

Квантова фізика

Розділ I. Експерименти з хвилями – частинками

§ 1. Фотоелектричний ефект

Під час проведення дослідів з метою одержання електромагнітних хвиль Г.Герц у 1887р. помітив, що розряд між металевими електродами стає інтенсивнішим, якщо їх освітлювати електричною дугою.

Після відкриття електрона (1897р.) Ф.Ленард і Дж.Томсон у 1898р. довели експериментально, що фотоэффект являє собою вивільнення електронів з металевих катодів під дією світла.

Фотоэффект як самостійне фізичне явище детально вивчав О.Г.Столетов (1888-1890 рр.).

Класична теорія фотоелектричної емісії така: електрони в металі повинні прискорюватися електричним полем електромагнітної хвилі. Якщо це поле досить сильне, то електрон може набути енергію $e\Delta\phi$ і вилетіти з металу. При малих інтенсивностях падаючого світла електрони не повинні покидати метал. Після того, як інтенсивність стане більшою деякого порогового значення, повинно розпочатись випускання електронів. Чим більша інтенсивність світла, тим більшу кінетичну енергію повинні мати електрони, що покидають метал, так як більша частина енергії залишається у них після подолання енергетичного бар'єру. При цьому не повинно існувати простої залежності кінетичної енергії фотоелектронів від частоти падаючого світла.

Дослід по вивченню фотоэффекту полягає у вимірюванні кількості фотоелектронів та їх енергії від інтенсивності і частоти падаючого монохроматичного світла.

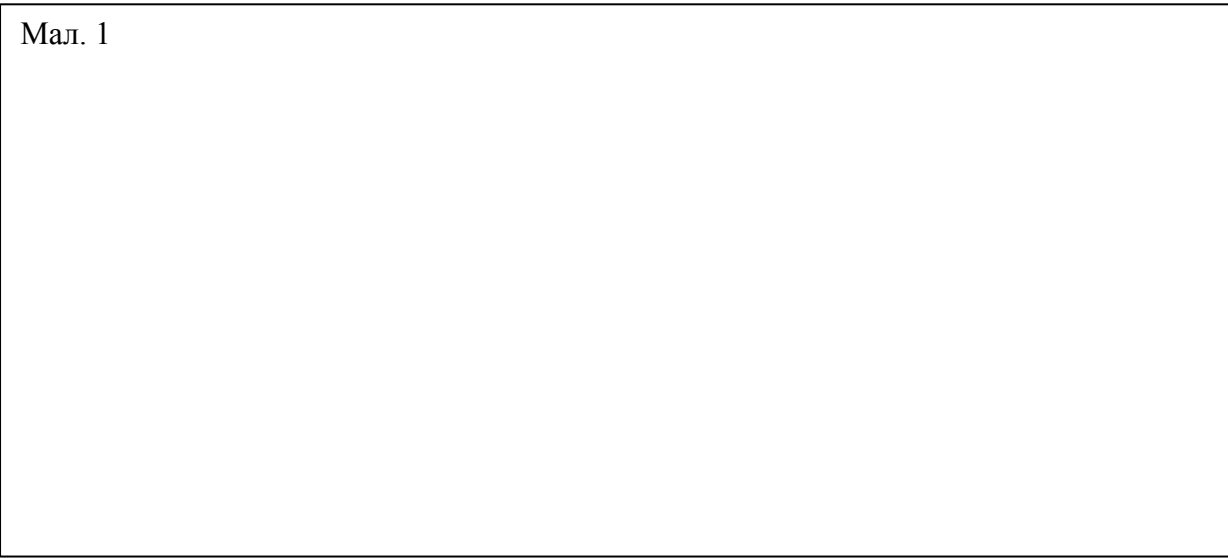
Схема установки наведена на мал. 1.

Емітер – електрод, з якого світлом вириваються електрони. Фотоелектрони можна піддати дії або затримуючого ($U < 0$), або прискорюючого ($U > 0$)

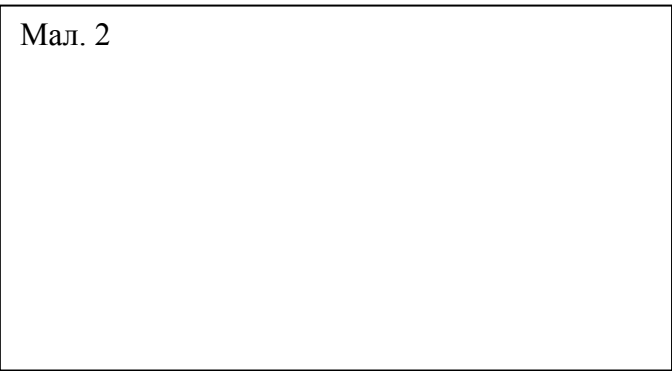
електричного поля.

Результати експерименту подані на мал. 2.

