас її вичерпається, вони помітно скорочують свій видатковий бюджет. Пісок біжить повільно в піщаному годиннику, коли йому залишилося вже мало тексти²⁾.

Два згадані факти дають основні особливості випромінювання зір:

- 1) з часом маса зір прогресивно зменшується в наслідок випромінювання³⁾;
- 2) інтенсивність випромінювання при цьому слабне.

§ 596. **Джерела зоряної енергії.** Величезна інтенсивність випромінювання зір, зв'язана з великою витратою маси, вказує на те, що енергія, яка бере участь у процесі, надзвичайно велика для того, щоб виникнення радіації відбувалося звичайним для нас шляхом. З другого боку, наявність проникаючого променювання дуже великої частоти може, за поглядами

¹⁾ Вік Землі, визначений за вмістом продуктів радіоактивного розпаду, 10^9 років.

Шкаво підзначити метод Сірса для визначення віку зоряної системи. Сірс показав, що кінетична енергія всіх зір майже однакова. Розглядаючи сукупність зір як газ, в якому енергія рівномірно розподілена по степенях вільності, Сірс обчислив час, потрібний системі для встановлення рівномірного розподілу. Одержану ним у погодженні з іншими методами величину наведено в тексті.

²⁾ Беручи до уваги прогресивний характер випромінювання зір, Джінс обчислив, скільки часу тому Сонце мало б таку саму масу, як найбільша з зір. Він дістав $8 \cdot 10^{12}$ років, а це добре збігається з наведеною вище величиною для віку зір.

³⁾ Показано, що убуток маси зір в наслідок вивосу речовини надзвичайно малий порівняно із втратами в наслідок випромінювання.

Міллікена, служити ознакою того, що елементарні акти випромінювання, які відбуваються в світовому просторі, зв'язані з виділенням таких потужних квантів, які можуть з'являтися тільки при субатомних процесах. Цими останніми можуть бути:

- 1) радіоактивне перетворення складних елементів на прості,
- 2) утворення складних елементів з простих і
- 3) перетворення частинок речовини на кванти радіації.

Щодо перших двох процесів, то енергія, виділювана під час їх перебігу, не може пояснити тривалого існування зір: при перетворенні урану на свинець тільки $\frac{1}{4000}$ маси переходить у променювання; при утворенні атома гелію з чотирьох атомів водню виділяється енергія, яка відповідає $\frac{1}{130}$ маси гелію.

Якби випромінювання відбувалося коштом перетворення частинок речовини на кванти радіації, то тривалість існування Сонця не перевищувала б 100 000 000 000 років.

Достатнім виявляється лише припущення про повне перетворення маси центральних частин зір на масу квантів випромінювання. Випромінювання, що при цьому виникає, повинне мати частоту того ж порядку, як і космічні промені. Проте, це випромінювання не може вийти на поверхню зорі. Многократно увібрані й вторинно випромінені кванти поступово втрачають свою потужність, так само як це спостерігаємо в явищі Комптона (§ 568), і зоря випромінює в простір головним чином видиме світло, яке відповідає її поверхневій температурі.

Механізм перетворення частинок речовини зорі в кванти променювання значною мірою ще невідомий. Наприклад, Еддінгтон припускає, що протягом першої стадії свого розвитку зоря існує коштом „недовговічного“ запасу енергії, яка виділяється, наприклад, при утворенні елементів, коли її центральна температура не досягає „критичної“ (40 000 000°). Після цього починається процес, який веде до повного перетворення частинок речовини на кванти. Джінс висуває другу гіпотезу, згідно з якою на радіоактивно самовільно перетворюються тільки важкі атоми (з атомною вагою більшою, ніж урану), найбільш „схильні“ до такого перетворення.

По суті ми ще не знаємо тих процесів, при яких звільняються величезні кількості енергії, що фігурують в усіх явищах космічної фізики. Не викликає сумніву, що ці процеси зв'язані якнайглибше з будовою матерії, зокрема з будовою атомних ядер.

Зіставляючи погляди, висловлені різними авторами про природу космічних явищ, ми розрізняємо два основні напрями. Яскравим представником і до деякої міри лідером одного з них є Джінс.

Спирючись на свою теорію зоряної еволюції, Джінс бачить у всесвіті систему, елементи якої поступово деградують від складних до простих. Це перетворення, на думку Джінса, і дає світові енергію, необхідну для його існування. З цього погляду час неухильно тягне світ до смерті, як сила тяжіння вирівнює горби на Землі. За Джінсом еволюція всесвіту — необоротний процес.

Аж ніяк не можна вважати цей погляд прийнятним. Усе свідчить про те, що елементарні явища природи — оборотні. Кілька років тому Міллікен і Камерон у зв'язку з їх поглядами на природу космічних променів запропонували, що кванти випромінювання можуть перетворюватися в протони й електрони в далеких глибинах простору, де панують нульова температура і густина. Тепер аналогічний процес, так само як і зворотний йому (досліди Тібо, § 593), спостерігають у земних лабораторіях.

Нема ніякої підстави припускати в еволюції всесвіту будьякий „початок“ або „кінець“.

Найважливіші фізичні сталі.

Гравітаційна стала G	$6,66 \cdot 10^{-8}$ дин \cdot см ² \cdot г ⁻²
Прискорення сили тяжіння g на широті 45°	980,665 см \cdot сек ⁻²
Абсолютний нуль температури	-273,2° С
Об'єм грамомолекули ідеального газу	22 414 см ³ \cdot моль ⁻¹
Універсальна газова стала R	1,987 кал \cdot град ⁻¹ \cdot моль ⁻¹ = = 8,315 \cdot 10 ⁷ ерг \cdot град ⁻¹ \cdot моль ⁻¹
Число Авогадро N_{Av}	6,06 \cdot 10 ²³
Число Лошмідта N_L	2,70 \cdot 10 ²⁹
Елементарний електричний заряд e	4,774 \cdot 10 ⁻¹⁰ CGSE = 1,598 \cdot 10 ⁻¹⁹ кулон
Питомий заряд електрона $\frac{e}{m_0}$	5,305 \cdot 10 ¹⁷ CGSE \cdot г ⁻¹
Заряд Фарадея	96 500 кулон \cdot моль ⁻¹
Швидкість світла у вакуумі c	2,99860 \cdot 10 ¹⁰ см \cdot сек ⁻¹
Стала Больцмана k	1,375 \cdot 10 ⁻¹⁶ ерг \cdot град ⁻¹
Стала Рідберга K	3,290364 \cdot 10 ¹⁵ сек ⁻¹ = $c \cdot 1,097 \cdot 10^5$ см ⁻¹
Стала Стефана — Больцмана σ	5,767 \cdot 10 ⁻¹² ват \cdot см ⁻² град ⁻⁴
Планкова стала дії h	6,554 \cdot 10 ⁻²⁷ ерг \cdot сек
Стала змщення Віна $\lambda_m T$	0,2885 см \cdot град
Радіус першої водневої орбіти електрона за Бором	0,5305 \cdot 10 ⁻⁸ см
Енергія $\frac{3}{2} kT$ молекули ідеального газу при абсолютній температурі T	2,063 \cdot 10 ⁻¹⁶ $\cdot T$ ергов
Енергія електрона, що пролетів через поле різниці потенціалів V вольтів	1,598 \cdot 10 ⁻¹² $\cdot V$ ергов
Швидкість електрона, що пролетів через поле різниці потенціалів V вольтів	5,94 \cdot 10 ⁷ \sqrt{V} см \cdot сек ⁻¹
Енергія кванта світла з частотою ν	6,554 \cdot 10 ⁻²⁷ $\cdot \nu$ ергов
Енергія кванта світла з хвильовим числом N	1,966 \cdot 10 ⁻¹⁶ $\cdot N$ ергов
Енергія $m_p c^2$ водневого атома (протона)	1,502 \cdot 10 ⁻³ ергов
Енергія $m_e c^2$ електрона	0,8143 \cdot 10 ⁻⁶ ергов
Маса електрона в спокої	0,9048 \cdot 10 ⁻²⁷ г
Маса водневого атома (протона)	1,669 \cdot 10 ⁻²⁴ г
Маса атома з атомною вагою A	$A \cdot 1,656 \cdot 10^{-24}$ г
Маса кванта світла з частотою ν	0,7282 \cdot 10 ⁻¹⁷ $\cdot \nu$ г
Маса кванта світла з хвильовим числом N	2,185 \cdot 10 ⁻³⁷ $\cdot N$ г
Маса кванта світла з довжиною хвилі λ	2,185 \cdot 10 ⁻³⁷ $\cdot \lambda^{-1}$ г

