

(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 розділитися телескопом Маунт-Вільсон при окулярі із збільшенням близько 1000 раз.

Дифракція в мікроскопі не дозволяє розрізняти 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 віддалі менша півхвилі, і розрізнити їх кожне зокрема не можна. Очевидно, чим менша довжина хвилі світла,



Рис. 561. Зображення подвійної зорі у фокальній площині телескопа.

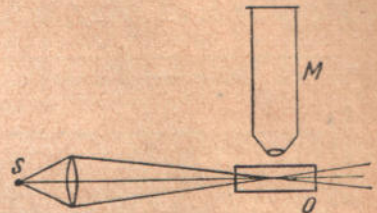


Рис. 562. Схема ультрамікроскопа.

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, добуті 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.

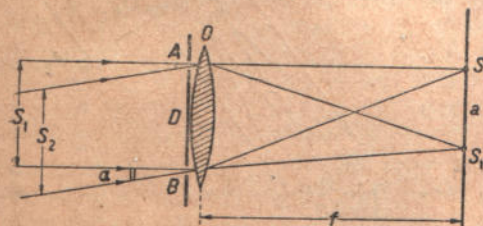


Рис. 563. Схема зоряного інтерферометра Майкельсона.

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. Віддалі між світлими смугами буде при цьому $b = \frac{\lambda f}{D}$, де λ — довжина хвилі, f — фокусна відстань об'єктива і $D = AB$ — віддалі 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 віддалі

§ 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 , поставити діафрагму з двома отворами A і B , то у фокальній площині від кожної зорі матимемо інтерференційну картину. Віддалі між світлими смугами буде при цьому $b = \frac{\lambda f}{D}$, де λ — довжина хвилі, f — фокусна відстань об'єктива і $D = AB$ — віддалі 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 віддалі

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 подано 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 як 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). Умова $b = 2a$ дає нам $\frac{\lambda f}{D} = 2f \cdot \alpha$, звідки $\alpha = \frac{1}{2} \frac{\lambda}{D}$.

Останній вираз дозволяє знаходити кутову віддаль α між зорями на підставі спостереження над зникненням

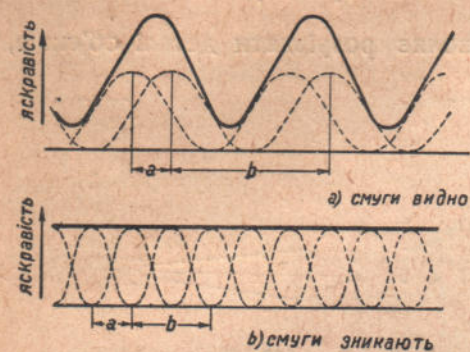


Рис. 564.

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 Ма йкельсона 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 напрямляє 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 .

Наприкінці 1920 р. Майкельсону вперше вдалося виміряти кутовий діаметр зорі Бетельгейзе (α Оріона) на інтерферометрі з максимальною віддаллю дзеркал у 6 м, пристосованою до телескопа 2,5 м. Виявилося, 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 впоперек, а в звукових хвилях — вздовж напрямку поширення хвиль. Прикладом поперечних механічних коливань можуть бути коливання вірвовки, розсіданої з одного кінця. Хвиля біжить вздовж вірвовки, а коливання відбуваються у перпендикулярному до неї напрямі.

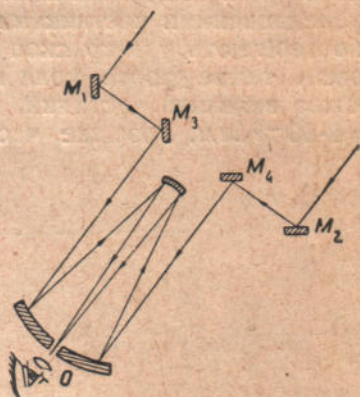


Рис. 565. Застосування дзеркал у зоряному інтерферометрі на телескопі обсерваторії Маунт-Вільсон.

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, 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 площині, 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.



Рис. 566.

§ 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 відбувалися 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 перекопатися, 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 щілинам. Це явище цілком доводить поперечність світлових коливань.

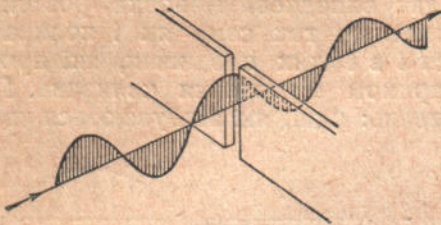


Рис. 567.

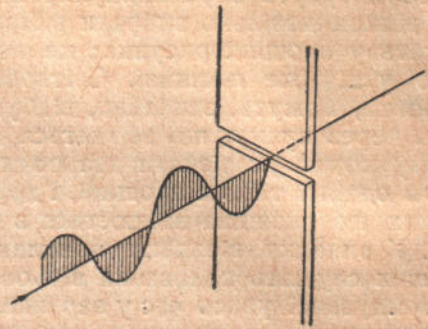


Рис. 568.

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 пластинах 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 взаємоперпендикулярних площинах. У цьому легко переконатись 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.

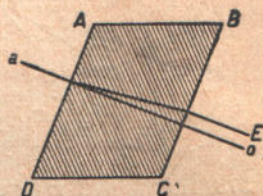


Рис. 572. Подвійне променезаломлення.

§ 506. Пояснення подвійного променезаломлення за Гюйгенсом. Перейдемо тепер до детальнішого розгляду самого явища подвійного променезаломлення. Якщо ми будемо змінювати кут падіння 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 падіння. Оскільки від кута падіння 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 пропорційна квадратному кореневі з діелектричної сталої середовища (§ 426). Якщо від точки, яка лежить на поверхні ісландського шпату, провести всередині кристала радіуси-вектори, величина яких пропорційна 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 в кристалі ісландського шпату такої напрям, по якому і звичайний і незвичайний промені йдуть з однаковою швидкістю, не розділяючись. Цей напрям зветься оптичною віссю кристала. Очевидно, що на оптичній осі лежать точки стикання 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.

Крім ісландського шпату, до числа одноосьових кристалів належать, наприклад, кварц і турмалін. Турмалін має дуже важливу здатність вбирати один із променів, завдяки чому кристал турмаліну

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 будьякому 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 щілиною, яка пропускає лише коливання, що лежать в її площині, хід обчислення інтенсивності світла, яке пройшло через два ніколи, ясний.

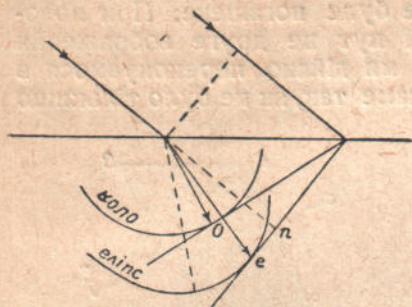


Рис. 573. Побудова Гюйгенса в кристалі.

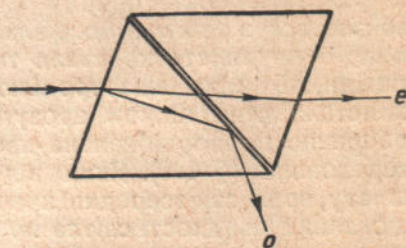


Рис. 574. Призма Ніколя.

Для цього зобразимо головні площини ніколів у вигляді прямих I, II (рис. 575). Тоді коливання, які виходять з першого ніколя, збігаються з I, і, 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 тільки що сказали, пройде цілком; таким чином, цей буде амплітуда коливання, що пройшло крізь два ніколи.

Енергія світлової хвилі, як і всякого коливання, пропорціональна 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 впливає 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-

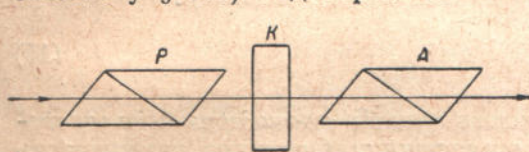


Рис. 576. Схема установки для спостереження інтерференції у паралельних променях.

меня стає горизонтальною, а горизонтальна — вертикальною, і повернуті компоненти складаються з некогерентними з ними компонентами другого променя. Через це після введення речовини інтерференція зникала.

Перейдемо до розгляду явищ інтерференції поляризованого 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

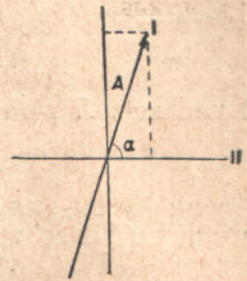


Рис. 575.

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, в наслідок різниці їх швидкостей у кристалі, з'явилася різниця фаз, яку ми позначимо через δ . Тоді квадрат результуючої амплітуди виразиться так:

$$A^2 = A_1^2 + A_2^2 + 2A_1A_2 \cos \delta = a^2 \sin^2 \alpha \sin^2 \beta + a^2 \cos^2 \alpha \cos^2 \beta + 2a^2 \sin \alpha \cos \alpha \sin \beta \cos \beta \cos \delta. \quad (13)$$

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_0 і n_e .

¹⁾ $A^2 = a^2 \sin^2 \alpha \sin^2 \beta + a^2 \cos^2 \alpha \cos^2 \beta + 2a^2 \sin \alpha \cos \alpha \sin \beta \cos \beta - 2a^2 \sin \alpha \cos \alpha \sin \beta \cos \beta + 2a^2 \sin \alpha \cos \alpha \sin \beta \cos \beta \cos \delta = a^2 (\sin \alpha \sin \beta + \cos \alpha \cos \beta)^2 - 2a^2 \sin \alpha \cos \alpha \sin \beta \cos \beta (1 - \cos \delta) = a^2 \cos^2 (\alpha - \beta) - a^2 \sin 2\alpha \sin 2\beta \sin^2 \frac{\delta}{2}.$

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, причому 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 $\cos^2 \frac{\delta}{2} = 0$. Якщо 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 проходять різні товщини кристала, залежно від свого нахилу. Ми зупинимося тут лише на найпростішому випадку, коли вісь конічного пучка паралельна оптичній осі кристала; тоді тільки промінь, який іде по осі, не заломлюється; решта променів, нахилена до осі, в результаті подвійного променезаломлення, розкладуться кожний на звичайний і незвичайний промені

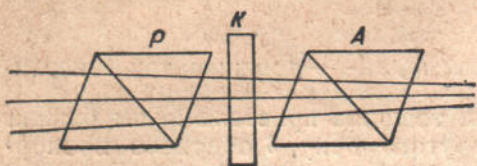


Рис. 578. Схема установки для спостереження інтерференції у збіжних променях.

(рис. 578). Ясно, що в однакових умовах щодо товщини, що її 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 падання для відповідних променів, то промінь, який попадає у точку E , розкладеться на

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 падання, 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 двососовому кристалі картина складніша і має вигляд, показаний на рис. 582.

§ 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 якомуньбудь напрямі, набуває властивостей подвійного променезаломлення. Такий кусок скла,

який іде по осі, не заломлюється; решта променів, нахилена до осі, в результаті подвійного променезаломлення, розкладуться кожний на звичайний і незвичайний промені



Рис. 580. Пластинка одноосового кристала між схрещеними ніколами.

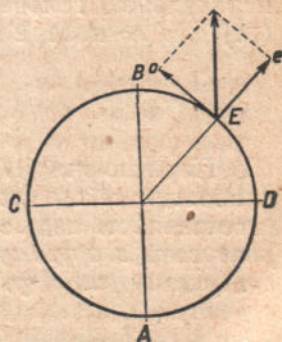


Рис. 581.

вміщений між двома ніколями, 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, розміщений відповідним чином, завдяки подвійному променезаломленню знищує (компенсує) різницю фаз. Градування компенсатора дає шукану величину різниці фаз.

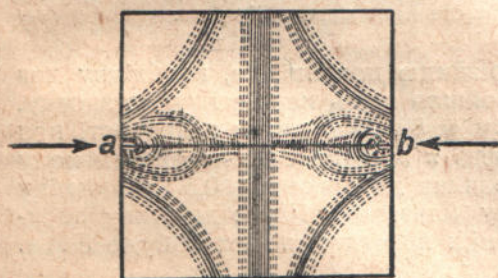


Рис. 583. Картина інтерференції від скляної пластинки, стисненої у точках *a* і *b*.

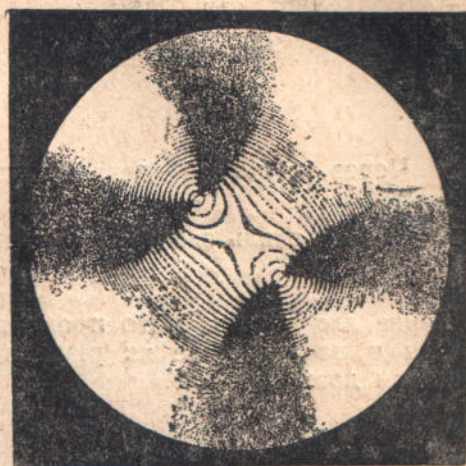


Рис. 582. Картина інтерференції від пластинки двоосового кристала.

§ 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 зупинимось на дії електричного поля, на так званому керр-ефекті. Поява подвійного променезаломлення в рідинах, уміщених в електричному полі, пояснюється за Ланжевен

вен 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 ніколями *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_0 і n_e зв'язана з напруженістю поля E таким простим співвідношенням:

$$n_0 - n_e = B\lambda E^2, \quad (19)$$

де B — так звана константа Керра; для нітробензолу B має значення $2 \cdot 10^{-5}$ електростатичних одиниць.

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 $\frac{l}{\lambda}$ — це 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.

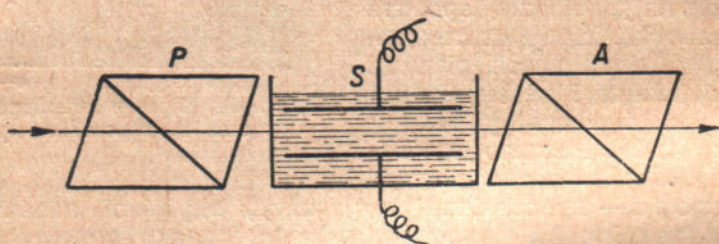


Рис. 584. Схема установки для спостереження ефекту Керра.

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 схрещених 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 нікель 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 нікель 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 проходять 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, є 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

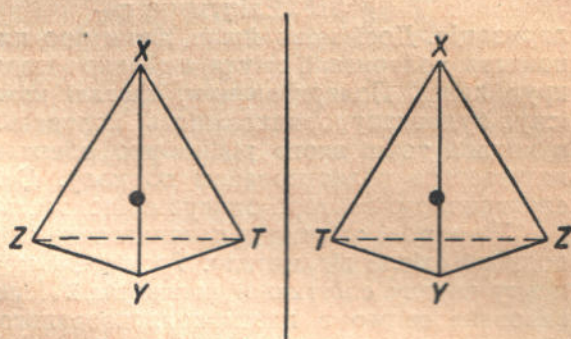


Рис. 585.

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 будь-якої 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.
Бікварц.

відновлення чутливого забарвлення; як зазначалось, поворот аналізатора дорівнює повороту площини поляризації. На лімбі аналізатора наносяться значення концентрації цукру.



Рис. 587. Схема сахариметра.

P — поляризатор, *S* — обертаюча речовина,
B — бікварц, *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, звється 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:

$$n = \sqrt{\epsilon}. \quad (22a)$$

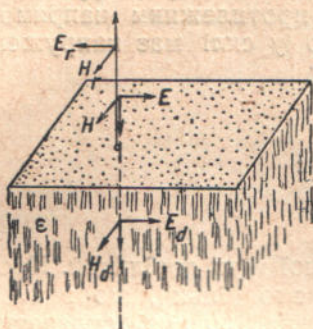


Рис. 588. Відбивання від поверхні скла.