Мал. 1



Мал. 2



При $U > 0$ сила струму не залежить від напруги. В цій області напруг всі фотоелектрони досягають колектора. У випадку затримуючих полів ($U < 0$) електрони з великими енергіями потрапляють на колектор, тоді як

електрони з малими кінетичними енергіями E_k завертаються полем і знову потрапляють на емітер. Очевидно, існує така максимальна кінетична енергія $E_{\max} = eU_0$, що ні один електрон не буде мати більшої за неї енергії. Якщо затримуючій напрузі надати від'ємне значення $|U| > |U_0|$, то ні один електрон не досягне колектора. До цього результату експерименту не містили нічого несподіваного.

Тепер будемо змінювати інтенсивність світла L , підтримуючи частоту світла ν постійною. Одержані криві для трьох значень інтенсивності показані на мал. 3.



Важливою особливістю результату є те, що U_0 залишається постійним. При

зміні інтенсивності світла i , отже, напружності електричного поля електромагн. хвилі кінетична енергія фотоелектронів не змінюється, змінюється лише їх число. Цей результат прямо протилежний результату, передбаченому класичною теорією.

Інший несподіваний результат одержується у випадку зміни частоти світла ν при постійній інтенсивності. Результати такого експерименту наведені на мал. 4, 5, 6.

Мал. 4

Мал. 5

Видно, що максимальна енергія фотоелектронів eU_0 змінюється зі зміною ν . Крім того, U_0 є лінійною функцією від ν . При цьому нахил прямих для різних матеріалів емітера не залежить від речовини емітера.

Це нашо́вхує на думку, що величина вказаного нахилу виражає деяку фундаментальну властивість світла.

Узагальненням проведених експериментів стали закони фотоефекту:

- 1) При сталому спектральному складі світла сила фотоструму I насичення прямо пропорційна світловому потоку Φ , що падає на катод.
- 2) Початкова кінетична енергія вивільнених світлом електронів залежить лінійно від частоти світла ν і не залежить від його інтенсивності.
- 3) Фотоефект не виникає, якщо частота світла менша від деякої характерної для даної величини $\nu_{\min}$, яка наз. червоною межею фотоефекту.
- 4) Фотоефект – явище безінерційне, тобто з освітленням поверхні він виникає зразу ж і з припиненням освітлення зразу ж припиняється.

Класична теорія змогла пояснити лише перший закон ф-ту.

Закони ф-ту знайшли своє пояснення у фотонній теорії світла, основні положення якої такі:

- 1) Світло складається з “порцій” електромагнітних хвиль, що наз. фотонами (“світлоносими”).
- 2) Під час випромінювання чи поглинання світла фотони народжуються чи поглинаються як щось неподільне.

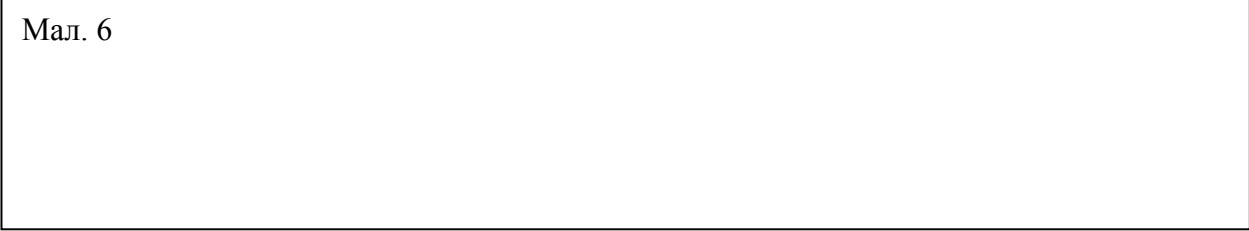
Такі процеси аналогічні процесу зіткнення фотону (який розглядається як частинка) і електрона атому, який випромінює або поглинає світло. Точно так і розсіяння світла являє собою процес зіткнення між фотоном і розсіювачем (наприклад, електроном).

- 3) Кожний фотон має енергію $h\nu$, де ν - частота світла, що дорівнює $\frac{c}{\lambda}$, а h – універсальна постійна, що наз. сталою Планка $h=6,62 \cdot 10^{-34}$ Дж·с.
- 4) Фотони переміщуються в просторі і зазнають дифракцію і поляризацію точно так, як електромагнітні хвилі з частотою ν .

Таким чином, фотонна теорія додає нові властивості до звичайних властивостей світла (дифракції, поляризації). Вона не вимагає від нас відмови від старого уявлення про світло; вона вимагає лише поєднання концепції фотонів з концепцією електромагнітних хвиль. Фотонна теорія – це одна з частин загальної квантової теорії або квантової механіки, що лежить в основі атомної фізики.

На мал. 6 зроблена спроба проілюструвати властивості фотона.

Мал. 6



Цей малюнок є “моментальною фотографією” електричного поля E у функції координати X в деякий момент часу.

На мал. видно імпульс, або “цуг” хвиль, який в типовому прикладі випромінювання видимого світла атомом складається приблизно з 10^5

коливань. Цуг хвиль рухається зі швидкістю світла. У своєму русі цей фотон “направляється” властивостями хвилі (довжиною хвилі, швидкістю). При випусканні він народжується як щось ціле. При поглинанні він зникає також як щось ціле. Енергія, яку він несе, дорівнює $h\nu$.