ІМЕННИЙ ПОКАЖЧИК.

- Абрагам 444.
 Авогадро 189.
 Ампер 61, 347, 352.
 Андерсон 693.
 Аристотель 1.
 Аррентус 414.
 Арсонвал 362.
 Архімед 102.
 Астон 427, 686.
 Афанасьєва - Ерешфест Т. А. 257.
 Бальмер 632.
 Баркгаузен 489.
 Баркла 600.
 Барлоу 365.
 Бачинський А. І. 229.
 Беккер 690.
 Бернулі Даниїл 221.
 Бернулі Іоганн 60.
 Берцеліус 413.
 Бессель 28.
 Біо 351.
 Благоден 415.
 Блекст 690, 692, 693.
 Боє 207, 256.
 Бойль 117, 189.
 Больцман 208, 273, 286.
 Боненбергер 89.
 Бор 630, 636, 663.
 Боте 690.
 Бошкова 621.
 Брає 606.
 Браун 179.
 Брінель 148.
 Бройль 665.
 Бронштейн 688.
 Бруно 2.
 Брегг 572, 600.
 Брюстер 577.
 Бухерер 445.
 Ванілов С. І. 581.
 Вайбель 440.
 Ван-дер-Ваальс 197.
 Ван-Лаар 415.
 Вант-Гофф 246, 415.
 Відеман 424.
 Вільсон 623.
 Він 211, 427.
 Галілей 2, 13, 19, 60.
 Гамільтон 27.
 Гамов Г. А. 696.
 Гаркінс 690.
 Гаудсміт 647.
 Гаусс 27, 326.
 Ге - Люсак 189.
 Гегель 252.
 Гейгер 623, 625, 679.
 Гейзенберг 619, 650, 654.
 Гельмгольц 290, 418, 507.
 Генрі 247.
 Герке 428, 559.
 Гери 27, 325, 420, 532.
 Герц Г. 651.
 Гейфнер 368, 605.
 Гіббс 290.
 Гіри 267.
 Гольдшміт 602.
 Гольдштейн 420, 427.
 Гонкінсон 355.
 Грамм 368.
 Гротгус 413, 460.
 Грюнейзен 207.
 Гук 136.
 Гюйгенс 20, 561.
 Дальтон 187.
 Даниель 413, 466.
 Дебай 206, 462, 602.
 Деві 413.
 Девіссон 664.
 Декарт 2, 13.
 Деландр 658.
 Демокріт 1.
 Делре 362.
 Джермер 654.
 Джинс 635, 698.
 Джоуль 267.
 Діазель 299.
 Дірак 696.
 Допплер 536.
 Друде 428, 632.
 Дюгем 257.
 Дюлон 206, 297.
 Дюуайє 186.
 Дьюар 204.
 Едлінгтон 697.
 Едсон 610.
 Едсер 184.
 Ейкен 248.
 Ейлер 121.
 Ейнштейн 16, 206, 207, 256, 438, 444, 662.
 Енгельс 3, 5, 50.
 Ендриос 201.
 Еортеєм 688.
 Еренгафт 434.
 Ерстед 347.
 Етвеш 28.
 Жамен 558.
 Жоло 694.
 Жоллі 13.
 Жуковський 126.
 Зееман 653.
 Зіаентонф 575.
 Зоммерфельд 429, 619.
 Ільїн Б. В. 248.
 Іоффе А. Ф. 148.
 Камарон 692, 699.
 Кант 2.
 Капіца П. Л. 358.
 Каплан 113.
 Каратеодорі 257.
 Карно 273, 276.
 Кауфман 445.
 Кевандіш 12.
 Кельвін 257, 267, 273, 338, 621.
 Кеплер 2.
 Керр 502, 526, 585.
 Кертіс 307.
 Кесом 204.
 Кірхгоф 213, 342, 634.
 Клапейрон 190, 291.
 Клаузіус 257, 273, 278, 291, 413.
 Кіппінг 600.
 Коккрофт 690.
 Кольбе 312.
 Кольрауш 413.
 Комптон 661, 692.
 Копернік 2.
 Копп 206, 415.
 Коссель 455.
 Коші 61.
 Крукс 184, 418, 624.
 Крилов А. Н. 31.
 Кузідж 436.
 Кулон 53, 55, 310, 319.
 Кюри І. 694.
 Лаваль 168.
 Лагранж 27, 61.
 Ладінгін 610.
 Лайман 639.
 Ламберт 598.
 Лангмюір 248, 433, 611.
 Ландсберґ Г. С. 659.

- Лангс 234, 515.
 Лауе 600.
 Лаванні 446.
 Лекард 662.
 Ленін В. І. 3, 5.
 Ленц 373.
 Лесаж 621.
 Лефлаер 304.
 Лішці С. Я. 529.
 Ліанталь 128.
 Лібенфельд 436.
 Ліпман 560.
 Лоренц 428, 444, 632, 653.
 Лошмідт 223.
 Луммер 558.
 Людєрс 146.
 Люммер 257, 607, 613.

 Магнус 455.
 Майєр 622.
 Майєр Р. 268.
 Майкельсон 20, 444, 534, 557, 571.
 Максвелл 2, 181, 194, 220, 221, 325, 337, 386, 532.
 Мандельштам Л. І. 659.
 Маркс К. 3.
 Марсден 623, 625.
 Мах 3.
 Мейсснер 492.
 Менделєєв Д. І. 297.
 Мертон 688.
 Міллер 444.
 Міллікен 423, 434, 692, 699.
 Міхельсон В. А. 308.
 Мозелей 628.
 Моллер 652, 653.
 Моос 148.
 Морлей 444.

 Нейман 206, 445.
 Нернст 206, 250, 292.
 Ніпков 502.
 Ньютон 2, 10, 13, 15, 25, 35, 99, 215, 532.

 Обрі 93.
 Оксфорд 692, 693.
 Ом 340.
 Опнес Камерлінг 204, 384.

 Оствальд 273, 449.
 Отто 298.