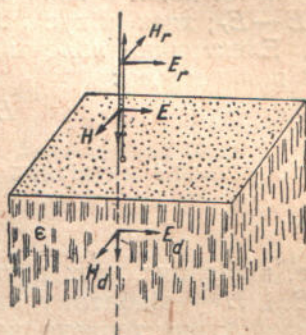


Рис. 588a.

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:

$$H + H_r = H_d. \quad (24a)$$

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:

$$i \left. \begin{array}{l} E + E_r = E_d \\ H - H_r = H_d \end{array} \right\} \quad (24b)$$

це відповідає б рис. 588a.

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:

$$\left. \begin{array}{l} \text{з першої системи} \quad \frac{E_r}{E} = \frac{\sqrt{\epsilon} - 1}{\sqrt{\epsilon} + 1} \\ \text{і з другої} \quad \frac{E_r}{E} = -\frac{\sqrt{\epsilon} - 1}{\sqrt{\epsilon} + 1} \end{array} \right\} \quad (25)$$

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. 588a 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 густого 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 (22a), 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 (25a) дорівнює приблизно 4%; в цьому легко переконатись 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 см^2 при перпендикулярному паданні променів 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.

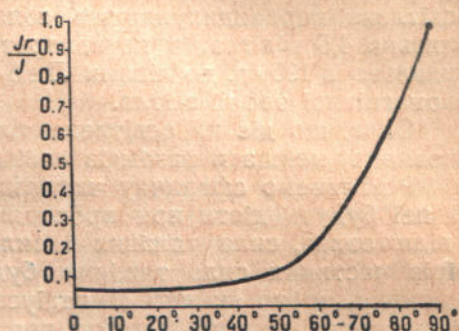


Рис. 589. Залежність коефіцієнта відбивання неполяризованого світла від кута падання.

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 променястої 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 було 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 відштовхна, сила тяжіння і сила світлового тиску. Із зменшенням розмірів частинки сила тяжіння буде меншати пропорціонально об'єму частинки, тобто як куб її радіуса. Сила світлового тиску буде меншати як поверхня частинки, тобто пропорціонально квадратові її радіуса. Для великих тіл сила тяжіння, звичайно, багато більша, ніж сила світлового тиску, але ми бачимо, що із зменшенням розмірів друга сила меншає

повільніше, ніж перша. При певному розмірі вони зрівноважать 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 направлений 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. Промені з різною довжиною хвилі при-

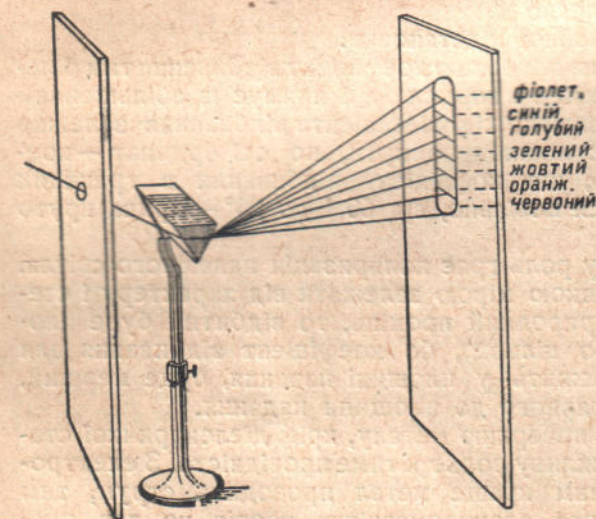


Рис. 590. Дисперсійний спектр білого світла.

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 зазначили, що показник заломлення n дорівнює кореневі квадратному з діелектричної сталої. 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 вдумаємося 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 змін досягає колосальних величин, 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 пружний 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 величини 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 молекулі 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, набуває 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) квадратові 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 $\frac{m\dot{a}^2x}{dt^2}$, 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 $4\pi Nxe$, 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 звать формулою Зельмейєра, іменем дослідника, який перший дістав її з трохи 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 будьякого 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):

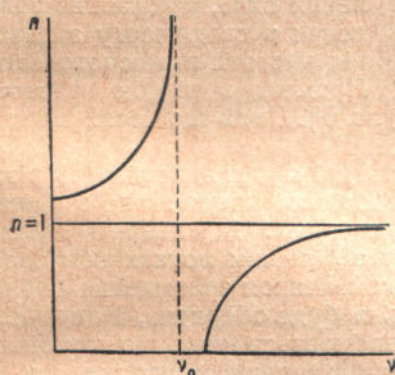


Рис. 591. Залежність показника заломлення від частоти за формулою Зельмейєра.

$$v = \frac{u^2}{u - \omega \frac{du}{d\omega}}$$

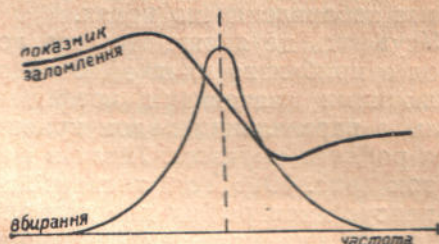


Рис. 592. Залежність показника заломлення і коефіцієнта вбирання від частоти.

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 зупинимось 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 частоти¹⁾. Експериментально аномальну дисперсію легко спостерігати в парах металів. Найбільш вдалим експериментальними роботами з аномальної дисперсії в парах натрію є роботи академіка Рождественського.

§ 516. Хроматична аберация. 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 дисперсії викликає так звану хроматичну аберацию.

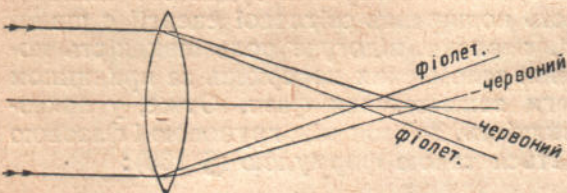


Рис. 593. Неахроматична лінза — різним кольорам відповідають різні фокуси.

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 аберации неможливе, але все ж, комбінуючи різні сорти стекел, можна добитися цілком задовільних результатів.

З другого боку, цю ж хроматичну аберацию можна використати для деяких лабораторних потреб. Американський фізик Вуд запропонував дуже дотепний спосіб використання хроматичної аберации 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

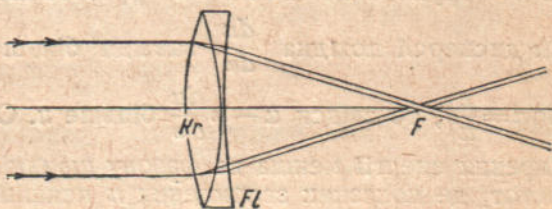


Рис. 594. Ахроматична лінза.

Kr — лінза з кронгласу, *Fl* — лінза з флінтгласу.

¹⁾ 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 прямиий кут. Тоді одна призма розкладатиме 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 A , промені з довжиною хвилі λ_2 — у точці B . Якщо помістити у точці A 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.

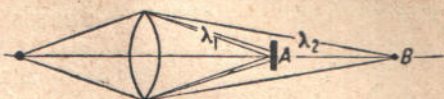


Рис. 595. Схема запропонованого Вудом фільтра променів.

§ 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 , 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.

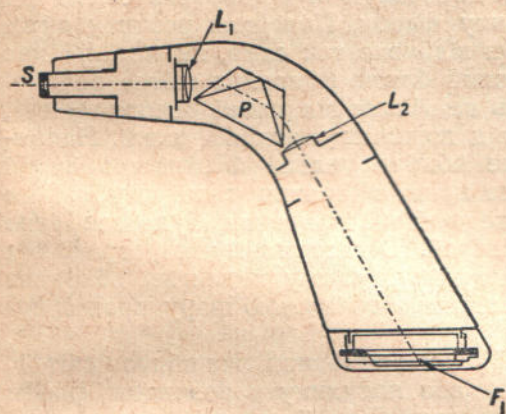


Рис. 596. Схема спектрографа.

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-

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.

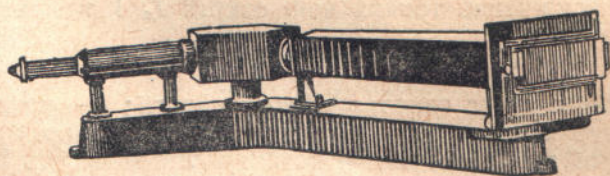


Рис. 597. Спектрограф.

§ 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

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 при товщині пластинки порядку десятих часток міліметра зовсім непрозорі.

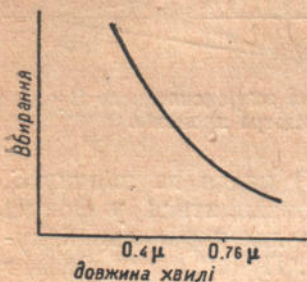


Рис. 598. Крива вбирання червоної фарби.

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. Напри-

клад, розчин червоної фарби сильніше вбирає зелене й синє проміння і слабкіше червоне. На рис. 598 подана крива вбирання такої фарби. Цим 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'яже 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. Густину 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.

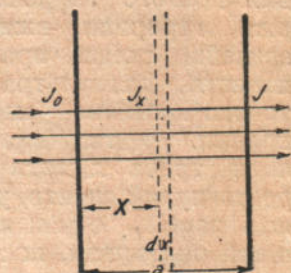


Рис. 599.

§ 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 зветься 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 зеленого 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:

$$B'_1 = B_1 e^{-k_1 a} \text{ і } B'_2 = B_2 e^{-k_2 a},$$

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, наївши 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.

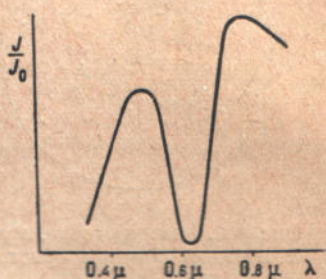


Рис. 600. Крива пропускання проміння фарбою пірометричного клина.

¹⁾ Таким чином, з кольору фарби ще не можна судити про її криву пропускання (див. нижче).

§ 521. **Оптика рентгенового проміння.** Подібно до проміння видимого світла рентгенове проміння може бути поляризоване (це показав Баркля). 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 будьяка 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 правильно,

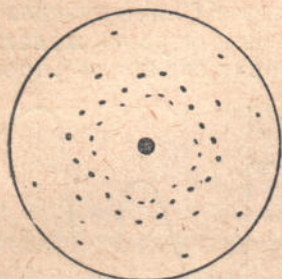


Рис. 601. Рентгенограма, знята за методом Лауе з кристала калій-хлориду.



Рис. 602. Різниця ходу променів $AB + BC = 2d \sin \theta$.

на строго сталих віддальх 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 щілинами 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.

§ 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 сторонні 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 виробках (литво відповідальних деталей і т. д.).

Особливо поширене рентгенівське дослідження зварних швів при автогенному зварюванні металів. На установках з добрими рентгеновими

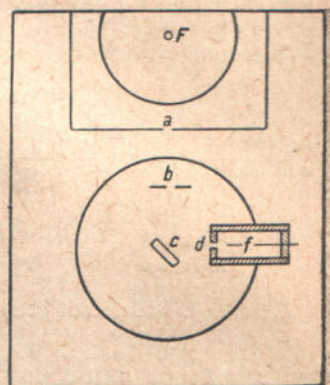


Рис. 603. Схема спектрографа Бреґґа для рентгенового проміння.

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 цієї 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. На основі вивчення сотень і тисяч кристалічних структур розвинулася кристалохемія — наука, яка перебувала до відкриття Лауе в зародковому стані. Виявилось, що існують прості закони, які керують архітектурою твердого тіла. Стало можливим встановити залежність між структурою кристала і багатьма його фізичними властивостями. Виявилось, що атоми елементів можна розглядати як кулі більш-менш сталого радіуса (в різних сполуках діаметри атомів одного й того ж елемента

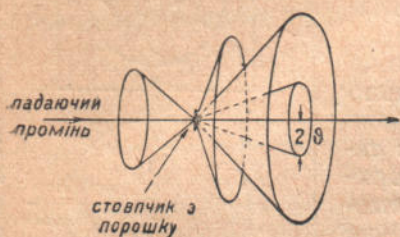


Рис. 604. Дебаївські конуси.

коливаються лише на 5—10%). Виявилось, що в дуже багатьох випадках атоми намагаються розміститись якнайщільніше, так щоб займати мінімальний об'єм.

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 тождна з структурою кристалічного апатиту. В людському тілі згодом Росс виявив речовину тієї ж структури: це була зубна емаль.

Зупинимось на методі Дебая, Шеррера і Хелля; цей метод надзвичайно спростив 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 $2d \sin \vartheta = n\lambda$). 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 фотопластинці, розміщеній навколо досліджуваного стовпчика як навколо осі,

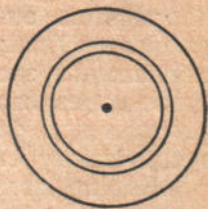


Рис. 605. Кільця Дебая на плоскій пластинці.

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 вивчанні стопів 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 ніби кристалічною при натягу.

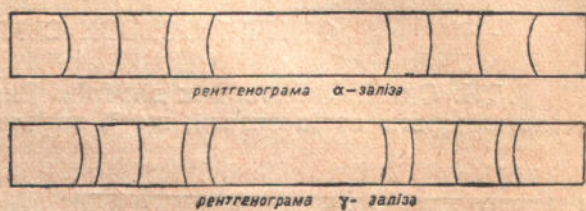


Рис. 606.

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 кристалики (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 її висилає джерело щосекунди.

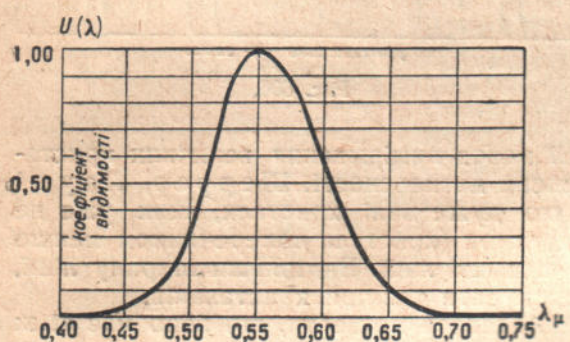


Рис. 608. Крива видимості $V(\lambda) : V(0,556\mu) = 1$.

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:

$$F = \varepsilon(\lambda) \cdot V(\lambda),$$

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-

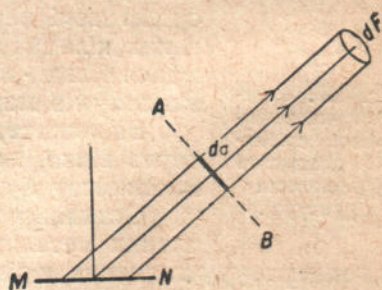


Рис. 609. До визначення поняття яскравості.

3. Яскравість B дорівнює силі світла з 1 см^2 проекції поверхні MN джерела (рис. 609) на площину AB , перпендикулярну до променя зору. Якщо джерело з поверхнею, яка має проекцію $\sigma \text{ см}^2$, 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 выбрана 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 (HK), 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 проекції 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, $1 \text{ люкс} = 10^{-4} \text{ фот}$ і $1 \text{ міліфот} = 10 \text{ люксам}$.

¹) Прийнята в Америці назва для тієї ж одиниці світності — 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
Світимість	S	фот (міліфот) (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%.

Дуже часто вживають фотометр з кубиком Люммер-Бродхуна. Останній являє собою дві прямокутні призми, складені гіпотенузами і пришліфовані „на оптичний контакт“ на протязі лише частини поверхні. На рис. 611 подано кубик Люммер-Бродхуна з пришліфованою 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 пластинку P_2 буде видно 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 круга границя між полями зникає. Часто в кубик Люммер-Бродхуна пришліфовану 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 .