Рівняння Ейнштейна для фотоефекту має вигляд:

$$h\nu = \frac{mV_{\max}^2}{2} + A \quad (1), \text{ де } A = e\Delta\phi - \text{робота виходу електрону з металу.}$$

Пояснення законів фотоефекту:

- 1) При зростанні інтенсивності світла зростає число фотонів, що падають на емітер за 1с, і пропорційно цьому зростає число фотоелектронів.
- 2) Кінетична енергія кожного фотоелектрона залежить тільки від $h\nu$, $\Delta\phi$ і початкової кінетичної енергії цього електрона і не залежить від числа фотонів, що падають на емітер за 1с. Це безпосередньо слідує з (1).

З (1) видно, що U_0 є лінійною функцією від ν і що нахил $\frac{dU_0}{d\nu}$ не повинен залежати від речовини емітера.

$$3) \quad h\nu \geq A \quad \nu \geq \frac{A}{h}$$

Таким чином, квантова теорія світла і основане на цій теорії рівняння Ейнштейна для фотоефекту прекрасно узгоджуються з дослідом.

Фотонна теорія дістала безпосереднє підтвердження в досліді Боте. Тонка



металічна фольга Φ (мал. 7) розміщувалась між двома газарозрядними лічильниками Л. Фольга освітлювалась слабким пучком рентгенівських променів, під дією яких вона сама ставала джерелом рентгенівських променів. Внаслідок

малої інтенсивності первинного пучка кількість квантів, що випромінювались фольгою, було невелике. При попаданні в нього

рентгенівських променів лічильник спрацьовував і приводив у дію особливий механізм М, що робив відмітку на рухомій стрічці Л. Якби випромінювана енергія розповсюджувалась рівномірно в усі боки, як це слідує з хвильових уявлень, обидва лічильника повинні були б спрацьовувати одночасно і відмітки на стрічці знаходилися б одна проти іншої. В дійсності ж спостерігалось зовсім безладне розміщення відміток. Це можна було пояснити лише тим, що в окремих актах випромінювання виникають світлові частинки, що летять то в одному, то іншому напрямі.

§ 2. Тиск світла. Досліди Лебедева

Необхідність існування тиску світла теоретично обґрунтував Дж.Максвелл.

Нехай на тіло А перпендикулярно до його поверхні падає електромагнітна хвиля (мал. 1).



Електричний $\vec{E}$ і магнітний $\vec{H}$ вектори світлової хвилі лежать у площині поверхні тіла А. Під дією сили $\vec{F}_E = q\vec{E}$ додатні електричні заряди тіла зазнаватимуть зміщення у напрямі $\vec{E}$, а від'ємні – в протилежному напрямі. Зміщення зарядів створюють поверхневий

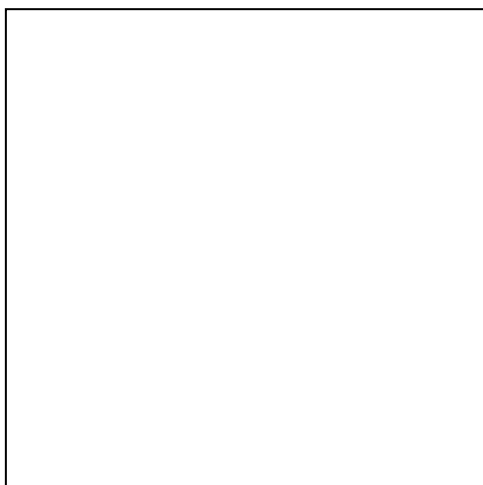
струм, паралельний вектору $\vec{E}$. Магнітне поле світлової хвилі діятиме на цей струм за законом Ампера з силою F_A , напрям дії якої збігається з напрямом поширення падаючої хвилі, тобто вона спрямована в середину тіла. Сила, що діє на одиницю площі поверхні, являє собою тиск світла.

$$p = (1 + \rho)W \cos i \quad (1),$$
 де ρ - коефіцієнт відбивання, W – об'ємна густина енергії падаючої хвилі, i – кут падіння світла на тіло. При

нормальному падінні світла ($i = 0$)

$$p = (1 + \rho)W \quad (1a)$$

У 1900р. П.М.Лебедев вперше експериментально виміряв тиск світла. Світло від джерела S спрямовувалось на одне з крилець легкого підвісу R, розміщеного у посудині, з якої відкачано повітря. Крильця, одне з яких було блискучим, а друге – зачорненим, розміщались симетрично осі підвісу і являли собою складову частину чутливих крутильних терезів (мал. 2).