 Парсонс 307.
 Паскаль 100.
 Паулі 649.
 Пельтон 114.
 Пельтє 431.
 Перрен 420.
 Петров Н. П. 57.
 Пікар 121.
 Пісте 204.
 Піто 108.
 Плавк 210, 634, 635.
 Плато 230.
 Полані 248.
 Прандтль 128.
 Прі 206.
 Пуазель 227.
 Пуассон 61, 138, 268, 282, 565.
 Пуль 688.
 Пфефер 414.

 Раман 659.
 Рауль 245, 415.
 Ребіндер П. А. 149, 239.
 Резерфорд 424, 623, 625, 679, 690, 694, 696.
 Рейнольдс 125.
 Релей 573, 635.
 Ремер 533.
 Ренкін 303.
 Рентген 436.
 Ріттер 413.
 Рітц 632.
 Ріхарц 13.
 Річардсон 433.
 Рупп 654.
 Рюдорф 415.

 Савар 351.
 Селяков 603.
 Семенченко В. К. 462.
 Сіменс 368, 378.
 Сірс 698.
 Спрінг 225.
 Стефан 208.
 Стокс 124.
 Стовер 640.

 Тарасов В. В. 249.
 Тібо 696.
 Торічеллі 113.
 Томсон Г. П. 654.
 Томсон Дж. 422, 424, 427, 622, 684.

 Ульбріхт 607.
 Уолтон 690.

 Фабрі 558.
 Фарадей 2, 315, 325, 337, 370, 375, 413, 418.
 Фанс 684.
 Ферма 546.
 Фермі 207, 256, 429.
 Фессель 91.
 Фізо 20, 534.
 Фік 224.
 Франк 651.
 Франклін 2.
 Френель 20, 532, 543, 553, 561, 562.
 Френсіс 113.
 Фрідріх 600.
 Фуко 18, 534.
 Фур'є 61.
 Фут 653.

 Харкінс 688.
 Хвольсон О. Д. 619, 696.
 Хінсайд 494.
 Хітторф 413.
 Хола 365.
 Хрістіансен 634.
 Хуайт 672.

 Чадвік 690, 693.
 Чанлігін 128.
 Чепмен 221, 688.

 Шеррер 602.
 Шоткі 432.
 Шредінгер 619, 665.
 Штарк 427, 655.
 Штері 186.

 Юленбек 647.
 Юнг 137.

 Якобі 27.

ПРЕДМЕТНИЙ ПОКАЖЧИК.

- Аберация астрономічна 535.
 * сферична 544—546.
 * дромітична 596.
- Абсолютна температура 190, 255, 256—257.
 Абсолютний нуль температури 193.
 Абсолютно чорне тіло 209—210.
 Абсорбція газів 246—247.
 * стала 597.
- Авогадро закон 189.
 Агностичизм 2.
 Адаптор 327.
- Адіабати процес 265, 270—271, 292.
 Адсорбція 247—249.
 Аеродинаміка 129—134.
 Аеродинамічна труба 125—126.
 Аерозоль 126—132.
 Аеростат 129—131.
 Аеростатика 117—121.
 Активна вимірність 471—472.
 Активний струм 399.
 Акумулятор гальванічний 103.
 Акумулятори електрохімічні 468—469.
 Акустика 394—397.
 Акустичний спів середовища 519.
 Акустичні слухачі 507—508.
 Алюмінієвий процес 257.
- Ампер 398.
 Ампера формула 392.
 Ампер-години 398.
- Амплітуда коливань і напруги струму 394, 400—401.
 Амплітуда змусовані коливань 165.
 * коливаючого руху 155.
 * напруги 149.
- Ампліметр 120.
 Анероїд 120.
 Англізаци електроліта 696.
 Анізотропія 120.
 Антони 413.
 Анодне проміння 425—428.
 Антена 479—482, 496.
 Антиелектроні 414.
 Архімедів закон 392.
 Асинхронний мотор 410—411.
 Атмосфера 117, 118—119.
 Атома будова 639—640.
 Атомні фотони 629—639.
 Атомні ядра 633.
- Балонет 121.
 Бальмера—Рідберга стала 639.
 Бальмера—Рітца формула 632, 638.
 Барометри 119—120.
 Барометрична формула 117—118.
 Бел 595.
- Бернуллі рівняння 106—108, 121.
 Бікварці 587.
 Бінокль 551, 552.
 Біо і Савара закон 351—352.
 Блоки 66—69.
 Бойля—Маріотта закон 117.
 Больцмана закон розподілу (e -положення) 221, 286.
 Больцмана стала 193, 287.
 Борівська теорія будови атома 636—644.
 Браунів рух 179.
 Брегга формула 572.
 Бройля постулати 665.
 Буферні розчини 454.
- Вага 6—7, 10—12.
 * (виграш на вазі* при піднятті з прискоренням) 40.
 * („втрата на вазі* при паданні з прискоренням) 37.
 * (залежність від висоти місцевості) 7, 12.
 * (залежність від географічної широти) 38—39.
- Вагомість газів 188.
 Ван-дер-Ваальса рівняння 197—198, 258.
 Вебер 350.
 Вебера—Фехнера закон 505.
 Векторна діаграма 398—399.
 Величина струму 339, 348—349.
 Випаровування 198, 240—242.
 Випаровування кінетика 240—242.
 Випромінювальна здатність 213.
 Випромінювання 208—213.
 Виродження газів 207, 429.
 Висолювання 236.
 Витривалості границя 149.
 Вихор 122—123.
 Вихри в електромагнітному полі 390.
 Вихрова пелена 126.
 Вібратори внутрішньостомові 632—634.
 Відемана—Франца закон 428.
 Відносність руху 19, 20.
 Відносності принцип Галілея 19—20.
 * принцип Ейнштейна 20—21.
 Відповідності принцип 643, 663.
 Відцентрова сила 40—42.
 Вільна енергія 288.
 Вільна енергія поверхні 231—233.
 Вільні осі 88—89.
 Вільсона камера 624.
 Віна закон зміщення 211.
 Внутрішня енергія 181, 194, 197, 205, 261—262, 267.
 Водяний показник 472.
 Вольт 331.