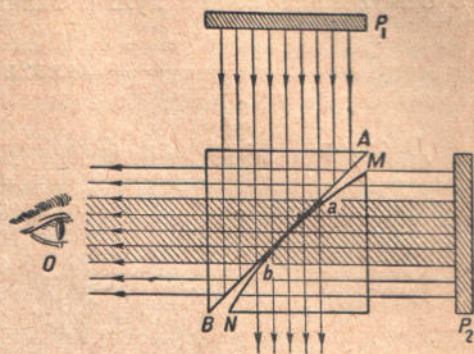


Рис. 611. Кубик Люммер-Бродхуна.

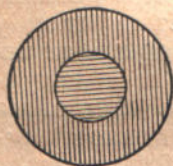


Рис. 612. Фотометричне поле.



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.

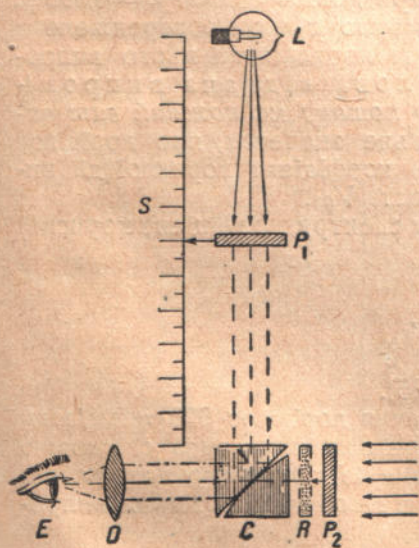


Рис. 614. Фотометр з кубиком Люммер-Бродхуна (тубус-фотометр).

Безпосереднє вимірювання світлового потоку провадять у кульовому фотометрі Ульбріхта (рис. 615). Вимірюване джерело світла L вміщають всередину вибіленої кулі S , в якій зроблено отвір, закритий розсіюючим склом M . Всередині кулі вміщають екран E , який не дає попадати прямим променям лампи L на скло M . Освітленість останнього вимірюють

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, однаковою з оком; цього досягають уживанням спеціальних світлофільтрів або відповідним добором речовини світлочутливого шару (катода). Є фотометри, які складаються тільки з купроксного фотоелемента і мікроамперметра, шкала якого проградуєвана на люкси.

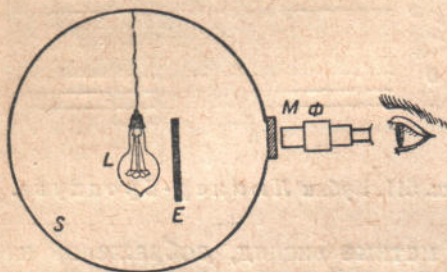


Рис. 615. Інтегральний фотометр Ульбрихта для вимірювання світлового потоку.

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

$$\eta = \frac{\Sigma \cdot \varepsilon_{(\lambda)} \cdot V_{(\lambda)}}{\Sigma \varepsilon_{(\lambda)}},$$

де $\varepsilon_{(\lambda)}$ 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 $\dot{W} = T^5 \cdot \text{const}$. 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.

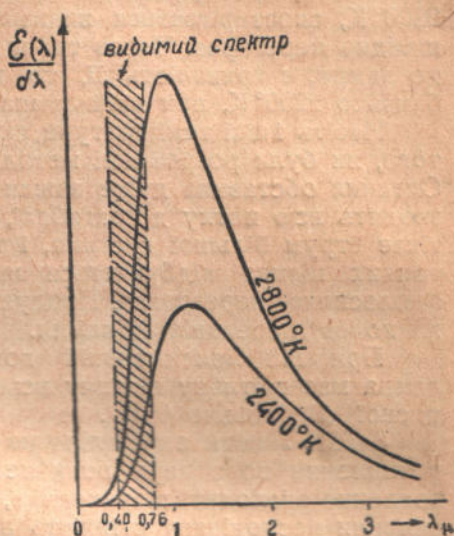


Рис. 616. Випромінювання „чорного“ тіла при різних температурах.

¹⁾ Максимум випромінювання досягає границі видимої області 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, Ладигін 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 за 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 зменшеним 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 видні 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, метали 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 звать, „економічних“, волосина розжарена до 2500°K з тим же строком служби, що й у вугільній лампі.

Розжарений вольфрам має ще одну перевагу перед вугіллям: як 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, осмій, 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 1%.

Таблиця 34.

Залежність світлової віддачі від температури.

Температура в ° К	Світлова віддача випромінювання в <i>лм/ват</i>	
	чорне тіло	вольфрам
2 000	1,5	3
2 500	7,5	11,5
3 000	19	27
3 500	33	47

§ 532. Газове наповнення. Удосконалення ламп. Розпилення розжареного металу обмежує можливості дальшого підвищення температури. Дослід показує, що розжарений металічний дріт, оточений газом, розплюється 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: охолодна дія 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.

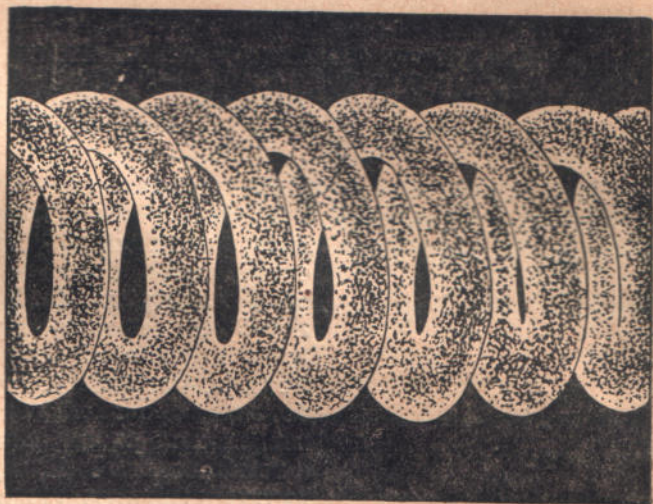


Рис. 617. Нитка газоповної лампи.

(Нитка зображена збільшеною у 150 раз.)

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 волосицьку, 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

наслідок його теплопровідності; це робить спіраль подібною до суцільної трубки. Чим щільніше розміщені витки спіралі, тим це вигідніше, бо тим менша поверхня, яку обтікає газ.

Газ, що наповнює колбу лампи, повинен бути якнайменш теплопровідним. Щодо цього аргон значно вигідніший за інші інертні гази. Тепер його широко вживають, особливо для наповнення потужних ламп.

Економічність газового наповнення видна з таблиці 35, в яку включені сучасні найудосконаленіші порівняно з пустотною 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 1 000	200 1 700	2 870 3 030	16,2 21,7	2,6 3,5	Для кіно-проекції з пережаренням і малим строком служби (100 — 200 годин)
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	Пустотна

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 лампи досягає 30 лм/ват. Точкова лампа вживається в лабораторіях, коли потрібне яскраве джерело світла малих розмірів.

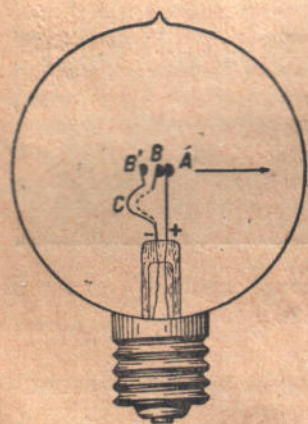


Рис. 618. Точкова лампа постійного струму.

Дальші шляхи підвищення температури світного тіла ламп намічаються в напрямі відшукання туготопких 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 вуглин. 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 вуглин. 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 5000°K , а яскравість — 20 000 стильбів (вольфрам при 3000°K має яскравість тільки 1257 стильбів). При тиску повітря понад 20 атмосфер Л ю м 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 вуглин. 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, говоритимемо 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 висновки 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 висновки 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-

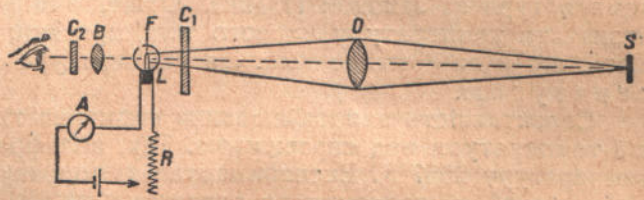


Рис. 619. Схема пірометра для визначення температури за яскравістю.

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 похибок, нитку градуують по експериментальному „чорному“ тілу (камера з невеликим отвором), температура якого вимірюється безпосередньо;

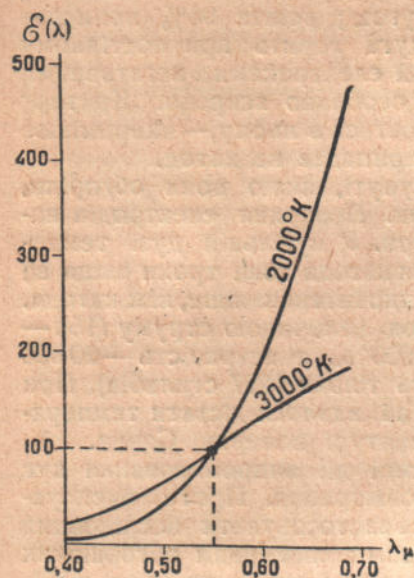


Рис. 620. Залежність „крутизни“ кривої розподілу енергії у спектрі чорного тіла від температури. Значення $\varepsilon(\lambda)$ при $\lambda = 0,55 \mu$ прийняті за 100.

шкала амперметра A градується прямо у градусах температури. Щоб не потрібно було розжарювати лампочку до тієї температури, яку має вимірюваний об'єкт, на шляху променів перед фокальною площиною F об'єктива O вставляють нейтральний або кольоровий світлофільтр S_1 , який зменшує вимірювану яскравість. Спостереження проводять з червоним світлофільтром S_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 відлічувати 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 пе-

рейти 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.

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 ви-

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 проградуований 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 проекції 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.

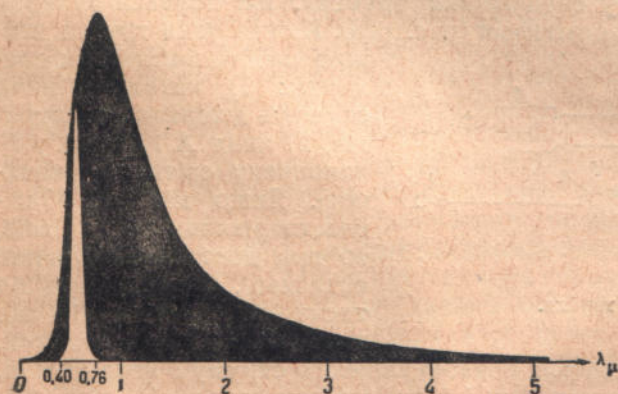


Рис. 622. Відносний розподіл енергії у спектрі випромінювання вольфраму при $T = 3350^\circ \text{K}$ (або чорного тіла при $T = 3500^\circ \text{K}$). Світлова віддача — біла площа — 31 лм/ват (к. к. д. — 5%).

те, для чорного тіла так буде тривати тільки до 6700°K , коли положення в спектрі максимуму 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

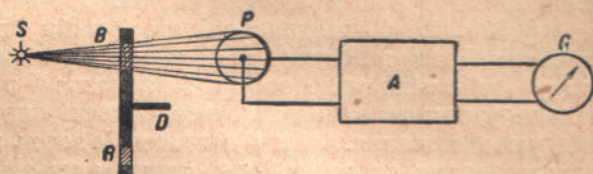


Рис. 621. Метод об'єктивного визначення колірної температури.

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 речовин надто незначна, щоб скількинебудь істотно змінити стан справи. Крім того, з підвищенням температури розжарені тіла своїми випромінними 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% усієї 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 „гноти“, просякнуті солями металів. Обертаючись у пару, ці солі до температурного випромінювання вуглин додають своє характеристичне випромінювання. Солі вибираються з 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 зав-

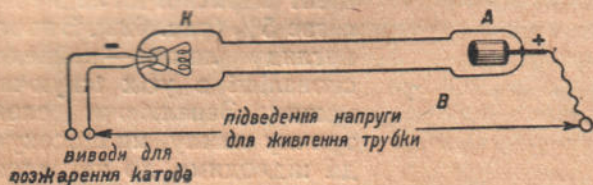


Рис. 623. Газосвітна трубка.

жди має три основних елементи: 1) катод K , який служить джерелом електронів, 2) анод A і 3) колбу B , наповнену світлою речовиною. Якщо між A і K накласти різницю потенціалів, то при достатній величині останньої, яка залежить від тиску газу в трубці і від віддалі між електродами, виникає свічення. Це супроводиться появою слабого 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 аргонном і неонном. Вони працюють на змінному струмі. Запалювання цих ламп здійснюється автоматичним переривником, який дає миттєві екстраструми високої напруги. Останні викликають електронну лавину. Після запалювання пускової 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 катоди, які мають термоелектронну емісію (§ 394). Вони полегшують запалювання в трубці і дозволяють знизити її робочу напругу. Особливе значення мають так звані оксидні катоди, 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.

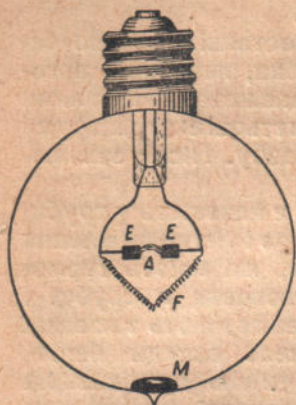


Рис. 624. S-лампа.

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 ви-

промінювання, 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 напрямляє 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 арматури — 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 ХХ 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 розширюється експериментальні можливості і збільшується число вчених, які займаються фізичними дослідями; завдання теорії, яка повинна в небагатьох простих формулюваннях охопити всі відомості, здобуті дослідом, рік - у - рік щораз ускладнюється; 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“ Шредингера. 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 рр.; 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 логічно можливий спосіб вимірювання. Слід цілком виключити з наших міркувань 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. Ні 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 допоміжну, 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 вмють 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, який 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 неприємних наслідків: до зниженої продуктивності теоретичних досліджень, до відірваності нової теорії від серйозних раніше розроблених методів, що заслуговують довір'я, до вишукування гіпотез, в абстрактності своїй позбавлених почуття міри.

О. Д. Хвольсон цілком правильно зауважує, що для найновішої мікроемеханіки 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 познайомимся 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 мікроемеханіка заперечує або ж 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 найуважніше 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 діянням яких атоми грукуються 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 розташуватися 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.

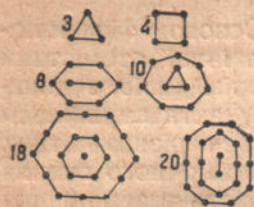


Рис. 625. Розміщення магнітків у досліді Майєра.

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 пропорційною віддалі від центра. Цей дослід 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.

Дослід Майєра відтворює, проте, двовимірну модель атома, і тому навіть для кельвінівської моделі атома він не може замінити обчислення виду тривимірних стійких електронних шарів.

Вигляд кільця, 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 хемічні властивості атомів до елементарних умов статичної рівноваги електронів. Навпаки, у більшості застосовань 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 віддалях один від одного з швидкістю в $1/10$ 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 вияснити 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 зазнає 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

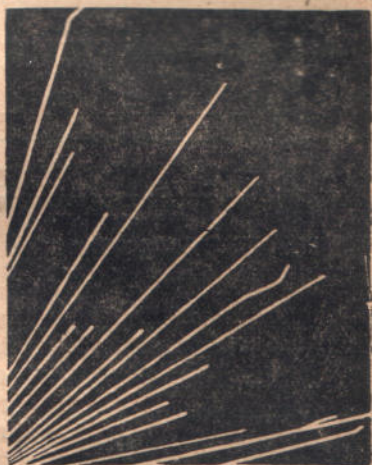


Рис. 626. Траєкторії α -частинок за знімком Вільсона.