Світловий пучок спрямовувався на передню або задню поверхню крильця, змінюючи напрям закручення підвісу. У зв'язку з тим, що тиск світла дуже малий, при його вимірюванні треба було усунути дію конвекційних потоків газів і наявність радіометричної дії. Усунення дії конвекційних потоків здійснюється рухомою

системою дзеркал, за допомогою яких періодично освітлюються обидві поверхні крильця. Для усунення радіометричного ефекту крильця виготовлялись досить тонкими і температура їх поверхонь була практично однаковою. Значення тиску світла узгоджувалося з теорією Максвелла з точністю $\pm 20\%$.

З погляду квантової теорії тиск світла зумовлений зміною імпульсу фотонів при поглинанні та відбиванні їх поверхнею тіл.

Якщо імпульс фотону $\frac{h\nu}{C}$, то при повному відбиванні тиск світла визначається формулою

$$p = 2N \frac{h\nu}{C} \quad (2),$$

а при повному поглинанні

$$p = N \frac{h\nu}{C} \quad (3).$$

Якщо коефіцієнт відбивання ρ , то поглинається $(1-\rho)N$ фотонів, а

відбивається ρN і тиск в цьому випадку

$$p = (1 - \rho)N \frac{h\nu}{C} + 2\rho N \frac{h\nu}{C} = (1 + \rho)N \frac{h\nu}{C} \quad (4)$$

Інтенсивність потоку фотонів можна виразити через їх об'ємну густину n і швидкість руху C , а саме: $N = nC$, тоді

$$p = (1 + \rho) \frac{nCh\nu}{C} = (1 + \rho)nh\nu = (1 + \rho)W \quad (5)$$

$W = nh\nu$ - об'ємна густина енергії фотонів. Отже, дані, одержані на основі хвильової і квантової теорій світла, збігаються.

§3. Дифракція рентгенівського випромінювання

Рентгенівське випромінювання являє собою електромагнітні хвилі, довжина яких лежить в інтервалі 10^{-10} - $8 \cdot 10^{-8}$ м. Залежно від умов одержання рентгенівське випромінювання утворює суцільний або лінійчастий (характеристичний) спектр.

Щоб решітка ефективно розкладала випромінювання у спектр, її період d має бути того самого порядку, що і довжина хвилі падаючого випромінювання. У природі існують такі просторові структури – кристали, де атоми та іони розміщено на відстанях порядку 10^{-10} м.

М.Лауе (1912р.) дійшов висновку, що існуючі природні кристали – це і є тривимірні решітки, за допомогою яких можна спостерігати дифракцію рентгенівського випромінювання. Ідея проведення експериментів для одержання рентгенограм за методом Лауе полягає у тому, що при освітленні кристала випромінюванням неперервного спектру спостерігатиметься дифракційна картина для тих променів, довжина хвиль яких відповідає такій умові:

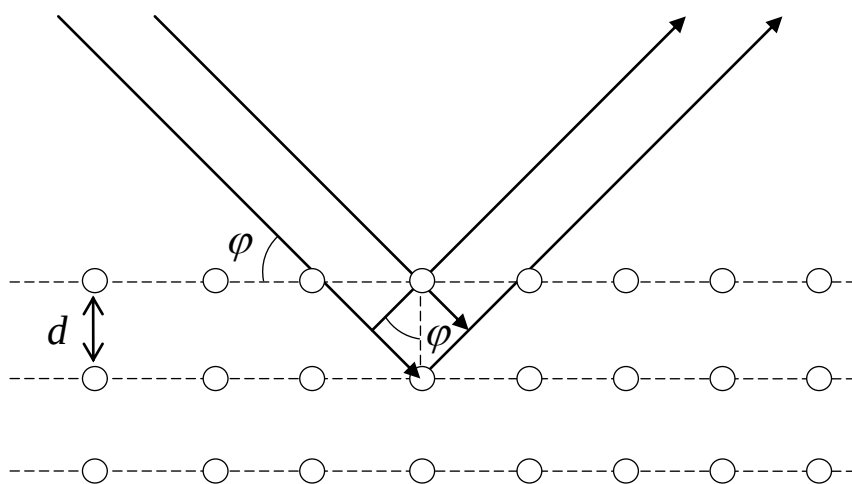
$$\left(\frac{k_1\lambda}{d_1}\right)^2 + \left(\frac{k_2\lambda}{d_2}\right)^2 + \left(\frac{d_3 - k_3\lambda}{d_3}\right)^2 = 1 \quad (1),$$

де k_1, k_2, k_3 набувають значень $0; 1; 2; \dots$

d_1, d_2, d_3 – періоди об'ємної кристалічної решітки.

Розшифровка дифракційних картин (лауеграм) дає змогу одержати відомості про кристалічну решітку. На практиці частіше користуються не формулою (1), а простішою, яку дістали російський кристалограф Ю.В.Вульф і англійські фізики У.Г.Брегг і У.Л.Брегг.

Кристалографічні дослідження показали, що у будь-якому кристалі можна виявити певні площини, де атоми або іони, які утворюють його кристалічну решітку, розміщені найбільш густо. Проведемо через вузли кристалічної решітки паралельні рівновіддалені площини (мал. 1)



мал. 1

Якщо хвиля, що падає на кристал, плоска, то огинаючи вторинних хвиль, породжена атомами, що лежать в такій площині (атомному шарі), також утворюватиме площину.