- Вольтаж 339.
 Вольтова дуга 613.
 Вольтфардей 434.
 Втома металів 149.
 Вухо 506 — 507.
 Вязкість 98 — 99, 124, 226 — 229.
 Газова стала 190 — 192.
 Газосвітні лампи 616 — 617.
 Галілеєва труба 551.
 Гальванічні елементи 464 — 467, 469 — 470.
 Гальванометри 361 — 363.
 Гармонічні коливання 154 — 156, 177 — 178.
 Гаус 328.
 Гвинт 71 — 73, 130 — 132.
 Гейгера лічильник 625.
 Генезаологічні ради 682.
 Генератор високої частоти 484, 493 — 494.
 * ламповий 491 — 493.
 * струму 375 — 377, 391 — 393, 406 — 408.
 Генрі 380.
 Генрі закон абсорбції газів 247.
 Геометричне додавання і віднімання 22 — 24.
 Гейфера свічка 605.
 Гіббса — Гельмгольца рівняння 289 — 290.
 Гідралаційний акумулятор 103.
 * прес 102.
 Гідралаційні силові установки 111 — 112.
 Гідратція 448.
 Гідродинаміка 104 — 116.
 Гідроксоній 448, 460.
 Гідроліз 454.
 Гідростатика 97 — 103.
 Прокомпас 93.
 Гіроскоп 89 — 93.
 Гістерезис 358 — 361.
 Гопкінсона формула 355, 383.
 Гравітаційна стала 11, 12 — 13.
 Градієнт 99, 386.
 Грамоль 189, 254.
 Границі пружності, текучості і міцності 146, 151.
 Границя антривалості 149.
 Грати дифракційні 567 — 572.
 * кристалічні 180, 600.
 Групова швидкість хвилі 176 — 177.
 Гучність звука 505, 506.
 Гучномовці 521 — 523.
 Грюнейзена закон 207.
 Гука закон 136.
 Гюйгенса принципи 561.
 Дальтона закон 187 — 188.
 Двигун тепловий 297 — 307.
 Двигуни внутрішнього згорання 298 — 303.
 Дебана закон кубів 206.
 Дезінтеграція атомного ядра 689.
 Детектор 509 — 501.
 Дефект маси 695 — 696.
 Деформації 135 — 149.
 * згину 141 — 143.
 * зсуву 138 — 139.
 * кручення 144.
 * розтягу 137 — 138, 146 — 147.
 Децибел 505.
 Джоулева теплота 345, 366.
 Джоуля закон 267, 344 — 345.
 Джоуль 50, 332.
 Дзеркало сферичне 538 — 539.
 Дзеркало Френеля 553 — 554.
 Дивергенція 387.
 Динаміка газів 121 — 134.
 * рідин 104 — 116.
 * твердих тіл 76 — 96.
 Динамомашини 377 — 378.
 Диполь 315.
 Диржабаль 133 — 134.
 Диск Ніпкова 502.
 Дисоціація електролітична 240, 414 — 416, 447 — 453.
 Дисоціація термічна 239 — 240.
 Дисперсія світла 592 — 596.
 Дифракційні ґрати 567 — 572.
 Дифракція 560 — 567.
 Дифракція електронів 664 — 665.
 Дифузія 180, 223 — 225.
 Діаграма векторна 398 — 399.
 Діаграма розтягу 145 — 147.
 Діамагнетизм 321.
 Діелектриків поляризація 315 — 316.
 Діелектрична стала 317.
 Дієла цика 299.
 Діоптрія 543.
 Довжина хвилі 114, 170.
 Довжини хвилі електромагнітних 680.
 Допплера явище 536 — 538.
 Дуга полуам'яна 616.
 Дюлона і Пті закон 205 — 206.
 Ейлера парадокс 121 — 122.
 Ейнштейна закон еквівалентності маси і енергії 695.
 Ейнштейна закон фотохімічних реакцій 662.
 Еквівалент світловий 608.
 * тепловий 259.
 Еквіваленти електрохімічні 458 — 459.
 Еквівалентна електропровідність 461.
 Еквівалентність тепла і роботи 259, 275.
 Ексцентриситет ваговий 168.
 Електричний вігер 313.
 * захист 314 — 315.
 * заряд 310.
 * потенціал 328, 331, 339, 342, 386.
 * резонанс 401 — 402, 482 — 484.
 * розряд 417, 424 — 426.
 Електричні лампи 610 — 612.
 Електроакустика 521 — 527.
 Електродинаміка 339 — 412.
 Електродні потенціали 463, 466 — 467.
 Електроємність 332 — 333.
 Електроліз 413 — 414, 447 — 458, 462 — 463.
 Електролітична пружність розчинення 463 — 464.
 Електромагніти 353 — 355, 370, 383, 397.
 Електромагнітна індукція 370 — 375.
 Електромагнітне поле 346, 373 — 374, 381, 386 — 391, 477 — 479.
 Електрометри 312.
 Електромотора потужність 368.
 Електрони 417 — 418, 422 — 423, 434 — 435, 440 — 446.
 Електронна фізика 413 — 446.
 * хмара атома 666, 669 — 673.
 Електронний мікроскоп 423 — 424.
 Електронні лампи 484 — 491.
 Електропровідність 339 — 341, 384, 428 — 429.
 * газів 424 — 425.
 * еквівалентна 461.
 * йонна 417, 459 — 462.

- Електрорушійна сила 339, 343, 367, 375, 380, 385, 389, 466.
 Електрорушійна сила самоіндукції 380.
 Електроскопи 311.
 • для α -, β -, γ -променів 677—678.
 Електростатика 310—317, 322—338.
 Електростатична індукція 313—314.
 Електрохімічна поляризація 467—468.
 Електрохімічні еквіваленти 458—459.
 Електролізис 447—474.
 Елементи гальванічні 464—467, 469—470.
 • звичайні (періодична система) 628, 629.
 Елерона 129.
 Енергія 49—50.
 • звичайна 231—232, 288.
 • внутрішня 191, 194—197, 205, 261—262, 267.
 Енергія деформованого тіла 144—145.
 • електрична 334—338.
 • електромагнітна 378—383, 476—477.
 • звичайна 515—516.
 • зв'язана 288.
 • кінетична 51—52.
 • • обертових мас 84—85.
 • • текучої рідини 111.
 • кінетичної системи 162—163.
 • молекулярно-кінетична 189—190, 193—194, 656.
 Енергія молекулярного взаємодіяння 196, 221—222.
 Енергія поверхні 231—233.
 • потенціалу 52—55.
 • пружності 208—213.
 • звичайна 162—163.
 Енергій закон зберігання 49, 250, 261, 264.
 • збереження (другий принцип термодинаміки) 250, 273—274.
 Ентропія 280, 277—281, 284—287, 292—293.
 Ерстед 221.
 Ефекти (див. також звичайні) Іоффе 148—149.
 • Керра 385.
 • Релея 149.
 Ешлон 371.
 Ємнісний шар 396.
 Ємність єлектрична 332.
 Жаккан інтерферометр 558.
 Закон (див. також формула, рівняння):
 • Ампера 189.
 • Архімеда 102.
 • Біо і Савара 351—352.
 • Бойля — Маріотта 117.
 • Больцмана (e -положення) 221.
 • Бойля — Феллера 505.
 • Вальмана — Франца 428.
 • Вана (зміщення) 211.
 • Генрі абсорбції газів 247.
 • Гравесінга 207.
 • Гука 136.
 • Дальтона 187—188.
 • Дебая 206.
 • Джоуля 267.
 • Джоуля виділення тепла струмом 344—345.
 • Дюлонга і Піті 205—206.
 • Ейнштейна (еквівалентності маси і енергії) 695.
 • Ейнштейна (фотохімічних реакцій) 662.
 Закон зберігання маси 49, 697.
 • • енергії 49, 250, 261, 264.
 • • кількості руху 45—46.
 • • моменту кількості руху 83—84.
 Закон Кірхгофа (вибірною вбирання) 212—213.
 Закон Кірхгофа (електричного струму) 342—344, 355.
 Закон Кулона взаємодіяння електричних зарядів 310, 317.
 Закон Кулона взаємодіяння магнітних полюсів 319, 320—321.
 Закон Кулона тертя 55—56.
 • Ламберта абсорбції газів 598.
 • Максвелла рівномірного розподілу енергії по степенях вільності 194.
 Закон Максвелла (розподілу молекулярних швидкостей) 181—182.
 Закон Неймана — Коппа 205.
 • Нернста 291—293.
 • Ньютона (інерції) 13, 15.
 • • (охолодження) 215.
 • • (рівності діяння і протидіяння) 35—36.
 Закон Ньютона (сили) 25, 29.
 • • (тертя внутрішнього) 99.
 • • (тяжіння) 10.
 • Ома 339—341, 355, 401, 462.
 • Оствальда (дисоціації) 449—450.
 • Паскаля 100.
 • Плавка 210—212.
 • Стефана — Больцмана (випромінювання) 208—209, 211, 214.
 Закон Стефана — Больцмана (охолодження) 214—215.
 Закон Стокса (руху у в'язкому середовищі) 124.
 Закон Стокса (флюоресценції) 661.
 • Фарадея (електролізу) 414.
 • • (індукції) 374—375, 380.
 • Фаянса (зміщення радіоактивних елементів) 684.
 Закон Фіка (дифузії) 224.
 • Фур'є (теплопровідності) 216.
 Затухаючі коливання 163—164, 166—167.
 Захист електричний 314—315.
 Захована теплота паротворення 199.
 Звук 504—531.
 • (вбирання звука) 528—529.
 • (випромінювання звука) 518—521.
 • (запис звука) 524—527.
 Зв'язки 60.
 Земана явище 653.
 Зельмейєра формула 594.
 Земля, добове обертання 38.
 • радіус 39.
 Змінний струм 375, 393—412, 484.
 Змочуваність 237.
 Змушені коливання 164—165.
 Зони Френеля 562—564.
 Зоряний інтерферометр 575—576.
 Зсув 138—139.
 Зсуву модуль 139, 141, 151.