шляху кожна α -частинка іонізує близько 100 000 атомів. Це дозволяє зробити шлях α -частинки видимим. Якщо повітря пересичене паром води, туман з особливою легкістю осідає на порошинках, які носяться у повітрі. Ще успішніше відбувається конденсація пари, коли повітря іонізоване; 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 вмить виникаючою ниткою туману. Така нитка туману може бути легко сфотографована. На рис. 626 подано одну з одержаних так Вільсоном фотографій траєкторій α -частинок. Вільсон перший застосував і розробив цей метод спостереження α -частинок. Труднощі, які необхідно було подолати, 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 викривити 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 — швидко конденсацію туману.

§ 543. Підраховування α -частинок. Спінтарископ. Лічильник Гейгера. Швидкість польоту α -частинок досягає 20 000 км/сек. Щоб зрозуміти,

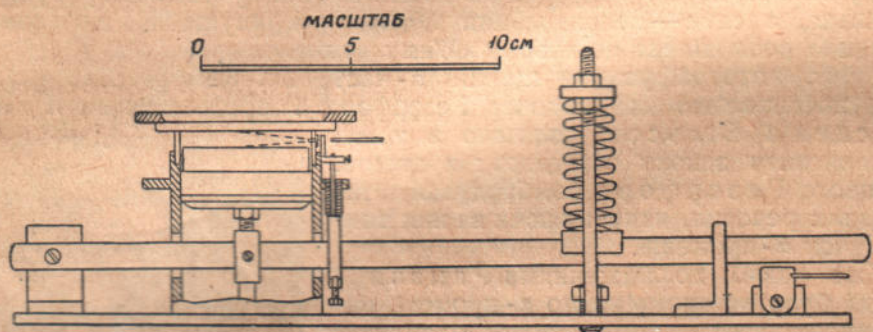


Рис. 627. Камера Вільсона. Пружина штовхає важіль, зв'язаний з поршнем. Над поршнем — власне камера.

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.

Після сказаного не доводиться дивуватись тому, що, не вважаючи на свою дуже незначну вагу: $6,4 \cdot 10^{-24}$ г, α -частинка одна здатна дати ефект, достатній для спостереження. Найпростішим приладом, який дозволяє бачити результати ударів α -частинки, є спінтарископ, винайдений Круксом. Цей прилад складається



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 сциндилляцій, пояснюється ударами α -частинок об поверхню екрана, покритого цинк-сульфідом. Кожна сциндилляція викликана ударом однієї α -частинки.

Якщо з допомогою діафрагми виділити вузький пучок α -частинок і на їх шляху поставити тонку металічну пластинку, то, спостерігаючи сциндилляції 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-

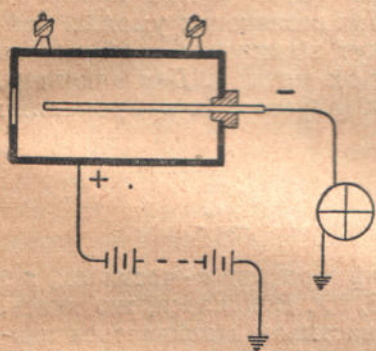


Рис. 629. Лічильник Гейгера.



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 дією 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 Марсен 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 радію С цей кут дорівнює:

Al	Cu	Ag	Au
$\varphi = 0,6$	$1,1$	$1,5$	$2,1^\circ$

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 Марсена 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.

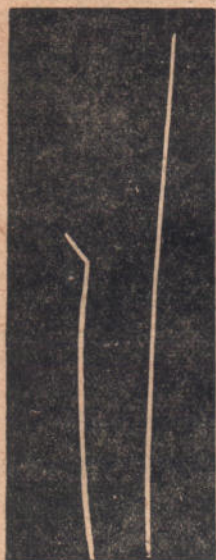


Рис. 631. Один із знімків Вільсона, на якому видно перелом траєкторії α -частинки, що виникає при її співударянні з ядром атома.

Справді, якщо припустити, що весь 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 малоімовірним 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 знаючи 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, Ze — її 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 досліду визначити числове значення заряду ядра і верхню границю його діаметра. Для діаметра ядер атомів 40*

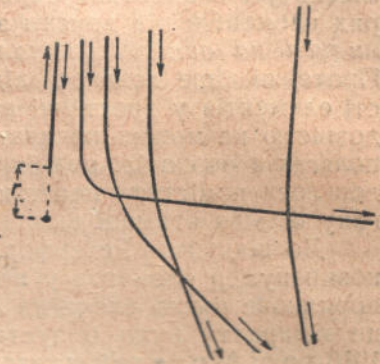


Рис. 632. Траєкторії α -частинок, які пролітають поблизу атомного ядра.

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 будь-який 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 переконливістю, 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 однакове для всіх елементів значення, але, зрозуміло, в межах однієї серії ліній, наприклад, серії K , друге теж однакове для всіх елементів 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.

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 законові 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, а 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 Б.с.р. 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 і $n = 5$ — 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 *тм*. 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 <i>тм</i> 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 водні, 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;

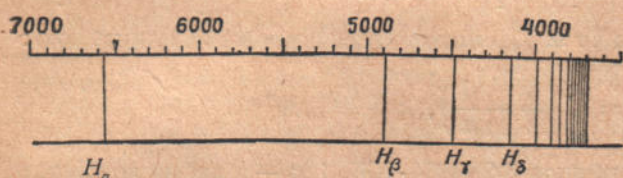


Рис. 633. Лінії серії Бальмера.

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 обґрунтована дослідями Резерфорда і має всі риси правдоподібності, також безсила на 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 обґрунтування 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 ν_2, ν_3, \dots будуть виявлятися сильніше або слабкіше. 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_0 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% 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 променястої енергії, що залежить тільки від температури. Далі, при досягненні рівноваги променяста енергія 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 скінченними 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 її $6,55 \cdot 10^{-27}$. 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 була 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 один з одним 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 такі 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 віддальх від ядра. На кожній такій „стаціонарній орбіті“ електрон підлягає загаль-

ним законам руху, тобто під дією притягання ядра, обернено пропорціонального 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 іде 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.

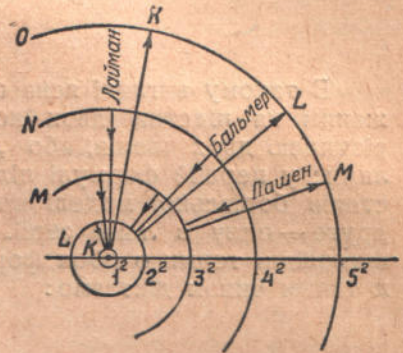


Рис. 634. Орбіти водневого атома.

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 відмовлення 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 віддаль, 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 прирівняти 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 $\frac{1}{4}$, $\frac{1}{9}$, $\frac{1}{16}$ 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.

Повернемось 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 будьякого 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 $\frac{A_n}{h} = \frac{K}{n^2}$ маємо такий вираз для повної енергії електрона на n -й орбіті:

$$\varepsilon_n = -A_n = -\frac{2\pi^2 Z^2 e^4 m}{h^2} \cdot \frac{1}{n^2}. \quad (5)$$

Під час руху електрона по орбіті кінетична енергія електрона за абсолютною величиною дорівнює половині його потенціальної енергії, а тому $\varepsilon_n = -\frac{Ze^2}{2r_n}$, де r_n — радіус n -ої орбіти; звідси:

$$r_n = \frac{h^2}{4\pi^2 Z e^2 m} \cdot n^2.$$

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:

$$p_n = mr_n v_n = mr_n \sqrt{\frac{Ze^2}{mr_n}} = \sqrt{Ze^2 mr_n}.$$

Скориставшись 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 хемічні і оптичні властивості атомів (ці електрони часто називають „периферичними“, „валентними“, „оптичними“). Хемічно 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	Хемічний 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 є 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 одно 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 кожну водневу лінію 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 якесь 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.

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-

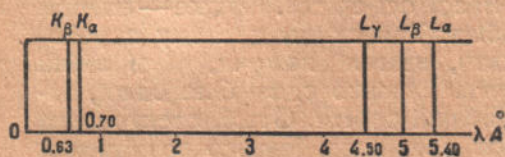


Рис. 635. Рентгеновський спектр молібдену.

них променів. Проникнення стороннього електрона серйозно порушує стійкість електронної системи. За цим настає відновлення рівноваги, причому 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 молібдену (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 покаже 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.

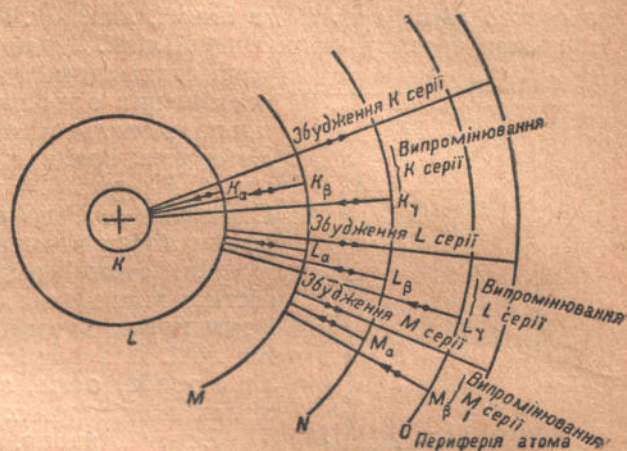


Рис. 635а. Виникнення рентгенових серій.

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 електродинамічної 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,

при чому атом розглядається як осцилятор. Звичайно, з міркувань відповідності точних висновків зробити не можна; у цьому й полягало слабе місце теорії Бора (§ 571), проте, принцип, 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 різні стани атома у вигляді горизонтальних прямих, розмішених одна над одною, з віддаллю між ними, пропорційною різниці енергії відповідних рівнів. Найнижча пряма відповідає нормальному стану атома. На рис. 636 зображена схема рівнів водню. Стрілками вказано переходи, які відповідають окремим лініям водневого спектра.

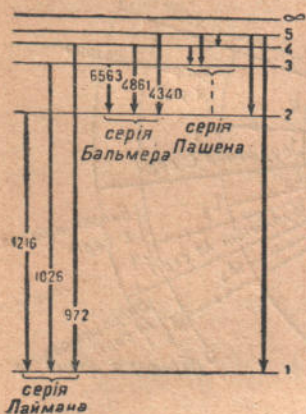


Рис. 636. Схема рівнів енергії водневого атома.

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 віддалях. 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_n :

$$p_n = n_\varphi \frac{h}{2\pi}.$$

У § 552 ми дістали для випадку колової орбіти, що

$$p_n = n \frac{h}{2\pi}.$$

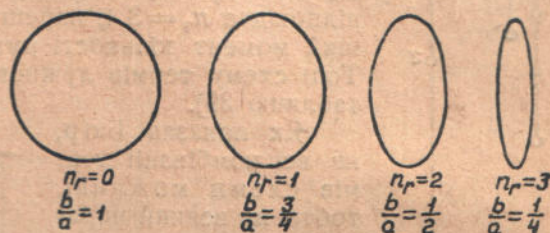


Рис. 636а.

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_φ 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 квадратів 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 ns — 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.



Рис. 637. Зіставлення рівнів енергії атомів натрію і водню.

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 $n_\varphi = 1$, поправці p відповідає $n_\varphi = 2$, поправці d відповідає $n_\varphi = 3$ і, нарешті, f відповідає $n_\varphi = 4$. Чим більший момент кількості руху орбіти, тим менша поправка. Тоді схему термів лужного металу можна подати так (див. таблицю 39).

Таблиця 39.

n	$n_\varphi =$	1	2	3	4	...
1		1s				
2		2s	2p			
3		3s	3p	3d		
4		4s	4p	4d	4f	

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_φ , що характеризує відповідні рівні,

змінюється на одиницю („принцип добору“). При цьому n_φ 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 Бергмана.

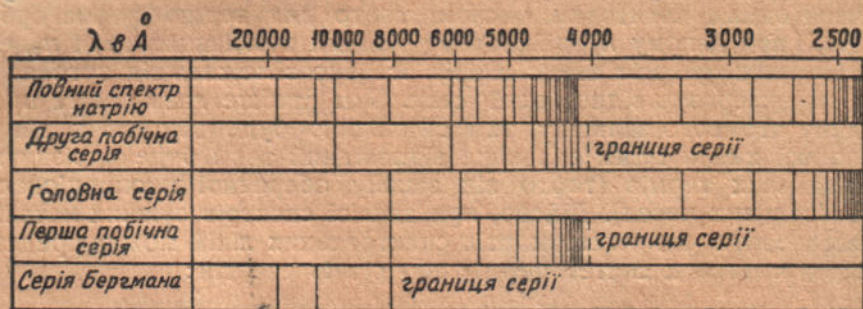


Рис. 638. Спектр натрію.

мана. 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 йдуть 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 віддалі 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 переходою 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

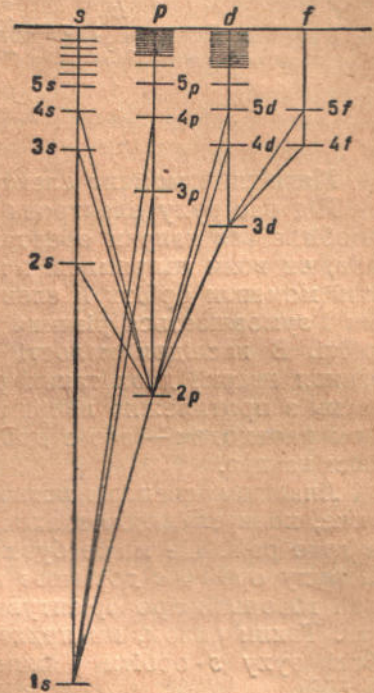


Рис. 639. Груба схема рівнів енергії атома натрію.

обертowego електрона, яка стала дуже плодотворною 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 „магнетонів“ 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 $l = n_r - 1$ і вважають, що l , а не n_r 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-

деевською 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 поведження 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 великими літерами позначено стани атомів, при чому в одному рядку поміщено всі різні стани, які відповідають однаковому 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 вписувати перед великими 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 (сингулетів), 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 сингулетних, 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, переходові з ${}^3S_1 \rightarrow 2{}^3P_0$ відповідає лінія 7065,707 Å; переходові з ${}^3S_1 \rightarrow 2{}^3P_1$ — лінія 7065,212 Å; переходові з ${}^3S_1 \rightarrow 2{}^3P_2$ — лінія 7065,177 Å.

Різниця довжин хвиль сусідніх ліній в цьому триплеті дорівнюють 0,495 Å і 0,035 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 парагелієм, є не що інше, як гелій з протилежно напрямленими спінами електронів, а ортогелій — гелій з паралельними між собою спінами електронів. Спектр парагелію утворюється в наслідок переходів між сингулетними рівнями, спектр ортогелію — при переходах між триплетними рівнями.

§ 561. Про спектри інших атомів. Спектри елементів, які мають два оптичні електрони, аналогічні в значній мірі спектрові гелію. До числа таких елементів належать цинк, кадмій, ртуть і ін. У спектрах пари цих металів можна виявити лінії, які відповідають переходам як між сингулетними 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. Віддали 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 підтверджене цілим рядом експериментів із збудженням свічення атомів електронними ударами. Першими були досліди Франка і Герца з ртутною парою. Схема їх

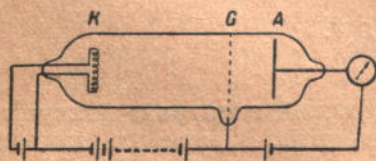


Рис. 640. Схема дослідів Франка і Герца.