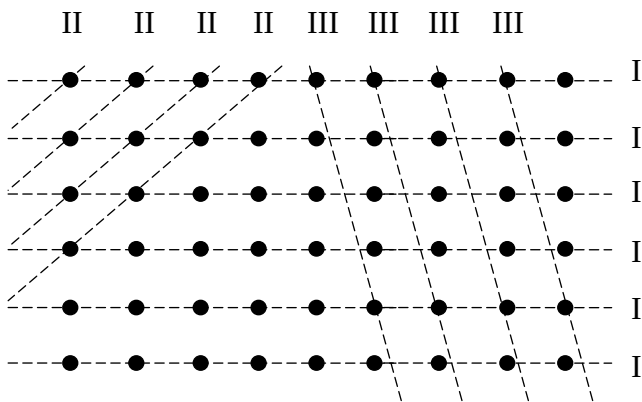
Отже, сумарну дію атомів, що належать одному шару, можна подати у вигляді плоскої хвилі, що відбилася від всієї атомами поверхні за звичайними законами відбивання. Плоскі вторинні хвилі, що відбилися від різних атомних шарів (які лежать в паралельних площинах), когерентні і будуть інтерферувати між собою. При цьому вторинні хвилі будуть гасити одна одну у всіх напрямках, крім тих, для яких різниця ходу між сусідніми хвилями є кратною λ . З мал.1 видно, що різниця ходу двох хвиль, які відбилися від сусідніх атомних шарів, дорівнює

$\Delta = 2d \sin \varphi$, де d – період ідентичності кристалу у напрямі, перпендикулярному до розглядуваних шарів, φ – кут, доповняльний до кута падіння і наз. кутом ковзання променів, що падають. Отже, напрями в яких отримуються дифракційні максимуми, визначаються умовою

$$2 d \sin \varphi = \pm k \lambda \quad (k = 1, 2, \dots) \quad (2)$$

Співвідношення (2) є формулою Вульфа-Брегга.

Атомні шари в кристалі можна провести множиною способів (мал.2).



мал. 2

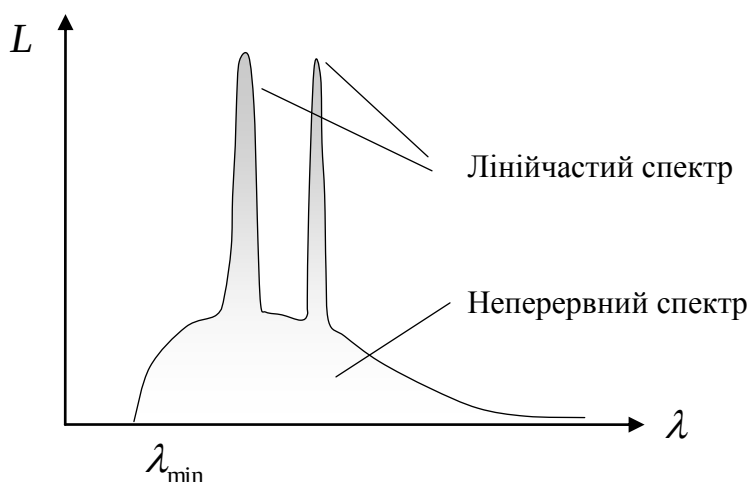
Кожна система шарів може дати дифракційний максимум, якщо для неї виявиться виконаною умова (2). Але помітну інтенсивність мають лише ті максимуми, які одержуються за рахунок відбивання хвилі від шарів,

достатньо густо заповнених атомами (наприклад, від шарів I і II на мал. 2).

Розрахунки за формулами (1) і (2) приводять до одних і тих же результатів.

Дифракція рентгенівських променів від кристалів знаходить два основних застосування. Вона використовується для дослідження спектрального складу рентгенівського випромінювання (рентгенівська спектроскопія) і для вивчення структури кристалів (рентгеноструктурний аналіз).

Вивчення спектрального складу рентгенівського випромінювання виявило, що при всіх довжинах хвиль, які більші за $\lambda_{\min}$, випромінюється деяка кількість енергії, що являє собою неперервний рентгенівський спектр. На цей неперервний спектр накладаються різкі лінії. Ці лінії утворює



мал. 3

характеристичне
рентгенівське
випромінювання (мал. 3).