- Ідеальна рідина 100.
 Ізобарні процеси 199, 265.
 Ізоентропійні процеси 266, 292.
 Ізотерма адсорбції 249.
 Ізотермічні процеси 190, 199, 201, 265, 271, 287 — 291.
 Ізотопи 658, 683, 688.
 Ізотопія 684 — 685.
 Ізохорні процеси 265.
 Індикатор 301.
 Індуктивність 380.
 Індукції лінії 327 — 328.
 Індукції потік 328.
 Індукція електромагнітна 370 — 375.
 • електростатична 313 — 314.
 Інерціальна система 16 — 18.
 Інерційний момент 77, 81 — 82, 85 — 87.
 Інерція 13, 16 — 18.
 Інжектор 109.
 Інтерференція 173 — 174, 553 — 560, 581 — 583.
 Інтерферометр Жамена 558.
 • зоряний 575 — 576.
 • Майкельсона 557.
 • Фабрі і Перо 558.
 Іони 313, 413 — 417, 447 — 456.
 • радіуси їх 450.
 Іонізація газів 424.

 Калорія 258 — 259.
 Камера Вільсона 623 — 624.
 Каналове проміння 427.
 Капілярність 234 — 235.
 Карбюратор 110.
 Карданів підвіс 89.
 Карно цикл 276 — 277, 303.
 Катіон 413.
 Катодний осцилограф 423.
 Каустика 539.
 Кванти 208, 635, 652.
 Квантові числа азимутальні 645, 648.
 • головні 638, 640, 668.
 • радіальні 644.
 Кельвіна теорія будови атома 621 — 623.
 Кенотрон 437.
 Келлерова труба 551.
 Кера (ротор) 390.
 Керра конденсатор 526.
 Кислотність активна 471 — 472.
 Кількість руху 22, 25, 33, 34, 45 — 46, 47.
 Кількість руху (закон збереження) 45 — 46.
 Кільця Ньютона 556.
 Кінетика випаровування 240 — 242.
 Кінетична теорія газів 179 — 189, 194 — 197, 218 — 230, 240.
 Кірхгофа закон вибірного вбирання 212 — 213.
 Кірхгофа закон електричного струму 342 — 343, 355.
 Клайперона рівняння 189 — 193, 246, 258, 267.
 Клапейрона — Клаудіуса рівняння 290 — 291.
 Клин 70 — 71.
 Клин прорефраційний 599, 615.
 Когерентність 174, 552, 581.
 Коерцитивна сила 360.
 Коефіцієнт абсорбції газів 247.
 • вбирання звука 529.
 • вбирання світла 598.
 • вертикальної сили 157.
 • видимості 604.
 Коефіцієнт відновлення 93.
 • в'язкості 99, 226 — 227.
 • дифузії 224.
 • корисної дії (див. нижче к. к. д.).
 • опору під час руху тіла у в'язкому середовищі 125.
 Коефіцієнт потужності електричного кола (cos φ) 402 — 403, 411.
 Коефіцієнт променезбирання 212.
 • Пуассона 138, 141.
 • самоіндукції 379 — 380, 383.
 • стисливості 152 — 153.
 • тепловбирання 214.
 • теплового розширення 207.
 • теплопровідності 216 — 217.
 • тертя 56 — 57.
 К. к. д. генераторів струму 392.
 • гідравлічних установок 112.
 • двигунів внутрішнього згорання 300 — 301.
 К. к. д. парових машин 303 — 305.
 • простих машин 68.
 • світлових джерел 608, 612, 615.
 • термодинамічних циклів 276.
 • циклу Дізеля 299.
 • циклу Карно 276, 303.
 • циклу Отто 299.
 Колектор 370, 377.
 Коливання гармонічні 154 — 156, 177.
 • електричні 401, 477 — 484.
 • затухаючі 163 — 164, 167.
 • звукові 504, 510.
 • змушені 164 — 165.
 • комбінаційні 510.
 • крутильні 158 — 159, 169.
 • м'язника 158 — 159.
 • світлові 552, 561, 593, 633.
 Колова швидкість 77 — 78.
 Колове прискорення 78 — 79.
 Компенсатор оптичний 585.
 Компенсація термодинамічна 274 — 275.
 Комптона явище 660 — 661.
 Конвекція 217.
 Конденсатор електричний 333 — 334, 395 — 397.
 Конденсатор Керра 526.
 • паровий 298.
 Конденсація газів 203 — 205.
 Конденсор 551.
 Контактний потенціал 430.
 Корабля плавучість 103 — 104.
 • стійкість 103 — 104.
 Корозія 472 — 474.
 Космогонічні проблеми 697 — 699.
 Крайовий кут 237.
 Кристалічні ґрати 180 — 181, 600.
 Критична швидкість вала, що обертається, 167 — 169.
 Критичний стан 200.
 Кружск спітарископ 624.
 Крутильні коливання 158 — 159, 169.
 • терези 12, 311.
 Кручення 144.
 Кулон 311.
 Кулона закон взаємодіяння електричних зарядів 310, 317.
 Кулона закон магнітних полюсів 319, 320 — 321.
 Кулона закон тертя 55 — 56.
 Кутлова частота 156.