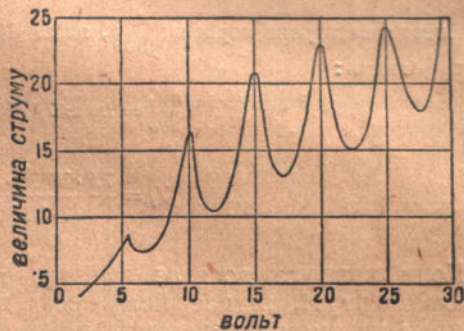


Рис. 641. Залежність величини струму від напруги в досліді Франка і Герца.

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 вольтах 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 досліді 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

кривий 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 дстати 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 перемогти 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 Фута 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 дала 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 \AA , яка відповідає переходові 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 \AA і відповідає переходові з вищого 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 свіченні розрідженого газу умови наближаються до ідеальних. Але при скількинебудь значній густині світлого 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

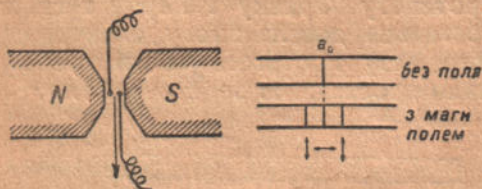


Рис. 643. Спостереження явища Зеемана в напрямі, перпендикулярному до магнітного поля.

колу. Всі ці висновки теорії були блискуче потверджені 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 (сингулетами); 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:

Рис. 644. Спостереження явища Зеемана вздовж магнітного поля.

$$m_l = l, l-1, \dots, 1, 0, -1, \dots, -(l-1), -l.$$

$m_l = l$ 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

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. Установка 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 дивимося 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-

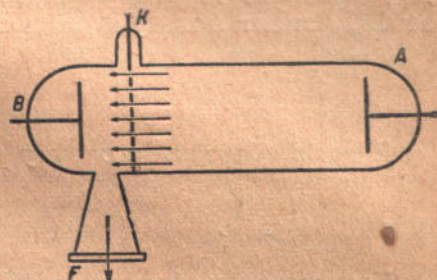


Рис. 645. Схема установки для спостереження явища Штарка.

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 „смугастих“. 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 так.

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:

$$W_r = Bm^2, \text{ де } m = m' + \frac{1}{2}.$$

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 $n = n' + \frac{1}{2}$

a , b — сталі, які характеризують силу, що діє між атомами. Якби молекула являла собою гармонічний осцилятор, то W_s 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 обернуттями і коливаннями:

$$W = W_e + W_s + W_r = \nu_0 + an - bn^2 + Bm^2. \quad (7)$$

Якщо вибрати в спектрі лінію, яка відповідає переходам між різними рівнями для W_r при сталих W_e і W_s , то для частот цих ліній ми дістанемо такі два вирази (8) і (9).

Якщо B стає, 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:

$$\nu = \frac{W_r' - W_r}{h} = \frac{B}{h} [(m+1)^2 - m^2] = \frac{B}{h} (2m' + 2)^1. \quad (8)$$

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 обернуття, а й енергією коливань (при сталій енергії електронних оболонок). В даному випадку і W_r і W_s 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.

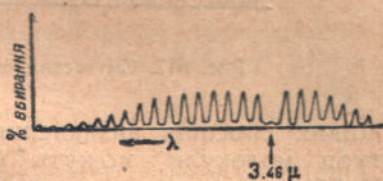


Рис. 646. Смуга вбирання HCl.

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

¹ За старою квантовою механікою $\nu = \frac{B}{h} (2m' + 1)$; отже, частота першої лінії ($m' = 0$) за старою квантовою теорією дорівнює $\frac{B}{h}$, а за новою $\frac{2B}{h}$, що відповідає дослідів.

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:

$$\nu = A + 2Bm + Cm^2 \text{ } ^1), \quad (10)$$

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.

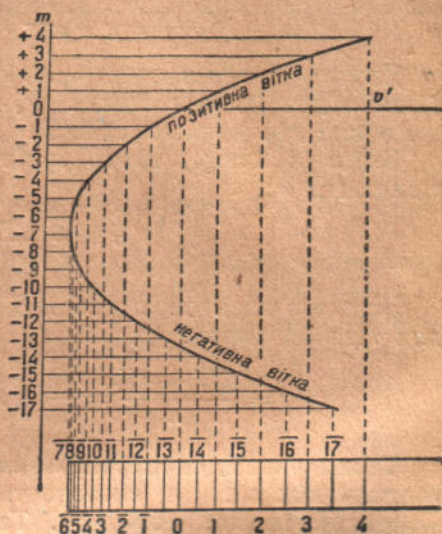
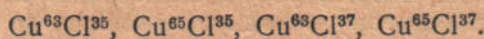


Рис. 648.

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 випливає з того, що маси атомів визначають як частоту їх коливань у молекул, 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 ізоотп водню з атомною вагою, рівною 2. Існування такого ізоотпу припускали давно, але не знаходили прямих доказів його існування і тільки спектральний метод дав змогу точно встановити наявність молекул H^2H^1 , які містять цей ізоотп. Трудність його виявлення будь-яким іншим методом стає зрозумілою, якщо взяти до уваги, що концентрація ізоотпу H^2 у звичайному водні дорівнює $\frac{1}{45000}$. Тепер вже здобувають „важку“ воду, молекула якої містить ізоотп 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

¹⁾ 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.



Рис. 649. Схема установки для спостереження ефекту Рамана, Ландсберга і Мандельштама.

Ртутна лампа Q, поставлена поруч з посудиною G, освітлює її збоку. Спектрограф S розміщений по осі посудини G; лінза L збирає на щілину спектрографа S світло, розсіяне речовиною, яка наповнює посудину. Речовина повинна бути надзвичайно чистою, бо інакше світло, розсіяне забрудненнями, буде переважати над молекулярним розсіянням. При вивчанні 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 Å; 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 — найдалшому. 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.

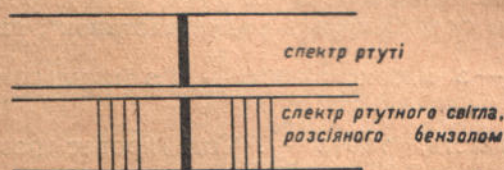


Рис. 650.

Ми бачимо, що ці числа близько збігаються з вищенаведеними різницями. Отже, можемо сказати, що в спектрі розсіяного світла спостерігаються нові частоти, які дорівнюють як сумі основної частоти з власною частотою молекул, так і різниці цих частот. Наявність таких сумарних і різницевих частот спостерігається і в акустиці і їй може бути дано чисто класичне

пояснення. Якщо на молекулу падає світло з частотою ν , то вираз для хвилі розсіяного цієї молекулою світла можна подати у вигляді

$$S = a \cos 2\pi\nu t, \tag{11}$$

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:

$$a = a_0 + b \cos 2\pi\nu_0 t, \tag{12}$$

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 вбирання.

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. Спрощуючи 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 співударяння 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 співударянні 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 Кемпону.

§ 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, то 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 сенсibilізованої флюоресценції. Ми бачимо, що при поясненні флюоресценції вже доводиться брати до уваги взаємодіяння між молекулами флюоресціуючої речовини, хоча ми маємо справу з парою. 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 флюоресціуючою 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, — „фосфорів“. Йому вдалося встановити дуже важливий і очевидний закон для фосфоресценції. Кількість світла, випромінювана даним „фосфором“ від моменту його збудження до моменту його згасання, стала і не залежить від швидкості затухання. Якщо ми „фосфор“ (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. „Фосфор“ 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 стопів, 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. Фотохімічні реакції. Якщо за хвильовими 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 $20\,000^\circ$. Цією концентрованою енергією пояснюється сильна дія світла на речовину. При вбиранні світла в цілому ряді речовин відбуваються хімічні реакції, які змінюють їх внутрішню структуру. Ці реакції називаються фотохімічними.

Найпростішим випадком фотохімічних реакцій є фотохімічні 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 внаслідок дальшої обробки („проявляння“ 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 фотохімічних реакцій: *кожній молекулі, яка прореагувала, відповідає один увібраний квант, тобто число молекул, які прореагували, пропорціональне числу квантів.* Чим менш кванти, тобто чим більша довжина хвилі, тим більший буде вихід фотохімічної 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 справедливість 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. **Принципiальнi труднощi в теорiї Бора.** Викладена вище теорiя Бора, яка виросла з резерфордiвської планетарної моделi атома i квантової теорiї випромiнювання Планка i Ейнштейна, здобула ряд блискучих перемог у дослiдженнi й тлумаченнi атомної структури i внутрiшньоатомних процесiв.

Обидва постулати теорiї Бора є виразом твердо встановлених фактiв: стiйкостi атома й дискретностi його енергетичних станiв, встановленої дослiдами Франка i Герца (I постулат Бора), i комбiнацiйного принципу Рiтца (II постулат Бора). Проте, уже в тих проблемах, яким завдячує успiхом теорiя Бора (структура найпростiшого атома — атома водню), виникли з самого початку дуже серйознi труднощi. Наприклад, для повного пояснення складного Зеєман-ефекту виявилася недостатньою система цiлих квантових чисел, що описували стан атома за Бором i Зоммерфельдом. У цьому випадку довелося ввести не цiлi, а напiвцiлi квантовi числа $n_k = 1/2, 3/2 \dots$. Аналогiчно виявилось необхідним ввести напiвцiлi квантовi числа, щоб досягти погодженостi мiж дослiдними даними про смугастi спектри i теорiєю.

Систематика спектральних термiв указувала, що в нижньому так званому *s*-термi азимутальне квантове число l повинне дорiвнювати нулеві, а через те що воно вимiрює обертальний момент, останнiй у цьому станi повинен би також дорiвнювати нулеві (стор. 645 i 648). Проте, рух електрона з моментом, що дорiвнює нулеві, відповідає руховi електрона по прямiй, яка проходить через ядро, — „паданню електрона на ядро“. Тому цей стан у теорiї Бора виключався, i вважали, що найменше значення числа l є 1. Це не погоджується з дослiдом.

Отже, теорiя Бора не може дати однозначного, придатного для всiх випадкiв методу квантування. Останнє стане зрозумiлим, якщо взяти до уваги те, що квантовi умови цiлком зовнiшньо приєднувалися до чужої їм класичної механiки.

Далi, твердячи у I постулатi про вiдсутнiсть випромiнювання пiд час руху електрона по квантовiй орбiтi, теорiя Бора вiдхиляла можливiсть застосувати класичну електродинамiку до руху електрона всерединi атома, бо згiдно з останньою усякий заряд, який прискорено рухається, повинен випромiнювати. Замiсть класичного закону випромiнювання теорiя Бора вводить квантовий постулат випромiнювання:

$$h\nu = E_1 - E_2;$$

тут $h\nu$ — енергiя випромiнюваного або вбираних кванта свiтла, а E_1 i E_2 — енергiя двох будь-яких квантових станiв, мiж якими вiдбувається перехiд електрона. Але цей постулат вiдбиває тiльки перервну сторону у випромiнюваннi, дозволяючи обчислити спектр випромiнювання. Друга ж частина завдання — обчислення iнтенсивностей спектральних лiнiй i їх поляризацiї — не може бути розв'язана в теорiї Бора, бо ця сторона випромiнювання визначається неперервними хвильовими властивостями свiтла. А тому для розв'язання проблеми iнтенсивностi i поляризацiї випромiнювання теорiя Бора була змушена вдатися все ж до класичної електродинамiки, перекидаючи мiсток вiд класичної електродинамiки до квантової теорiї у виглядi так званого *принципу вiдповiдностi*. Принцип вiдповiдностi впливав з виявленої еквiвалентностi класичної теорiї i теорiї квантової в областi великих квантових чисел. Проте, перенесення результатiв дослiдження з областi великих квантових чисел в область малих квантових чисел, де вже класичнi частоти руху не збiгаються з квантовими частотами випромiнювання, веде до неоднозначних i невизначених вiдповiдей на поставлене вище питання про iнтенсивнiсть лiнiй i про їх поляризацiю.

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 дослідові, 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. Непереборні перешкоди, що виникли при розв'язанні проблеми будови складних атомів і молекул, коренилися у взаємодіянні електронів. Якщо в атомі водню на електрон діє тільки сталє 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 виникло 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 хибі 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 пластинку (досліди Г. П. Томсона) або розсіюється поверхнею монокристала (досліди Девіссона і Джермера), то спостерігається інтерференційна картина, цілком аналогічна відповідній інтерференційній картині рентгенового проміння (наприклад, інтерференція Дебай — Шерера або Брегга). 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 поведуться 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 добутковій масі 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 дослідями. 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 Шредингера 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 пропорціональне 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 (імовірніше) буває там електрон. Якщо подивитися з боку на таку картину, то ми матимемо картину хмарки, забарвленої в кожному місці з густотою, пропорціональною 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 коливаний струни. Якщо струні, закріпленій у двох точках, надати певного імпульсу, то, як відомо, у ній виникають власні коливання. Частоти коливаний 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 коливаний повинна дорівнювати нулеві. Отже, струна повинна містити ціле число півхвиль, і дискретність можливих коливаний 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. Звертаючись 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 розподілу зарядів. Отже, ці стани є стаціонарними, квантовими станами точно в тому розумінні, як їх допускає I постулат Бора.

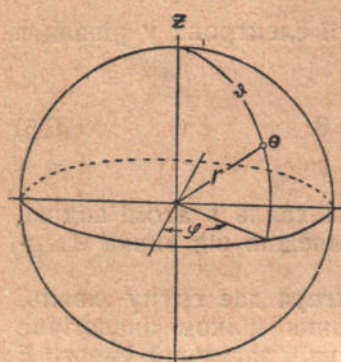


Рис. 652.

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:

$$E_n = -\frac{2\pi^2 e^4 \mu Z^2}{n^2 \cdot h^2}; \quad n = 1, 2, 3, \dots \quad (16)$$

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 руху¹⁾ на якийсь вибраний напрям z (наприклад, на напрям магнітного поля), тобто характеризує орієнтацію орбіти:

$$p_z = \frac{\hbar}{2\pi} m. \quad (18)$$

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 Шредингера 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:

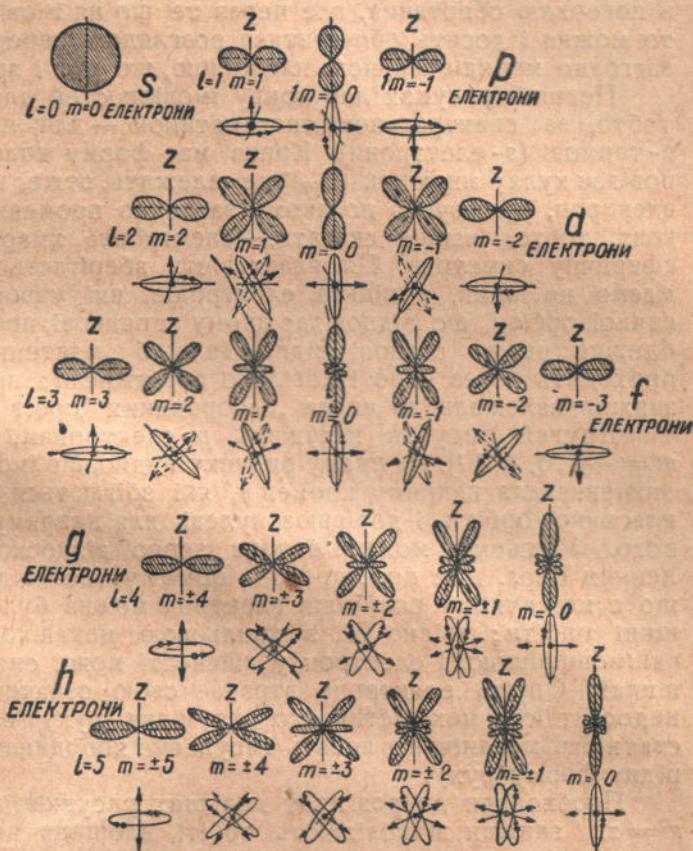


Рис. 653а. Кутовий розподіл імовірностей [множник $(\theta_{ml})^2$] для s -, p -, d -, f -, g - і h - електронів і відповідні класичні орбіти.

$$P = |\psi|^2 = (\Phi_m)^2 (\Theta_{ml})^2 (R_{nl})^2. \quad (19)$$

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 вивчання 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 денебудь 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 $(R_{nl})^2$ не відіграє ніякої ролі, і через те що атом має, як ми бачили вище, симетрію обертання, то ця імовірність 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 відносно імовірність 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 імовірність 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 імовірностей 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 імовірність 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 „маятникові“ траєкторії, які проходять через ядро і доволно орієнтовані; проте, в теорії Бора вони завжди належали до числа „заборонених“ орбіт (§ 556).