Існування
характеристичного
рентгенівського

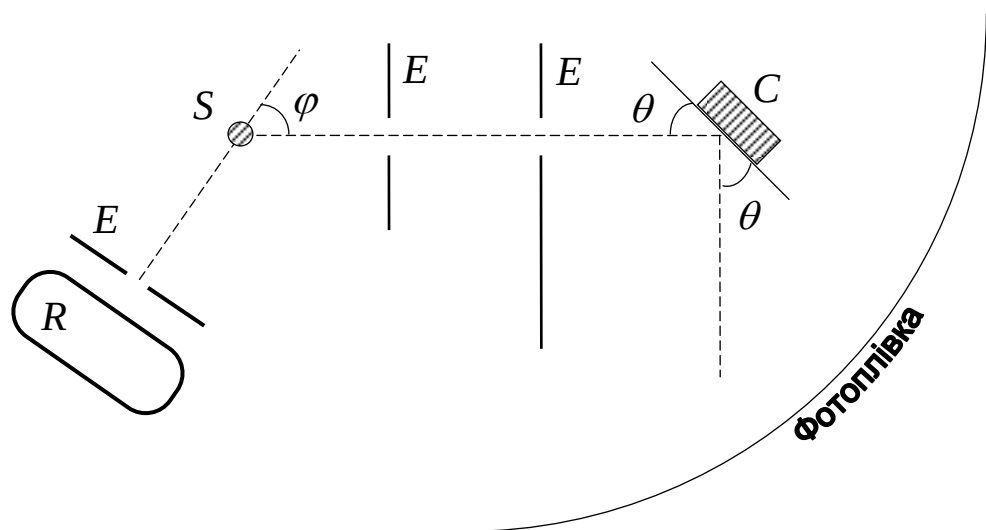
випромінювання підтверджує існування дискретних рівнів енергії атомів для області спектра, відмінній від оптичної. Таким чином, ми приходимо до висновку, що рентгенівські промені, як і видиме світло, складаються з фотонів. Рентгенівський фотон має набагато більшу енергію, ніж фотон видимого світла.

§4. Ефект Комптона

Тепер зупинимося на експерименті, який демонструє, що фотон володіє імпульсом і дає додатковий доказ того, що взаємодію між електромагнітним випромінюванням і електронами можна розглядати як зіткнення між фотонами і електронами.

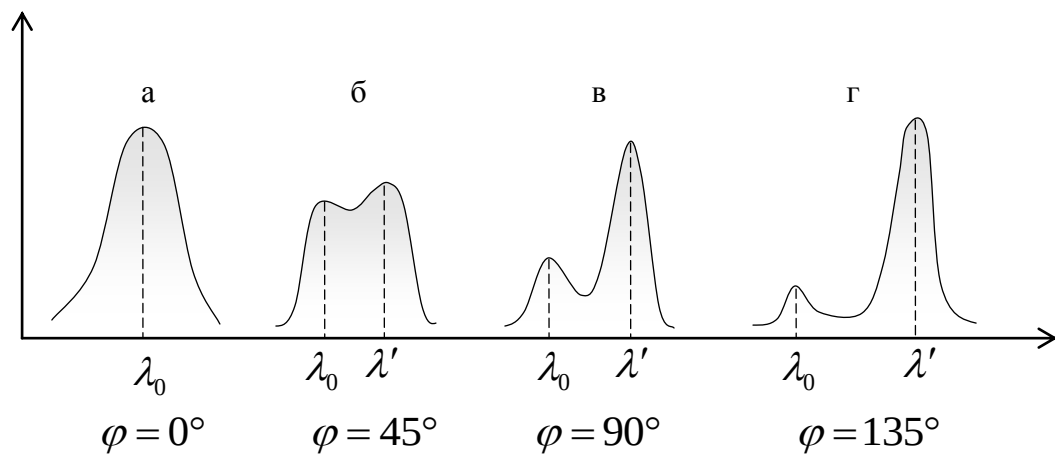
У випадку, коли хвилі відбиваються або зазнають дифракції на перешкодах, немає підстав сподіватися зміни довжини хвилі (частоти). Тому значне здивування викликав дослід Комптона (1923р.), який показав, що у рентгенівських променів, розсіяних атомами, виявляється поряд з початковою частотою ν_0 нова частота ν . Таке розсіяння зі зсувом частоти наз. ефектом Комптона.

Прилад для дослідження ефекту Комптона схематично показано на мал. 1.



мал. 1

Рентгенівська трубка R змонтована на платформі, яка обертається, при цьому рентген. промені можуть потрапляти на розсіюючий блок S під будь-яким заданим кутом φ відносно прямої SC. Досліджується одна з характеристичних рентгенів. ліній. Наведені нижче дані були одержані з молібденовим анодом і відносяться до лінії $0,71\text{\AA}$ характеристичного спектру молібдена. Спочатку трубка встановлювалась так, що $\varphi = 0$, розсіювальний блок був відсутній, а кристал С повільно обертвся. При значенні θ , що задовольняє умову Вульфа-Брегга для однієї з головних площин кристала на півці з'являється лінія (мал. 2а).



мал. 2

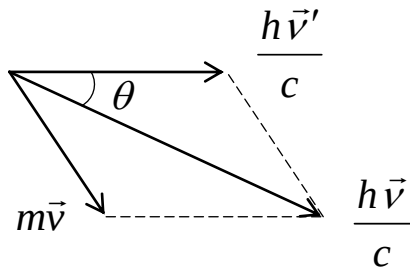
Після цього встановлювався розсіювальний блок і вимірювання проводилися при ряді послідовних значень кута φ . Як видно з мал. 2б, в, г, в спектрі розсіяного рентгенівського випромінювання з'являється додаткова лінія λ' , яка не випромінювалась рентгенівською трубкою.