- Кутова швидкість 77 — 79.
 Кутове прискорення 77 — 79.
 Кут крайовий 237.
 • тета 39 — 70.
 Ламберт 605.
 Ламберта закон 598.
 Ламінарне течиння 104 — 105.
 Лампа газосвітлі 616 — 618.
 • електричні 610 — 612.
 • електронні 484 — 491.
 Ламповий генератор 484, 491 — 493.
 Лангмюірський процес 257.
 • частота 236.
 Лапласа формула 233 — 234.
 Лангмюірський потенціал 128.
 Лампа 541 — 543.
 Лампа вакуумна 327.
 • Лангмюір 146, 147.
 • скляна 323 — 325, 330 — 331, 345 — 346, 353, 373.
 Лампа лампа 104, 122.
 Лампа 126 — 132.
 Лангмюір Гейгера 625.
 Лангмюірський потенціал 122.
 Лангмюірський потенціал 559 — 560.
 Лангмюірський потенціал 146, 147.
 Лангмюірський потенціал 605.
 Лангмюірський потенціал 605.
 Математика 318 — 327, 358 — 361.
 • алгебраїчний 320, 360.
 Математика Бора 648.
 Математика вакуумна 354, 357.
 • інтеграція 320.
 Математичний аналіз 354.
 • аналіз 318.
 Математичні закони 318, 324.
 • закон лампи струму 345 — 346.
 Математичний закон 353, 385, 389.
 Матерія Р. рівняння 268.
 Математичний інтерферометр 557.
 Микрофонія 4, 251.
 Максвелл 328.
 Максвелл закон рівномірного розподілу енергії по степенях вільності 194.
 Максвелл закон розподілу молекулярних швидкостей 181 — 182.
 Максвелл рівняння електродинаміки 385 — 390.
 Максвелл 112.
 Мас-спектральний аналіз 686 — 688.
 Маса 6, 28, 440 — 445.
 Маса, закон збереження 49, 697.
 Маса дефект 685 — 686.
 Маса еквівалентна в розумінні обертавання 81.
 Матерія 4.
 Махізм 3.
 Машини парові 303 — 305.
 Маятник математичний 158.
 • фізичний 159 — 160.
 • Фуко 18 — 19.
 Метали, атома 149.
 • діаграма розтуту 145 — 147.
 • електропровідність 340, 428.
 • магнітні властивості 321 — 322, 358 — 361.
 Метали, механічні властивості 149 — 152.
 Метали, твердість 148 — 149.
 • явища наклепу 147.
 Металецентр 103 — 104.
 Метод розмірності 123.
 • статистичний 182, 218 — 221.
 Механіка 1 — 178.
 • хвильова 664 — 673.
 Механіцизм 4.
 Механічний еквівалент тепла 259.
 Мікроскоп 549 — 550.
 • електронний 423 — 424.
 Мікрофарад 333.
 Мікрофізика 251.
 Мікрофони 523 — 524.
 Міраж 547.
 Мирн, абсолютна і технічна системи 7 — 9.
 • величини струму 350.
 • електричної ємності 333.
 • електричного заряду 311, 350.
 • магнетизму 319.
 • МТС-система 10.
 • напруженості поля 323.
 • опору і провідності 340.
 • потенціала 331 — 332.
 • роботи, енергії і потужності 50 — 51.
 • самоіндукції 380.
 • світлові 504 — 605.
 • тиску 97 — 98.
 Міцність 146, 148, 151.
 • рідин 153.
 Модуляція 498.
 Модуль зсуву 139, 141, 151.
 • об'ємної пружності 137, 141, 152.
 • Юнга 137, 141, 151.
 Можливих переміщень принцип 60 — 61.
 Молекули, взаємодіяння їх 196, 221 — 222, 231-4.
 Молекули, дисоціація 239 — 240.
 • діаметр 184, 223.
 • довжина вільного пробігу 183, 223.
 Молекули, розподіл енергії по степенях вільності 194.
 Молекули, розподіл швидкостей 181 — 182.
 • число співударень 183, 223.
 • швидкості середні, середньоквадратичні, найімовірніші 182 — 183.
 Молекулярна фізика 179 — 205, 218 — 249.
 Молекулярний пучок 186.
 • тиск 196.
 Молялізація 449.
 Моль 189, 254.
 Момент інерції 77, 81 — 82, 85 — 87.
 • перерізу 142 — 143.
 • кількості руху 83 — 84.
 • кількості руху, закон збереження 83 — 84.
 Момент опору 142 — 143.
 • сили 61, 76.
 Монокристали 147.
 Мотор асинхронний 410 — 411.
 • синхронний 409 — 410, 411 — 412.
 Надпровідність 384.
 Наклеп 147.
 Намагнічування 320.
 Напряга поля 328 — 331.
 • пружних сил 135 — 136, 142.
 Напруженість поля 322, 352, 356 — 358.
 Насичена пара 198 — 201, 240 — 244.

- Насос водострумний 109.
 Неймана і Копна закон 205.
 Нейтрони 690—691.
 Нерста закон 291—293.
 Ніколь 580—581.
 Нішкова диск 502.
 Нормальні розчини 459.
 Нутация 91.
 Ньютона закони механіки 13, 15, 25—28,
 35—36.
 Ньютона закон внутрішнього тертя 99.
 • охолодження 215.
 • тяжіння 10.
 Ньютонові кільця 556.
 Обороти процеси 282.
 Одночасність (означення за Ейнштейном) 16.
 Оклюзія 247.
 Око 549.
 Ома закон 339—342, 355, 399, 462.
 Омо - сантиметр 340.
 Опір в'язкості 124.
 • електричний емісійний 397.
 • індуктивний 397.
 • омичний 340—341, 384.
 • лобовий 122.
 • матеріала 135—153.
 Оптична вісь 539, 542.
 • кристала 580.
 • пірометрії 613—615.
 • сила 543.
 • система 544.
 Оптичний шлях 547.
 Освітленість 605.
 Осі вільні 88—89.
 Осмос 245—246.
 Оствальда закон дисоціації 449—450.
 Осцилограф катодний 423.
 • струмний 5.6.
 Отто цикл 298—299.
 Охолодження закони 214—215.
 Паливо 295—297.
 Пара насичена 198—201, 240—244.
 Пара сил 62—63.
 Парадокс Ейлера 121—122.
 Парамагнетизм 321.
 Парова обгортка 305.
 Парові машини 303—305.
 • турбіни 305—307.
 Паротворення 198, 240—242.
 • захована теплота 199.
 Паскаля закон 100.
 Паулі принцип 649, 673.
 Пельтьє явище 431—432.
 Перегрів пари 305.
 Період коливальний 156.
 • маятника 158, 160.
 • крутильних коливальний 159.
 • радіоактивного пірометра 676, 684.
 Періодична система елементів 628, 629.
 Перпетуум мобіле 250—251.
 Питомий опір електроструму 340—341,
 384.
 Підймальна сила 120, 127.
 Підсилювачі високої частоти 497.
 • низької частоти 497—498.
 Пірометричний клин 599, 615.
 Пірометрія 613—615.
 Піто трубка 108.
 Плавуцять корабля 103—104.
 Планеризм 132—133.
 Планка закон спектрального складу випро-
 мінювання чорного тіла 210—212.
 Планка стала 208.
 Пластинка зон 565—566.
 • Луммера 559—560.
 Поверхневий натяг 230—231.
 Поверхнево-активні речовини 235—236.
 Подвійне променезаломлення 578—579.
 Поантрони 418, 693—694.
 Поле двох струмів 354, 373—374.
 • електричних зарядів 323—338.
 • колового струму 352—353.
 • магніта і струму 353—354, 373—374.
 • прямого струму 352.
 • силове 322—323, 386.
 Подіспасти 66—69.
 Подум'яна дуга 616.
 Полюси магнітні 318.
 Полярна Літентада 128.
 Поляризація діелектрика 315—316.
 • електрохімічна 467—468.
 • магнітна 320.
 • світла 576—592.
 Полярні речовини 316.
 Постулати Бора 636, 663.
 • де-Бройля 665.
 Потенціал електричний 328, 331, 339, 342,
 386.
 Потенціал контактний 430.
 Потенціали електродні 463, 466—467.
 Потік індукції 328.
 Потужність 50—51.
 • електромотора 368.
 Правила геометричного додавання і відні-
 мання 22—24.
 Правило для визначення напрямку гіроско-
 пічних сил 91.
 Правило Ленца для визначення напрямку
 індуктованих струмів 372—373.
 Правило лівої руки для визначення на-
 прямку руху струмонесучого провідника
 в магнітному полі 361.
 Правило штерліка для визначення напрямку
 магнітного поля струму 347.
 Прес гідравлічний 102.
 Прецесія 91.
 Призма 541, 592.
 Призми Ніколя 580—581.
 Принцип відносності Галілея 19—20.
 • Ейнштейна 20—21.
 • відповідності 643, 663.
 • Гюйгенса 561.
 • можливих переміщень 60—61.
 • Паулі 649, 673.
 • суперпозиції 173.
 • Ферма 546—549.
 Прискорення 24, 78—79.
 • колове 78—79.
 • сили тяжіння 29—30, 38—39.
 Провідність 339—341.
 • електронна 384, 428—429.
 • йонна 414, 417, 424—426, 455—
 458, 462.
 Проекційний апарат 551.
 Прожектор 540.
 Променезаломлення подвійне 678—679.
 Прометні аноди 426—428.
 • електричні 494—495.