Другий рисунок належить p -електронам, для яких $l = 1$ і, отже, $m = +1, 0, -1$ ¹⁾. На цьому рисунку видно, що імовірність 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 кута 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 імовірності 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.

Збір, 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.

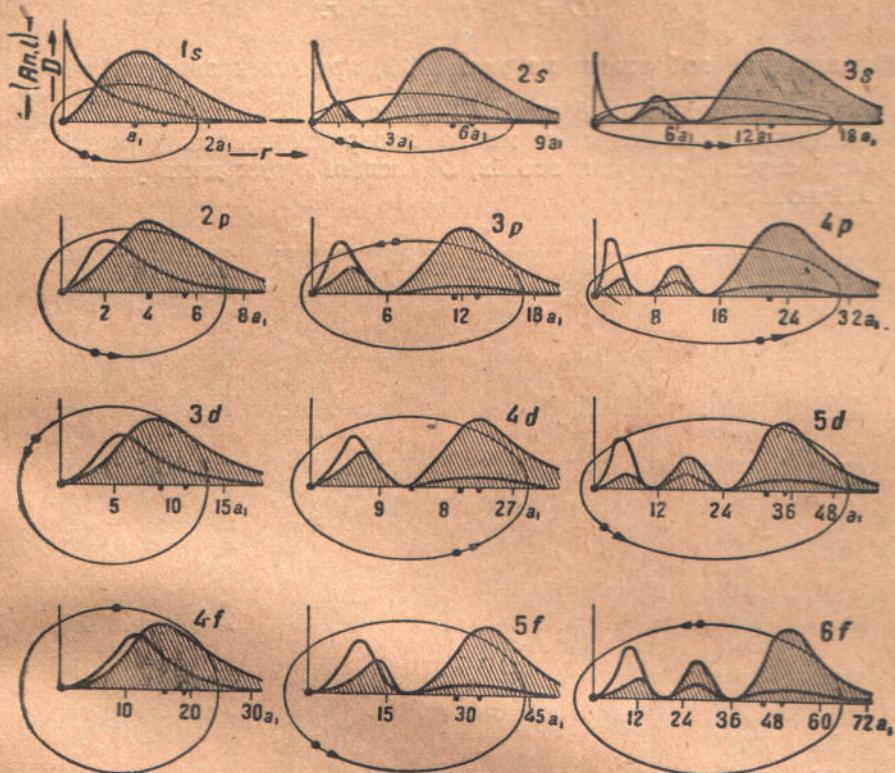


Рис. 653б. Розподіл імовірностей по віддалі від ядра (множник R_{nl}). Заштриховані криві являють розподіл густини електронів D . Еліпси являють орбіти за Бором.

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 радіуси-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

$$[\Theta_{0,1}]^2 = \frac{3}{2} \cos^2 \vartheta; \quad [\Theta_{\pm 1,1}]^2 = \frac{3}{2} \sin^2 \vartheta;$$

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.

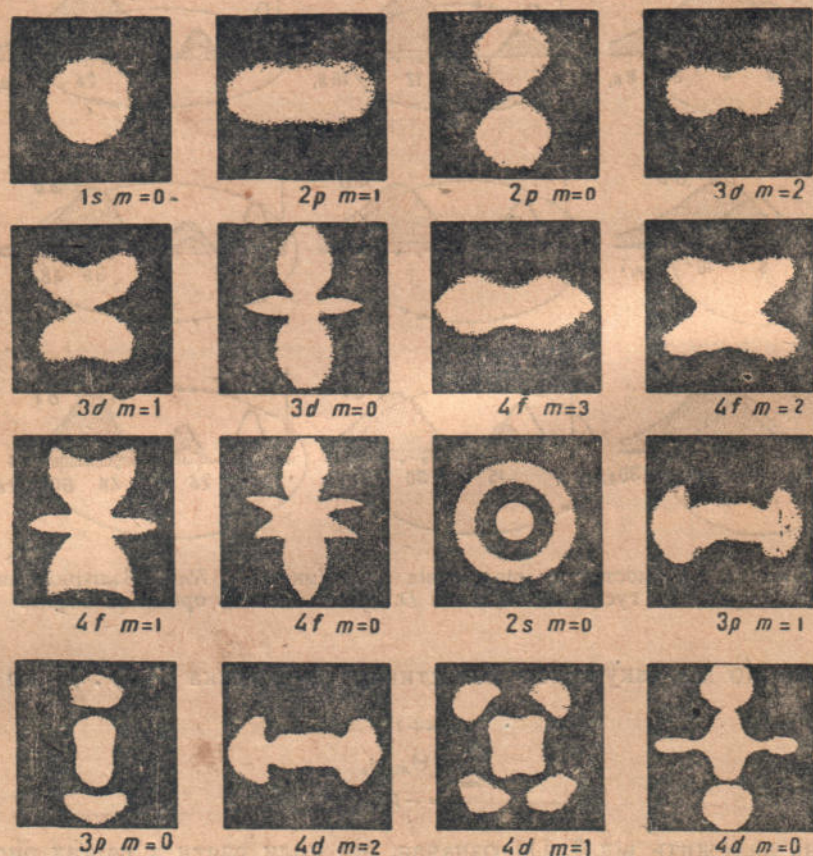


Рис. 653с. Знімки моделі електронної хмари для різних станів воднеподібних атомів.

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 Хуай 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 многоелектронну 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 радію, відкритого в 1898 р., що був головним об'єктом, на якому вдалося спостерігати явища, які становлять зміст учення про радіоактивність. Солі радію (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 радію, 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 - платиноціаніду, 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 поводження атомів і їх угруповань — молекул. Не вважаючи 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. Цією 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 познайомимось. 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 вбиранням; 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 вбиранні 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 вбираються 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 вбиранні засіб для відокремлення одного від одного променів різного роду.

Поряд з характером висиланих частинок радіоактивне перетворення характеризується ще швидкістю перетворення. Мірою цієї швидкості служить проміжок часу, протягом якого розпадається половина атомів

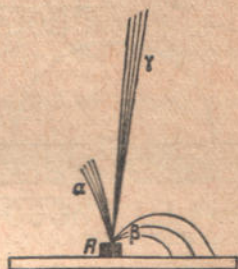


Рис. 654.

будької порції елемента. Цей проміжок часу називають періодом піврозпаду.

З більйона атомів радіо за секунду розпадається приблизно 14 атомів, що відповідає періодові піврозпаду в 1600 років.

Еманация радіо (радон) розпадається приблизно в 150 000 раз швидше, ніж радій; з мільйона атомів еманации за секунду розпадаються приблизно два атоми; відповідний цій швидкості розпаду період піврозпаду дорівнює приблизно чотирьом дням.

§ 578. Методи вимірювання інтенсивності радіоактивних променів. Принципіально кожне доступне точному вимірюванню діяння променів радіо може бути використане для того, щоб кількісно порівнювати їх між собою; приміром, можна легко показати зміну препаратів радіо, зберіжуваних 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 застосований метод треба вказати на вимірювання діяння променів на гази, ізолююча

здатність яких, як відомо, в наслідок іонізації зменшується під впливом променів радіо.

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

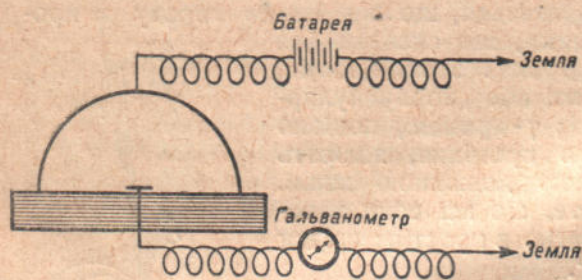


Рис. 655.

ніби до нього доторкнулися заземленим провідником; промені радіо, 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 круглу 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“ препарата, гальванометром у землю. Гальванометр показує струм, величина якого є прямим мірилом спричиненої препаратом іонізації, а разом з тим і „сили“ препарата, 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 є, якщо і не абсолютно, то все ж великою мірою ізолююча речовина. Але якщо поблизу є 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 пропорційний, таким чином, силі препарата. 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

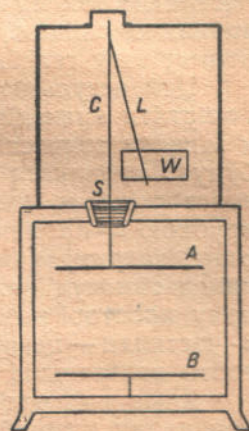


Рис. 656. α -електроскоп.

і β -промені не могли проникати крізь них. Препарат поміщують 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.

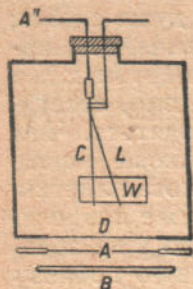


Рис. 657.
 β -електроскоп.

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 хімічних методів.

Флюоресцюючий 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 атомну вагу гелію.

Цей результат підтверджується на такому хімічному досліді. Якщо помістити еманацию радію 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. І з радію 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 і з радію, 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 вивченням 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, еманція 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 утворених 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 10 000 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.

Таблиця 41.

Довжина хвилі в см.

Електричні хвилі	від	∞	до	$2 \cdot 10^{-1}$
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 трубці, 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 будь-якого 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 хвилі, відповідних ліній вбирання, у цьому разі дорівнює довжині хвилі спектра випромінювання, тим часом як при рентгеновому промінні вбиранні 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 в наслідок 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 т о р и н н і γ -промені.

Недавно Тарант і Гепфільд встановили, що жорсткі γ -промені радіо С здатні спричинювати збудження ядер усіх елементів від кисню

проміювання, а другий — через β -випромінювання. Такого роду розпад називають двоїстим.

Численні досліди, які мали вяснити, 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 еманачії (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 потвердження 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 не дійсне 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

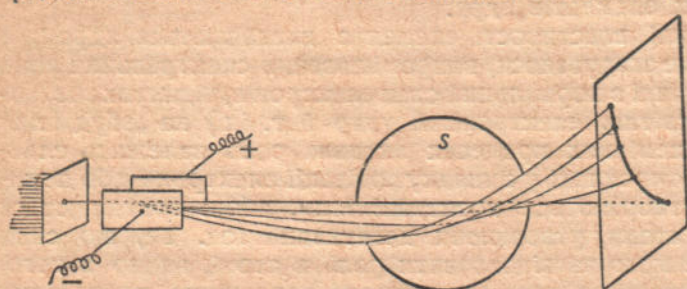


Рис. 658. Схема мас - спектрографа.

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, ві-

домого під назвою „методу парабол“, полягає ось у чому.

Припустимо, що тонкий різко окреслений пучок каналових променів (§ 390) падає горизонтально на флюоресціюючий 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; 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 в гору, 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).

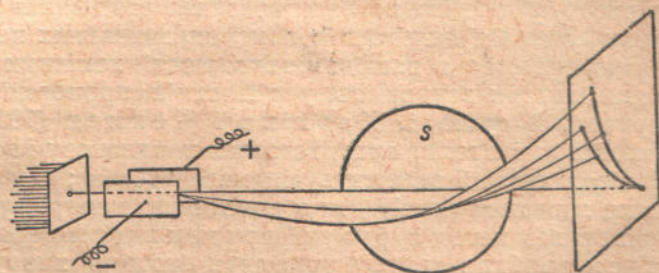


Рис. 659. Розщеплення парабол у мас - спектрографі.

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 флуоресціюючому 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.

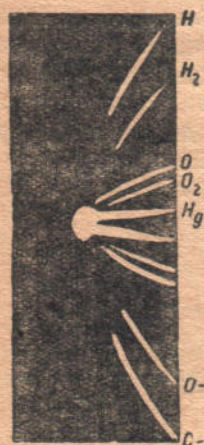


Рис. 660.
Мас-спектрограма.

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 сумішці 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 сумішці. Харкіс 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; Бронштед (1922 р.) застосував метод сублимації при низьких температурах; Мертон і Бортлеєм зробили спробу розділити ізотопы хлору, впливаючи монохроматичним світлом на сумішку хлору й водню і видозмінивши 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 алхіміків 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 H , 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. H -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 H_2 , 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 H -частинок така велика, що енергія їх не може бути віднесена виключно за рахунок енергії ударяючої α -частинки.

Утворення H -частинок під дією α -променів було вперше виявлено в азоту; дальші досліди показали, проте, що так само поводяться і багато інших елементів, а саме — бор, флуор, натрій, фосфор і т. ін.; найяскравіше це явище спостерігається в алюмінію, далекість діяння α -променів якого досягає 90 см. Для утворення одного атома H з алюмінію, проте, необхідне величезне число α -частинок. Можна обчислити, що для одержання 1 мм³ водню необхідно було б піддати алюміній діянням променів 1 г радію протягом 3000 років; звідси видно, наскільки цей метод розкладу елементів далекий від будь-якого практичного застосування.

У вуглиці, кісні і сірці утворення H -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 H -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 однієї. 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 сцинтиляцій 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 проникаючі 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, зроблені 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 zenіту прийшли до висновку про позаземне походження цих променів, названих тому космічними променями.

Величезна проникна 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

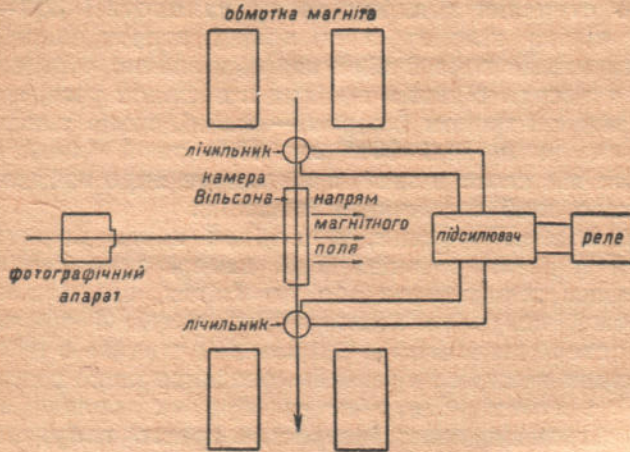


Рис. 661. Установка Блеккета і Оккіаліні для спостереження космічних променів.

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

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 обчислили з прониких властивостей довжину хвилі і енергію квантів. Міллікен і Камерон показали, що основній 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'яснити природу космічних променів і їх діяння, слід особливо відзначити експериментальну установку, сконструйовану в 1932 році Блеккетом і Оккіаліні. 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 з 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.



Рис. 662. Знімок слідів надшвидких частинок у камері Вільсона.

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 мм, 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 15%.

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 слідів; частина цих слідів належить позитронам.

Реальність існування позитронів підтвердилася пізнішими дослідями, в яких ці частинки були одержані незалежно від космічних променів.

У 1933 р. Чадвік, Блеккет і Оккіаліні показали, що позитрони вилітають із свинцевої пластинки, обпромінюваної γ -променями і нейтронами, що їх випускає берилій під дією радіоактивного випромінювання полонію. Досліди Кюрі і Жоліо (1934 р.) по „штучній“ радіоактивності,

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

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.