$\lambda' \cdot \lambda_0$ залежить від кута розсіяння φ , але не залежить від довжини хвилі λ_0 і від матеріалу розсіювача.

Ефект Комптона можна пояснити тільки на основі уявлень про корпускулярну природу випромінювання, розглядаючи розсіяння як процес пружного зіткнення рентгенівських фотонів з електронами.

Основним припущенням теорії є те, що рентгенівський фотон зазнає зіткнення з порівняно слабо зв'язаним електроном і передає йому деяку частину свого імпульсу і енергії. Так як швидкість фотона дорівнює

швидкості світла, вона не може змінитись, а змінюється частота (або довжина) хвилі.



мал. 3

Розглянемо пружне зіткнення рентгенівського фотона, енергія якого $h\nu$ і імпульс $\frac{h\nu}{C}$. Оберемо систему координат, в якій електрон до зіткнення з фотоном знаходиться у спокої і має масу m_0 . Після зіткнення з

електроном розсіяний під кутом θ фотон має енергію $h\nu'$ і імпульс $\frac{h\nu'}{C}$, а електрон має енергію mC^2 і імпульс mV (мал. 3). На основі законів збереження імпульсу та енергії маємо:

$$\begin{cases} \frac{h\nu}{C} = m\vec{V} + \frac{h\nu'}{C} & (1) \\ h\nu + m_0C^2 = h\nu' + mC^2 & (2) \\ m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{V^2}{C^2}}} \end{cases}$$

За теоремою косинусів для трикутника імпульсів маємо

$$(mV)^2 = \left(\frac{h\nu}{C}\right)^2 + \left(\frac{h\nu'}{C}\right)^2 - 2\frac{h^2\nu\nu'}{C^2}\cos\theta \quad (3)$$

Тоді

$$\Delta\lambda = \frac{h}{m_0C}(1 - \cos\theta) = 2\frac{h}{m_0C}\sin^2\frac{\theta}{2} = 2\lambda_0\sin^2\frac{\theta}{2} \quad (4),$$

де $\lambda_0 = \frac{h}{m_0C} = 2,4 \cdot 10^{-12} \text{ м}$ наз. КОМПТОНІВСЬКОЮ ДОВЖИНОЮ ХВИЛІ.

Отже, теоретично одержані дані повністю збігаються з результатами експерименту. Цим самим ефект Комптона не тільки підтверджує фотонну структуру світла, але доводить справедливість законів збереження енергії та імпульсу при взаємодії фотона з електроном.

Наявність у розсіяному промінні спектральних ліній, довжина хвиль яких

не зазнала змін, вказує на те, що деякі фотони розсіюються без зміни енергії. Таке розсіяння відбувається на електронах, які сильно зв'язані з ядром. При цьому розсіяння відбувається не на вільному електроні, а на системі електрон-ядро, маса якої значно перевищує масу електрона m_0 . З рівняння (4) слідує, що зміною $\Delta\lambda$ при цьому можна знехтувати.

Атоми з більшими Z мають більш сильно зв'язані електрони і тому ефект Комптона легше всього спостерігається у атомів з малим Z (в описаних вище експериментах в якості матеріалу розсіюючого блоку використовувався вуглець).

§ 5. Випромінювання абсолютно чорного тіла

5.1 Закон Кірхгофа. Основні поняття

Випромінювання світла відбувається при переходах атомів і молекул із станів з більшими значеннями енергії в стани з меншими. Таке випромінювання наз. тепловим. Основна особливість теплового випромінювання полягає в тому, що джерелом його енергії є внутрішня енергія тіла. Теплове випромінювання тіла, що знаходиться в термодинамічній рівновазі з оточуючими тілами, наз. рівноважним.

Випромінювальна здатність $E(T)$ чисельно дорівнює енергії, яку випромінює тіло при даній температурі з одиниці поверхні за одиницю часу в усьому інтервалі частот $0 \leq \nu \leq \infty$. Вимірюється $\frac{\hat{A}\delta}{\tilde{n} \cdot \hat{i}^2} = \frac{\check{A}\epsilon}{\tilde{n} \cdot \hat{i}^2}$.

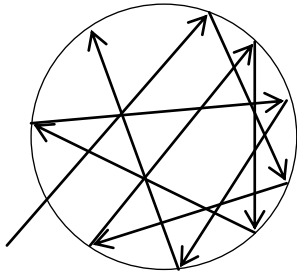
Спектральна випромінювальна здатність тіла $E_\lambda(\nu, T)$ чисельно дорівнює енергії, що випромінюється при заданій температурі одиницею поверхні за одиницю часу в інтервалі частот $\nu, \nu+d\nu$ ($\lambda, \lambda+d\lambda$) $E_\lambda = \frac{\check{A}\epsilon}{\tilde{n} \cdot \hat{i}^2} = \frac{\hat{A}\delta}{\hat{i}^2}$.