- Промені каналові 427.
 • катодні 418 — 423.
 • космічні 691 — 692, 699.
 • радіоактивні 675 — 681.
 • рентгенові 436 — 438, 601 — 603, 628, 642, 680 — 681.
 Промені світлові 538 — 552, 566.
 Променяста енергія 208 — 213.
 Пропелер 130 — 132.
 Простір 14 — 15.
 Процес алюотермічний 257.
 • лангмюірівський 257.
 Процеси ізобарні 199, 265.
 • ізотропні 266, 292.
 • ізотермічні 190, 199, 201, 265, 271, 287 — 291.
 Процеси ізохорні 265.
 • необоротні 282 — 283.
 • нерівноважні 282 — 283.
 Пружини 145.
 Пружність об'ємна 137.
 Пружності границі 146, 151, 152.
 • об'ємної модуль 137, 141, 152.
 Пуаз 227.
 Пуассона коефіцієнт 138, 141.
 • рівнинна 268 — 270, 281 — 282.
 Радіо 475 — 503.
 Радіоактивність 674 — 686.
 Радіоактивного підрозпаду період 676, 684.
 Радіоапробачі 500 — 501.
 Радіус Землі 39.
 Радіус звичай 658 — 660.
 Реактивний струм 399.
 Реконструкція 529.
 Резерфордівська теорія будови атома 626—628, 694—695.
 • атомного ядра
 Резонанс 145 — 166.
 • апроксимативної системи 482, 484.
 • електричний 401 — 402.
 Резонансний зміст спектра 652.
 Рейнольдс числа 125.
 Рекордер 327.
 Рентгенівський спектр 303 — 304.
 Рентгенова трубка 602 — 603.
 Рентгенові промені 436 — 438, 600 — 603, 628, 642, 680 — 681.
 Рентгенограм 600 — 603.
 Рефракція астрономічна 547.
 Рівновага твердого тіла 54 — 55, 60, 73, 75.
 • рідин і газів 100 — 102.
 • рухома (статистична) 218 — 219, 241.
 Рівноважні процеси 263.
 Рівняння (для, також формула, закон):
 • Бернуллі 106 — 108.
 • Ван-дер-Ваальса 197 — 198.
 • Гіббса — Гельмгольца 289 — 290.
 • Клапейрона 189 — 193, 246, 258, 267.
 • Клапейрона — Клаузіуса 290 — 291.
 • Майєра Роберта 288.
 • Максвелла 386 — 390.
 • основне кінетичної теорії газів 184 — 186.
 Рівняння основне термодинаміки 279.
 • Пуассона 258 — 270, 281 — 282.
 • Френеля 588 — 590.
 • Шредінгера 665 — 666.
 Рідина ідеальна 100.
 Рідберга — Бальмера стала 639.
 Річардсона формула 432 — 433.
 Робота 49 — 50, 260 — 261, 263 — 264, 270 — 272, 275.
 Робота розширення 260 — 261, 266 — 267, 270 — 272.
 Робота струму 344, 366 — 367, 391.
 Родільна здатність оптичних інструментів 573 — 575.
 Розподіл енергії по степенях вільності 194.
 • молекулярних швидкостей за Максвеллом 181 — 182.
 Розряд електричний 418, 424 — 425.
 Розтяг подовжний 137, 145 — 146.
 Розходження (дивергенція) 387.
 Розчини, буферні 454, 472.
 • електролітична дисоціація 240, 414 — 416, 447 — 455.
 Розчини нормальні 459.
 • температура замерзання 244 — 245.
 • кипіння 244.
 • тиск пари 243 — 244.
 Ротор (кера) 390.
 Рух 4 — 6, 15.
 • браунів 179.
 • електронів в атомі 667 — 673.
 • у магнітному і електричному полях 420 — 422, 435.
 Рух електронів у провіднику 365 — 366, 428 — 431.
 Рух іонів в електроліті 459 — 460.
 • кинутого тіла 31 — 32.
 • коливний 154.
 • молекулярний 179 — 187, 219 — 230, 656.
 • обертовий 76, 82 — 85, 88.
 • по криволінійній траєкторії 22, 24.
 • поступиний 76, 77.
 • при сталому прискоренні 30 — 31.
 • рівні 104 — 108.
 Самоіндукція 378 — 380, 397.
 Сахариметр 587.
 Світлість 605.
 Світло, абсорбція 597.
 • відбиття 538 — 541, 588 — 592.
 • дисперсія 592 — 596.
 • дифракція 560 — 567.
 • заломлення 540 — 541, 561 — 562.
 • інтерференція 553 — 560, 581 — 583.
 • поляризація 576 — 592.
 • сила 604.
 • тиск 588 — 592.
 • швидкість поширення 533 — 535.
 • яскравість 605.
 Світлова віддача 608, 611.
 Світловий потік 604, 605, 606.
 Світлотехніка 604 — 618.
 Свічка Гефнера 605.
 Сила електрорушійна 339, 343, 367, 375, 380, 385, 389, 466.
 Сила звуку 505, 515.
 • магніторушійна 353, 385, 389.
 • світла 604, 606, 612.
 • термоелектрорушійна 430 — 431.
 Сили аеродинамічні 122 — 123, 127 — 128.
 • взаємодія двох струмів 364.
 • взаємодія магніта і струму 350 — 361.
 Сили внутрішні і зовнішні 43.
 • в'язкості 98 — 100, 124.