Рис. 663. Результат зустрічі космічної частинки з матерією. „Злива“ з 28 частинок — електронів і позитронів. (Фото Андерсона і Міллікена.)

§ 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, якого легший 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 діянням 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 віддальх діяло на α -частинки 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.

Далі було показано, 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 було теоретично доведено 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 $10-13$ кал менший вмісту енергії в атомі Ra; для 1 г еманції ця різниця становитиме близько 10^6 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 чотирикратного 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 500 кг водню на воду.

Зменшення маси (її 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 ізотопа) від кратності атомній вазі водню.

Зазначене вище робить зрозумілим те, чому ядра гелію виступають як самостійні незруйновні складові частини ядер важчих 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 сполучитися 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 назовні“.

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 вській 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 зберігання енергії), то співвідношення $E = mc^2$ підтверджує, що й загальна кількість речовини (маса) залишається сталою (закон зберігання матерії). Навпаки: із зберігання маси випливає необхідність зберігання 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 поверхневу 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 $10^{27} m$. Інтерферометричні виміри й інші посередні методи дозволяють визначити розміри зір. Отже, стає відомою середня густина зоряної матерії.

За поверхневою температурою, 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 густина 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 маси зір. Ці маси рідко відрізняються набагато від цифри $10^{27} m$. Обчислення Еддінгтона показують, що коли маса будьякої зорі перевищує $10^{28} m$, 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 світил.

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 m своєї маси за одну секунду ($130 \cdot 10^{12} m$ 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 g маси теж зв'язане з віком.

Джінс характеризує це так:

„...якась скупість підкрадається до зір під час їх дряглості; 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 пісковому годиннику, коли йому залишилося вже мало тексти“²⁾.

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.

Цікаво відзначити 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 виносу речовини надзвичайно малий порівняно із втратами в наслідок випромінювання.

Міллікен а, 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. Многочисленно 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, поки 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 радіацію 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.

Спираючись 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	$6,66 \cdot 10^{-8} \text{ дин} \cdot \text{см}^2 \cdot \text{г}^{-2}$
Прискорення сили тяжіння g на широті 45°	$980,665 \text{ см} \cdot \text{сек}^{-2}$
Абсолютний нуль температури	$-273,2^\circ \text{C}$
Об'єм граммолекули ідеального газу	$22\,414 \text{ см}^3 \cdot \text{моль}^{-1}$
Універсальна газова стала R	$1,987 \text{ кал} \cdot \text{град}^{-1} \cdot \text{моль}^{-1} =$ $= 8,315 \cdot 10^7 \text{ ерг} \cdot \text{град}^{-1} \cdot \text{моль}^{-1}$
Число Авогадро N_{Av}	$6,06 \cdot 10^{23}$
Число Лошмідта N_L	$2,70 \cdot 10^{49}$
Елементарний електричний заряд e	$4,774 \cdot 10^{-10} \text{ CGSE} = 1,598 \cdot 10^{-19} \text{ кулон}$
Питомий заряд електрона $\frac{e}{m_0}$	$5,305 \cdot 10^{17} \text{ CGSE} \cdot \text{г}^{-1}$
Заряд Фарадея	$96\,500 \text{ кулон} \cdot \text{моль}^{-1}$
Швидкість світла у вакуумі c	$2,99860 \cdot 10^{10} \text{ см} \cdot \text{сек}^{-1}$
Стала Больцмана k	$1,375 \cdot 10^{-16} \text{ ерг} \cdot \text{град}^{-1}$
Стала Рідберга K	$3,290364 \cdot 10^{15} \text{ сек}^{-1} = c \cdot 1,097 \cdot 10^8 \text{ см}^{-1}$
Стала Стефана — Больцмана σ	$5,767 \cdot 10^{-12} \text{ ват} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{град}^{-4}$
Планкова стала дії h	$6,554 \cdot 10^{-27} \text{ ерг} \cdot \text{сек}$
Стала зміщення Віна $\lambda_m T$	$0,2885 \text{ см} \cdot \text{град}$
Радіус першої водневої орбіти електрона за Бором	$0,5305 \cdot 10^{-8} \text{ см}$
Енергія $\frac{3}{2} kT$ молекули ідеального газу при абсолютній температурі T	$2,063 \cdot 10^{-16} \cdot T \text{ ергів}$
Енергія електрона, що пролетів через поле різниці потенціалів V вольтів	$1,598 \cdot 10^{-12} V \text{ ергів}$
Швидкість електрона, що пролетів через поле різниці потенціалів V вольтів	$5,94 \cdot 10^7 \sqrt{V} \text{ см} \cdot \text{сек}^{-1}$
Енергія кванта світла з частотою ν	$6,554 \cdot 10^{-27} \nu \text{ ергів}$
Енергія кванта світла з хвильовим числом N	$1,966 \cdot 10^{-16} N \text{ ергів}$
Енергія $m_0 c^2$ водневого атома (протона)	$1,502 \cdot 10^{-3} \text{ ергів}$
Енергія $m_0 c^2$ електрона	$0,8143 \cdot 10^{-6} \text{ ергів}$
Маса електрона в спокої	$0,9048 \cdot 10^{-27} \text{ г}$
Маса водневого атома (протона)	$1,669 \cdot 10^{-24} \text{ г}$
Маса атома з атомною вагою A	$A \cdot 1,656 \cdot 10^{-24} \text{ г}$
Маса кванта світла з частотою ν	$0,7282 \cdot 10^{-47} \nu \text{ г}$
Маса кванта світла з хвильовим числом N	$2,185 \cdot 10^{-37} N \text{ г}$
Маса кванта світла з довжиною хвилі λ	$2,185 \cdot 10^{-37} \lambda^{-1} \text{ г}$

ІМЕННИЙ ПОКАЖЧИК.

- Абрагам 444.
 Авогадро 189.
 Ампер 61, 347, 352.
 Андерсон 693.
 Арістотель 1.
 Арреніус 414.
 Арсонваль 362.
 Архімед 102.
 Астон 427, 686.
 Афанасьєва - Еренфест Т. А. 257.
 Бальмер 632.
 Баркгаузен 489.
 Баркла 600.
 Барлоу 365.
 Бачинський А. І. 229.
 Беккер 690.
 Бернуллі Данііл 221.
 Бернуллі Іоганн 60.
 Берцеліус 413.
 Бессель 28.
 Біо 351.
 Благден 415.
 Блеккет 690, 692, 693.
 Бозе 207, 256.
 Бойль 117, 189.
 Больцман 208, 273, 286.
 Боненбергер 89.
 Бор 630, 636, 663.
 Бґґе 690.
 Бошковіч 621.
 Браве 600.
 Браун 179.
 Брінель 148.
 Бройль 665.
 Броншted 688.
 Бруно 2.
 Бґґер 572, 600.
 Брюстер 577.
 Бухерер 445.
 Вавілов С. І. 581.
 Вайбель 440.
 Ван-дер-Ваальс 197.
 Ван-Лаар 415.
 Вант-Гофф 246, 415.
 Відеман 428.
 Вільсон 623.
 Він 211, 427.
 Галілей 2, 13, 19, 60.
 Гамільтон 27.
 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.
 Герц 27, 325, 420, 532.
 Герц Г. 651.
 Гефнер 368, 605.
 Гіббс 290.
 Гірін 267.
 Гольдшміт 602.
 Гольдштейн 420, 427.
 Гопкінсон 355.
 Грамм 368.
 Гротгус 413, 460.
 Грюнейзен 207.
 Гук 136.
 Гюйгенс 20, 561.
 Дальтон 187.
 Даніель 413, 466.
 Дебай 206, 462, 602.
 Деві 413.
 Девіссон 664.
 Декарт 2, 13.
 Деландр 658.
 Демокріт І.
 Депре 362.
 Джермер 654.
 Джінс 635, 698.
 Джоуль 267.
 Дізель 299.
 Дірак 696.
 Допплер 536.
 Друде 428, 632.
 Дюгем 257.
 Дюлон 206, 297.
 Дюнуайє 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.
 Ендрюс 201.
 Еортлеєм 688.
 Еренгафт 434.
 Ерстед 347.
 Етвеш 28.
 Жамен 558.
 Жолло 694.
 Жоллі 13.
 Жуковський 126.
 Зеєман 653.
 Зідентоф 575.
 Зомерфельд 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.
 Кевендіш 12.
 Кельвін 257, 267, 273, 308, 621.
 Келлер 2.
 Керр 502, 526, 585.
 Кертіс 307.
 Кесом 204.
 Кірхгоф 213, 342, 634.
 Клапейрон 190, 291.
 Клаузіус 257, 273, 278, 291 413.
 Кніппінг 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.
 Кулдж 436.
 Кулон 53, 55, 310, 319.
 Кюрі І. 694.
 Лаваль 168.
 Лагранж 27, 61.
 Ладігін 610.
 Лайман 639.
 Ламберт 598.
 Лангмюір 248, 433, 611.
 Ландсберг Г. С. 659.

- Лаплас 234, 515.
Лауе 600.
Лаванші 446.
Ленард 662.
Ленін В. І. 3, 5.
Ленц 373.
Лесаж 621.
Леффлер 304.
Лівшиц С. Я. 529.
Ліліенталь 128.
Ліліенфельд 436.
Ліпман 560.
Лоренц 428, 444, 632, 653.
Лошмідт 223.
Луммер 558.
Людерс 146.
Люммер 257, 607, 613.
- Магнус 455.
Майер 622.
Майер Р. 268.
Майкельсон 20, 444, 534, 557, 571.
Максвелл 2, 181, 194, 220, 221, 325, 337, 386, 532.
Мандельштам Л. І. 659.
Марк К. 3.
Марсден 623, 625.
Мах 3.
Мейсснер 492.
Менделеев Д. І. 297.
Мертон 688.
Міллер 444.
Міллкен 423, 434, 692, 699.
Міхельсон В. А. 308.
Мозелей 628.
Молмер 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.
Оккіаліні 692, 693.
Ом 340.
Оннес Камерлінг 204, 384.
- Оствальд 273, 449.
Отто 298.
- Парсонс 307.
Паскаль 100.
Паулі 649.
Пельгон 114.
Пельтьє 431.
Перрен 420.
Петров Н. П. 57.
Пікар 121.
Пікте 204.
Піто 108.
Планк 210, 634, 635.
Плато 230.
Полані 248.
Прандтль 128.
Пті 206.
Пуазель 227.
Пуассон 61, 138, 268, 282, 565.
Пуль 688.
Пфедер 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.
Стонер 640.
- Тарасов В. В. 249.
Тібо 696.
Торічеллі 110.
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.
Фаянс 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.
Хівісайд 494.
Хітторф 413.
Холл 365.
Хрістіансен 634.
Хуайт 672.
- Чадвік 690, 693.
Чаплигін 128.
Чепмен 221, 688.
- Шеррер 602.
Шоткі 432.
Шредінгер 619, 665.
Штарк 427, 655.
Штерн 186.
- Юленбек 647.
Юнг 137.
- Якобі 27.

ПРЕДМЕТНИЙ ПОКАЖЧИК.

- Аберация астрономічна 535.
 „ сферична 544 — 546.
 „ хроматична 596.
 Абсолютна температура 190, 255, 256 — 257.
 Абсолютний нуль температури 193.
 Абсолютно чорне тіло 209 — 210.
 Абсорбція газів 246 — 247.
 „ світла 597.
 Авогадро закон 189.
 Агностицизм 3.
 Адаптор 527.
 Адиабатні процеси 265, 270 — 271, 292.
 Адсорбція 247 — 249.
 Аеродинаміка 120 — 134.
 Аеродинамічні труби 125 — 126.
 Аероплан 126 — 132.
 Аеростат 120 — 121.
 Аеростатика 117 — 121.
 Активна кислотність 471 — 472.
 Активний струм 399.
 Акумулятор гідравлічний 103.
 Акумулятори електрохімічні 468 — 469.
 Акустика 504 — 531.
 Акустичний опір середовища 519.
 Акустичні спектри 507 — 508.
 Алюотермічний процес 257.
 Ампер 350.
 Ампера формула 352.
 Ампер - витки 355.
 Амплітуда величини і напруги струму 394,
 400 — 401.
 Амплітуда змушених коливань 165.
 „ коливного руху 155.
 „ напруги 149.
 Анемометр 130.
 Анероїд 120.
 Анігіляція електронів 696.
 Анізотропність 138.
 Аніони 413.
 Анодне проміння 426 — 428.
 Антена 479 — 482, 496.
 Антиелектрони 418.
 Архімеда закон 102.
 Асинхронний мотор 410 — 411.
 Атмосфера 117, 118 — 119.
 Атома будова 619 — 640.
 Атомна фізика 619 — 699.
 Атомні вибухи 693.
 Балонет 121.
 Бальмера — Рідберга стала 639.
 Бальмера — Рітца формула 632, 638.
 Барометри 119 — 120.
 Барометрична формула 117 — 118.
 Бел 505.
 Бернуллі рівняння 106 — 108, 121.
 Бікварц 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.
 Брега формула 572.
 Бройля постулати 665.
 Буферні розчини 454.
 Вага 6 — 7, 10 — 12.
 „ (виграш на вазі* при піднятті з при-
 скоренням) 40.
 „ („втрата на вазі* при паданні з при-
 скоренням) 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 внутрішньоатомні 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.
 Ведневий показник 472.
 Вольт 331.