- Сила гіроскопічна 89—93.
 • еквівалентні в розумінні обертання 79—80.
- Сила електродинамічна 346, 348.
 • електростатична 310.
 • інерція 14, 40—42.
 • їх векторіальність 25.
 • їх незалежність дії 29.
 • їх пропорціональність прискоренню 26—29.
- Сили, їх статичний і динамічний вплив 36—38.
- Сили коерцитивні 320, 360.
 • лобового опору 122, 126, 128.
 • магнітні 319—323.
 • молекулярні 196.
 • підймальні 120, 126—128.
 • підймальні електромагнітні 357—358.
 • поверхневого натягу 230—237.
 • пружні 136.
 • тангенціальні і доцентрові 33—34.
 • тертя 55—57.
 • тяги пропелера 130—132.
 • тяжіння 11, 16.
- Силові лінії 323—328, 330, 345—347, 363—364, 373.
- Силові магнітні лінії струму 345—347.
- Синусоїдальний струм 377, 393—394.
- Синхронний мотор 409—410, 411—412.
- Система елементів періодична 628—629.
- Спектральні дублети і триплети 647.
 • серії 631—632, 638—639, 646—647.
- Спектри акустичні 507—508.
 • оптичні дифракційні 569.
 • лінійчасті 630—634, 636—651.
- Спектри оптичні молекулярні (смугасті) 642, 656—658.
- Спектри оптичні неперервні 642.
 • рентгенові 628, 642.
- Спектрограф 597.
 • для рентгенового проміння 600—601.
- Спін 647.
- Спіггарископ Крукса 624.
- Стабілізатор 129.
- Стала Вальмера—Рідберга 639.
 • Больцмана 193, 287.
 • Віна 211.
 • газова характеристична 190—192.
 • універсальна 190—192.
 • гравітаційна 11, 12—13.
 • діелектрична 317.
 • Планка 208.
 • Стефана 208.
- Стан критичний 200.
- Статика газів 117—121.
 • рідин 97—104.
 • твердих тіл 60—75.
- Статистична рівновага 218—219, 241.
- Статистичний метод 182, 218—221.
- Стефана стала 208, 215.
- Стефана—Больцмана закон випромінювання 208—209, 211, 224.
- Стефана—Больцмана закон охолодження 214—215.
- Стильб 605.
- Стиск поздовжній 137.
- Стисливість рідини 152—153.
- Стійкість корабля 103—104.
- Стокса закон руху у в'язкому середовищі 124.
- Стокса закон флюоресценції 661.
- Струм електричний активний 399.
 • змінний 375—377, 393—412.
 • Струм електричний постійний 339—367.
 • реактивний 399.
 • трифазний 408—411.
- Струнний осцилограф 526.
- Субелектрони 434.
- Сублімація 242.
- Суперпозицій принцип 173.
- Синціація 625.
- Твердість 148—149.
- Текучості границя 146, 151.
- Телескоп 501—503.
- Телескоп 551.
- Температура 255—257.
- Температура абсолютна 190, 193, 255, 256—257.
- Температура за ясраністю 614.
 • замерзання 244.
 • кипіння 244—245.
 • колірна 614.
- Теорія змінного струму 375—377, 393—412.
 • пружності 135—153.
- Тепловий двигун 297—307.
- Тепловість 288—289.
- Теплоємність 194—195, 205—206, 267—268.
- Теплопередача 208.
- Теплопровідність 215—217.
- Теплота 258—259, 263, 275.
 • Джоулева 245, 366.
- Теплотворна здатність 296.
- Теплофізика 179—309.
- Терези важільні 63—65.
 • десяткові 65—66.
 • крутильні 311.
- Терми 632, 638.
- Термічний еквівалент роботи 259.
- Термодинаміка 250—294.
- Термоелектронна емісія 432—434.
- Термоелектрорушійна сила 430—431.
- Термоелементи 430—431.
- Термохімічні рівняння 272—273.
- Тертя 35—36, 55—57, 67—68.
- Течіння ламінарне 104—105.
 • з отвору 110.
 • рідини по трубі 110—111.
 • турбулентне 105, 122—123, 126—127.
- Тиск 97, 107.
 • молекулярний 196.
 • насиченої пари 200—201, 202, 243—244.
- Томсонова теорія будови атома 621—623.
- Точка потрійна 243.
- Трансформатори 404—406.
- Трифазний струм 408—411.
- Труба Гаалеева 551.
 • Кеплера 551.
- Трубка Піто 108.
- Трубки теці 104.
- Турбіни 112—114.
 • парові 305—307.
- Турбулентне течіння 105, 122—123, 126—127.
- Тяжіння 11, 16, 52—53.

- Удар 93 — 96.
 • другого роду 661.
 Ультрамiкроскоп 575.
 Унiверсальна газова стала 190 — 192.
- Фабрі інтерферометр 558.
 Фаза (в термодинаміці) 254.
 • коливного руху 155, 160 — 161, 165, 176 — 177.
 Фарад 333.
 Фарадея закон електролізу 414.
 • закон індукції 374 — 375, 380.
 Фаянса закон зміщення 684.
 Ферма принцип 546 — 549.
 Феромагнетика 322, 358 — 360.
 Фіка закон дифузії 224.
 Флюоресценція 661 — 662.
 • сенсориблизована 661.
 Фокус 540, 544.
 Фокусна віддаль 539, 543.
 Фонограма 524.
 Форманти 508 — 509.
 Формула (для, також рівняння, закон):
 • Ампера 352.
 • Бальмера — Рітца 632, 638.
 • барометрична 117 — 118.
 • Бретта 572, 600.
 • Гюкенса 355, 383.
 • Зельмейера 594.
 • Лапласа 233 — 234.
 • Максвелла оптична 588.
 • Рівєрсона 432 — 433.
 Фосфоресценція 661 — 662.
 Фосфор 622.
 Фот 622.
 Фотографічний апарат 550 — 551.
 Фотографічний калориметр 560.
 Фотоелектричний ефект 438 — 439.
 Фотоелементи 439 — 440.
 Фотометр 604 — 608.
 Фотон 622.
 Фотодіагностичні реакції 662.
 Френеля рівняння 588 — 590.
 Фур'є закон теплопровідності 216.
- Характеристична газова стала 190 — 192.
 Хвиля 114, 169 — 173.
 • довжина електромагнітних хвиль 680.
 • електромагнітні 476 — 479, 483, 680.
 Хвиля матерії 664 — 665.
 • на поверхні рідини 114, 172.
 • пружні і звукові 171, 512 — 515.
 • стоячі 175 — 176.
 • швидкість хвиль 115, 172 — 173, 176.
 • • • • • групова 176 — 177.
 Хвильова механіка 664 — 673.
 Хвильове поле 173.
 Хімісайда шар 494 — 495.
 Холодильні машини 308.
- Центр мас 44 — 45, 48.
 • тиску 103, 129.
 Цепелін 133.
 Цикли термодинамічні 264 — 265, 298 — 304.
 Циркуляція 127.
- Час 14 — 15.
 Частота 156.
 • чутних звуків 504, 505.
 Числа Рейнольдса 125.
 Число степенів вільності 193 — 194.
- Шар Хімісайда 494 — 495.
 Швидкість 20 — 21, 77.
 • колова 77 — 78.
 • критична вага, що обертається, 167 — 168.
 Швидкість молекулярна 181 — 184.
 • світла 533 — 535, 595.
 • • (П інваріантність) 20.
 • хвиль 115, 172 — 173, 176.
 • хвиль групова 176 — 177.
- Шредінгера рівняння 665 — 666.
 Шредінгєрiвська теорія водневого атома 619 — 620, 665 — 666.
 Штарка явище 655 — 656.
- Юнга модуль 137, 141, 151.
- Явище Допплєра 536 — 538.
 • Зеемана 653.
 • Комптона 660 — 661.
 • Пельтье 431 — 432.
 • Рамана 658 — 660.
 • Штарка 655 — 656.
- Ядерний заряд атома 628.
 Якiр електромотора 368 — 369.
 Яскравість 604, 606, 609.