- Вольтаж 339.
 Вольтова дуга 613.
 Вольтфарадей 434.
 Втома металів 149.
 Вуха 506 — 507.
 В'язкість 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.
 Генезологічні ряди 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.
 Гефнера свічка 605.
 Гіббса — Гельмгольца рівняння 289 — 290.
 Гідравлічний акумулятор 103.
 " прес 102.
 Гідравлічні силові установки 111 — 112.
 Гідратація 448.
 Гідродинаміка 104 — 116.
 Гідроксоній 448, 460.
 Гідроліз 454.
 Гідростатика 97 — 103.
 Гірокомпас 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 витривалості 149.
 Грати дифракційні 567 — 572.
 " кристалічні 180, 600.
 Групова швидкість хвиль 176 — 177.
 Гучність звука 505, 506.
 Гучномовці 521 — 523.
 Грюнейзена закон 207.
 Гука закон 136.
 Гюйгенса принцип 561.
 Дальтона закон 187 — 188.
 Двигун тепловий 297 — 307.
 Двигуни внутрішнього згорання 298 — 303.
 Дебая закон кубів 206.
 Дезінтеграція атомного ядра 689.
 Детектор 500 — 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.
 Дирижабль 133 — 134.
 Диск Ніпкова 502.
 Дисоціація електролітична 240, 414 — 416,
 447 — 453.
 Дисоціація термічна 239 — 240.
 Дисперсія світла 592 — 596.
 Дифракційні грати 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.
 Дізеля цикл 299.
 Д'оптрія 543.
 Довжина хвилі 114, 170.
 Довжини хвиль електромагнітних 680.
 Доплера явище 536 — 538.
 Дуга полум'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 звільний 608.
 " теплоти 259.
 Еквіваленти електрохімічні 458 — 459.
 Еквівалентна електропровідність 461.
 Еквівалентність тепла і роботи 259, 275.
 Ексцентриситет ваговий 168.
 Електричний вітер 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.
- Електрохімія 447—474.
- Елементи гальванічні 464—467, 469—470.
- хемічні (періодична система) 628, 629.
- Елериони 129.
- Енергія 49—50.
- вільна 231—232, 288.
 - внутрішня 191, 194—197, 205, 261—262, 267.
- Енергія деформованого тіла 144—145.
- електрична 334—338.
 - електромагнітна 378—383, 476—477.
 - звука 515—516.
 - зв'язана 288.
 - кінетична 51—52.
 - „ „ обертових мас 84—85.
 - „ „ текучої рідини 111.
 - коливної системи 162—163.
 - молекулярно-кінетична 189—190, 193—194, 656.
- Енергія молекулярного взаємодіяння 196, 221—222.
- Енергія поверхні 231—233.
- потенціальна 52—55.
 - променяста 208—213.
 - хвиль 162—163.
- Енергії закон зберігання 49, 250, 261, 264.
- деградації (другий принцип термодинаміки) 250, 273—274.
- Ентропія 266, 277—281, 284—287, 292—293.
- Ерстед 223.
- Ефекти (див. також явища) Іоффе 148—149.
- Керра 585.
 - Ребіндера 149.
- Ешелон 571.
- Ємнісний опір 396.
- Ємність електрична 332.
- Жамена інтерферометр 558.
- Закон (див. також формула, рівняння):
- Авогадро 189.
 - Архімеда 102.
 - Біо і Савара 351—352.
 - Бойля—Маріотта 117.
 - Больцмана (e -положення) 221.
 - Вебера—Фехнера 505.
 - Відемана—Франца 428.
 - Віна (зміщення) 211.
 - Генрі абсорбції газів 247.
 - Грюнейзена 207.
 - Гука 136.
 - Дальтона 187—188.
 - Дебая 206.
 - Джоуля 267.
 - Джоуля виділення тепла струмом 344—345.
- Закон Дюлона і Пті 205—206.
- Ейнштейна (еквівалентності маси енергії) 695.
- Закон 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 Масквелла (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.
 - Планка 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.
- Зеємана явище 653.
- Зельмейера 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.
 Інерцій 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 Іх 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.
 Кеплерова труба 551.
 Керл (ротор) 390.
 Керра конденсатор 526.
 Кислотність активна 471 — 472.
 Кількість руху 22, 25, 33, 34, 45 — 46, 47.
 Кількість руху (закон зберігання) 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 закони електричного струму 342 — 343, 355.
 Клайперона рівняння 189 — 193, 246, 258, 267.
 Клапейрона — Клаузіуса рівняння 290 — 291.
 Клині 70 — 71.
 Клині прометричний 599, 615.
 Когерентність 174; 552, 581.
 Коерцитивна сила 360.
 Коефіцієнт адсорбції газів 247.
 " вбирання звука 529.
 " вбирання світла 598.
 " вертаючої 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 ($\cos \varphi$) 402 — 403, 411.
 Коефіцієнт променевбирання 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.
 " маятника 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.
 Крукса спігтарископ 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.
 Кутова частота 156.

- Кутова швидкість 77 — 79.
 Кутове прискорення 77 — 79.
 Кут крайовий 237.
 • тертя 69 — 70.
 Ламберт 605.
 Ламберта закон 598.
 Ламінарне течіння 104 — 105.
 Лампи газосвітлі 616 — 618.
 • електричні 610 — 612.
 • електронні 484 — 491.
 Ламповий генератор 484, 491 — 493.
 Лангмюірівський процес 257.
 • „частокіл“ 236.
 Лапласа формула 233 — 234.
 Ліліенталя поляра 128.
 Лінії 541 — 543.
 Ліній індукції 327.
 • Людерса 146, 147.
 • силові 323 — 325, 330 — 331, 345 — 346, 363, 373.
 Ліній течії 104, 122.
 Літак 126 — 132.
 Лічильник Гейгера 625.
 Лобовий опір 122.
 Луммера пластинка 559 — 560.
 Лупа 551.
 Людерса лінії 146, 147.
 Люкс 605.
 Люмен 605.
 Магнетизм 318 — 327, 358 — 361.
 • залишковий 320, 360.
 Магнетон Бора 648.
 Магнітна індукція 354, 357.
 • поляризація 320.
 Магнітний витік 354.
 • залізняка 318.
 Магнітні полюси 318, 324.
 • силові лінії струму 345 — 346.
 Магніторухійна сила 353, 385, 389.
 Майера Р. рівняння 268.
 Майкельсона інтерферометр 557.
 Макрофізика 4, 251.
 Максвелл 328.
 Максвелла закон рівномірного розподілу енергії по степенях вільності 194.
 Максвелла закон розподілу молекулярних швидкостей 181 — 182.
 Максвелла рівняння електродинаміки 386 — 390.
 Манометри 119.
 Мас - спектральний аналіз 686 — 688.
 Маса 6, 28, 440 — 446.
 Маса, закон зберігання 49, 697.
 Маси дефект 695 — 696.
 Маса еквівалентні в розумінні обертання 81.
 Матерія 4.
 Махізм 3.
 Машини парові 303 — 305.
 Маятник математичний 158.
 • фізичний 159 — 160.
 • Фуко 18 — 19.
 Метали, вторма 149.
 • діаграма розтягу 145 — 147.
 • електропровідність 340, 428.
 • магнітні властивості 321 — 322, 358 — 361.
 Метали, механічні властивості 149 — 152.
 Метали, твердість 148 — 149.
 • явища наклепу 147.
 Метациентр 103 — 104.
 Метод розмірності 123.
 • статистичний 182, 218 — 22.
 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.
 Міри, абсолютна і технічна системи 7 — 9.
 • величини струму 350.
 • електричної ємності 333.
 • електричного заряду 311, 350.
 • магнетизму 319.
 • MTS-система 10.
 • напруженості поля 323.
 • опору і провідності 340.
 • потенціала 331 — 332.
 • роботи, енергії і потужності 50 — 51.
 • самоіндукції 380.
 • світлові 604 — 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.
 Можливі переміщень принцип 60 — 61.
 Молекули, взаємодіяння їх 196, 221 — 222, 231.
 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, середньо-кватратичні, найімовірніші 182 — 183.
 Молекулярна фізика 179 — 205, 218 — 249.
 Молекулярний пучок 186.
 • тиск 196.
 Молізакція 449.
 Моль 189, 254.
 Момент інерції 77, 81 — 82, 85 — 87.
 • перерізу 142 — 143.
 • кількості руху 83 — 84.
 • кількості руху, закон зберігання 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 водоструминний 109.
 Неймана і Коппа закон 205.
 Нейтрони 690 — 691.
 Нернста закон 291 — 293.
 Ніколь 580 — 581.
 Ніпкова диск 502.
 Нормальні розчини 459.
 Нутація 91.
 Ньютона закони механіки 13, 15, 25 — 28, 35 — 36.
 Ньютона закон внутрішнього тертя 99.
 " " охолодження 215.
 " " тяжіння 10.
 Ньютонові кільця 556.
 Оборотні 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 емнсій 397.
 " " індуктивний 397.
 " " омійний 340 — 341, 384.
 " лобовий 122.
 " матеріалів 135 — 153.
 Оптична вісь 539, 542.
 " кристала 580.
 " пірометрія 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.
 " струнний 526.
 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.
 Пельтье явище 431 — 432.
 Перегрів пари 305.
 Період коливань 156.
 " маятника 158, 160.
 " крутильних коливань 159.
 " радіоактивного півропаду 676, 684.
 Періодична система елементів 628, 629.
 Перпетуум мобіле 250 — 251.
 Питомий опір електрострумів 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.
 Плавучість корабля 103 — 104.
 Планеризм 132 — 133.
 Планка закон спектрального складу випромінювання 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.
 Позитрони 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.
 Поліспасти 66 — 69.
 Полум'яна дуга 616.
 Полюси магнітні 318.
 Поляра Ліленталя 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 віднімання 22 — 24.
 Правило для визначення напрямку гіроскопічних сил 91.
 Правило Ленца для визначення напрямку індуктованих струмів 372 — 373.
 Правило лівої руки для визначення напрямку руху струмонесучого провідника в магнітному полі 361.
 Правило свердлика 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.
 Промені анодні 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 алюмотермічний 257.
 " лангмюрівський 257.
 Процеси ізобарні 199, 265.
 " ізоентропійні 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 границя 146, 151, 152.
 " об'ємної модуль 137, 141, 152.
 Пуаз 227.
 Пуассона коефіцієнт 138, 141.
 " рівняння 268 — 270, 281 — 282.
 Радіо 475 — 503.
 Радіоактивність 674 — 686.
 Радіоактивного піврозпаду період 676, 684.
 Радіоприймачі 500 — 501.
 Радіус Землі 39.
 Рамана явище 658 — 660.
 Реактивний струм 399.
 Реверберація 529.
 Резерфордова теорія будови атома 626 — 628.
 " " атомного ядра
 694 — 695.
 Резонанс 165 — 166.
 " випромінювальної системи 482, 484.
 " електричний 401 — 402.
 Резонансні лінії спектра 652.
 Рейнольдса числа 125.
 Рекордер 527.
 Ренкіна цикл 303 — 304.
 Рентгеноаналіз 602 — 603.
 Рентгенове проміння 436 — 438, 600 — 603,
 628, 642, 680 — 681.
 Рентгенограми 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 283.
 Рівняння (див. також формула, закон):
 " Бернуллі 106 — 108
 " Ван-дер-Ваальса 197 — 198.
 " Гіббса — Гельмгольца 289 — 290.
 " Клапейрона 189 — 193, 246, 258, 267.
 " Клапейрона — Клаузюса 290 — 291.
 " Майєра Роберта 268.
 " 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.
 Роздільна здатність оптичних інструментів
 573 — 575.
 Розподіл енергії по степенях вільності 194.
 " молекулярних швидкостей за Макс-
 веллом 181 — 182.
 Розряд електричний 418, 424 — 425.
 Розтяг поздовжній 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 (керл) 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.
 " поступний 76, 77.
 " при сталому прискоренні 30 — 31.
 " рідин 104 — 108.
 Самоіндукція 378 — 380, 397.
 Сахариметр 587.
 Світлимість 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 Гейфнера 605.
 Сила електрорушійна 339, 343, 367, 375, 380,
 385, 389, 466.
 Сила звука 505, 515.
 " магніторушійна 353, 385, 389.
 " світла 604, 606, 612.
 " термоелектрорушійна 430 — 431.
 Сили аеродинамічні 122 — 123, 127 — 128.
 " взаємодіяння двох струмів 364.
 " взаємодіяння магніта і струму 350 —
 361.
 Сили внутрішні і зовнішні 43.
 " в'язкості 98 — 100, 124.

- Сили гіроскопічні 89 — 93.
 „ еквівалентні в розумінні обертання 79 — 80.
- Сили електродинамічні 346, 348.
 „ електростатичні 310.
 „ інерції 14, 40 — 42.
 „ їх векторіальність 25.
 „ їх незалежність діяння 29.
 „ їх пропорціональність прискоренню 26 — 29.
- Сили, їх статичний і динамічний вияви 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 (смугасти) 642, 656 — 658.
- Спектри оптичні неперервні 642.
 „ рентгенові 628, 642.
- Спектрограф 597.
 „ для рентгенового проміння 600 — 601.
- Спін 647.
- Спінтарископ Крукса 624.
- Стабілізатор 129.
- Стала Бальмера — 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 рідин 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.
 „ реактивний 399.
 „ трифазний 408 — 411.
- Струнний осцилограф 526.
- Субелектрони 434.
- Сублимація 242.
- Суперпозиції принцип 173.
- Сциндилляції 625.
- Твердість 148 — 149.
- Текучості границя 146, 151.
- Телебачення 501 — 503.
- Телескоп 551.
- Температура 255 — 257.
 „ абсолютна 190, 193, 255, 256 — 257.
- Температура за яскравістю 614.
 „ замерзання 244.
 „ кипіння 244 — 245.
 „ колірна 614.
- Теорія змінного струму 375 — 377, 393 — 412.
 „ пружності 135 — 153.
- Тепловий двигун 297 — 307.
- Тепловміст 288 — 289.
- Теплоємність 194 — 195, 205 — 206, 267 — 268.
- Теплопередача 208.
- Теплопровідність 215 — 217.
- Теплота 258 — 259, 263, 275.
 „ Джоулева 345, 366.
- Теплотворна здатність 296.
- Теплофізика 179 — 309.
- Терези важільні 63 — 65.
 „ десятикові 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 Галілеєва 551.
 „ Кеплера 551.
- Трубка Піто 108.
- Трубки течії 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.
- Фабрi интерферометр 558.
 Фаза (в термодинамiцi) 254.
 „ коливного руху 155, 160 — 161, 165,
 176 — 177.
 Фарад 333.
 Фарадея закони електролізу 414.
 „ закону iндукцiї 374 — 375, 380.
 Фаянса закон змiщення 684.
 Ферма принцип 546 — 549.
 Феромагнетики 322, 358 — 360.
 Фiка закон дифузiї 224.
 Флюоресценцiя 661 — 662.
 „ сенсiбiлiзована 661.
 Фокус 540, 544.
 Фокусна вiддаль 539, 543.
 Фонограми 524.
 Форманти 508 — 509.
 Формула (див. також рiвняння, закон):
 „ Ампера 352.
 „ Бальмера — Рiтца 632, 638.
 „ барометрична 117 — 118.
 „ Брегга 572, 600.
 „ Гопкинсона 355, 383.
 „ Зельмейера 594.
 „ Лапласа 233 — 234.
 „ Максвелла оптична 538.
 „ Рiчардсона 432 — 433.
- Фосфоресценцiя 661 — 662.
 Фосфiри 662.
 Фот 605.
 Фотографiчний апарат 550 — 551.
 Фотографiя кольорова 560.
 Фотоелектричний ефект 438 — 439.
 Фотоелементи 439 — 440.
 Фотометрiя 604 — 608.
 Фотони 660.
 Фотохемiчні реакцiї 662.
 Френеля рiвняння 588 — 590.
 Фур'є закон теплопровiдностi 216.
- Характеристична газова стала 190 — 192.
 Хвилi 114, 169 — 173.
 „ довжини електромагнiтних хвиль 680.
 „ електромагнiтнi 476 — 479, 483, 680.
- Хвилi матерiї 664 — 665.
 „ на поверхнi рiдин 114, 172.
 „ пружнi i звуковi 171, 512 — 515.
 „ стоячi 175 — 176.
 „ швидкiсть хвиль 115, 172 — 173, 176.
 „ групова 176 — 177.
 Хвильова механiка 664 — 673.
 Хвильове поле 173.
 Хiвсайда шар 494 — 495.
 Холодильнi машини 308.
- Центр мас 44 — 45, 48.
 „ тиску 103, 129.
 Цепелiн 133.
 Цикли термодинамiчнi 264 — 265, 298 — 304.
 Циркуляцiя 127.
- Час 14 — 15.
 Частота 156.
 „ чутних звукiв 504, 505.
 Числа Рейнольдса 125.
 Число степенiв вiльностi 193 — 194.
- Шар Хiвсайда 494 — 495.
 Швидкiсть 20 — 21, 77.
 „ колова 77 — 78.
 „ критична вала, що обертається,
 167 — 168.
 Швидкiсть молекулярна 181 — 184.
 „ свiтла 533 — 535, 595.
 „ (П iнварiантностi) 20.
 „ хвиль 115, 172 — 173, 176.
 „ хвиль групова 176 — 177.
- Шредiнгера рiвняння 665 — 666.
 Шредiнгерiвська теорiя водневого атома
 619 — 620, 665 — 666.
 Штарка явище 655 — 656.
- Юнга модуль 137, 141, 151.
- Явище Допплера 536 — 538.
 „ Зеемана 653.
 „ Комптона 660 — 661.
 „ Пельтьє 431 — 432.
 „ Рамана 658 — 660.
 „ Штарка 655 — 656.
- Ядерний заряд атома 628.
 Якiр електромотора 368 — 369.
 Яскравiсть 604, 606, 609.



Рє.
€
Рє.
РєФ,
РІВВ

8