Поглинальна здатність тіла $A(T)$ показує, яку частину падаючого випромінювання поглинає тіло при заданій температурі. Безрозмірна

величина.

Тіло, для якого $A(T) = 1$, наз. абсолютно чорним тілом.

Абсолютно чорних тіл у природі немає. Найкращим наближенням до абсолютно чорного тіла є замкнута порожнина, у стінці якої зроблено малий отвір (мал. 1). Якщо стінки порожнини непрозорі, то при досить малих



мал. 1

розмірах отвору в порожнині встановиться випромінювання, яке майже не відрізняється від рівноважного.

У 1859р. Г.Кірхгоф, ґрунтуючись на II началі термодинаміки, встановив залежність між випромінювальною і поглинальною здатностями тіл, а саме:

Відношення випромінювальної здатності тіла до його поглинальної здатності є універсальною функцією частоти та температури тіла, і яка дорівнює випромінювальній здатності абсолютно чорного тіла при тій же температурі, тобто

$$\frac{E(\nu, T)}{A(\nu, T)} = f(\nu, T) \quad (1) - \text{закон Кірхгофа}$$

Отже, функція Кірхгофа $f(\nu, T)$ є функцією розподілу енергії в спектрі випромінювання абсолютно чорного тіла. Із закону Кірхгофа також випливає, що будь-яке тіло при заданій температурі випромінює хвилі переважно тих довжин, які воно при тій самій температурі значніше поглинає.

5.2 Експериментальні закони випромінювання та їх пояснення

М.Планком

Залежність випромінювальної здатності абсолютно чорного тіла від температури встановлює закон Стефана-Больцмана. Ця залежність була одержана експериментально у 1879р. Стефаном, а в 1884р. за допомогою

методів термодинаміки теоретично виведена Л.Больцманом: Випромінювальна здатність абсолютно чорного тіла пропорційна четвертому степеню температури:

$$E = \sigma T^4 \quad (2)$$

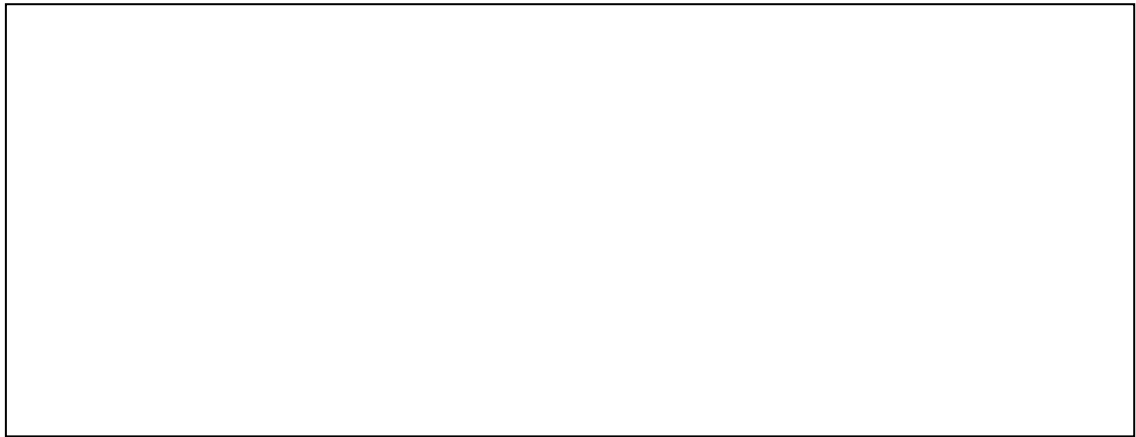
$\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8} \frac{\text{Дж}}{\text{м}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{К}^4}$ - стала Стефана-Больцмана

Але цей закон не визначає конкретний вигляд функції Кірхгофа $f(\nu, T)$.

В.Він (1893р.) встановив закон зміщення Віна:

$$\lambda_{\text{max}} T = b, \quad \text{де } b = 2,89 \cdot 10^{-9} \text{ м} \cdot \text{К} - \text{стала Віна}$$

За законом Віна довжина хвилі λ_{max} , на яку припадає максимум спектральної випромінювальної здатності, при підвищенні температури



зміщується у бік коротких хвиль. Експериментальні криві $E_\lambda(\lambda)$ представлені на мал. 2.

Дж.Релей і Дж.Джінс, розглядаючи рівноважне випромінювання у порожнині як сукупність стоячих хвиль різних частот і користуючись законом рівномірного розподілу енергії рівноважної системи за ступенями вільності, встановили співвідношення

$$E_\lambda = \left(\frac{2\pi\nu^2}{C^2} \right) kT \quad (3) - \text{формула Релея-Джінса}$$

Ця формула дуже добре описує розподіл енергії у довгохвильовій частині спектра випромінювання. Для великих частот (короткі хвилі) вона непридатна. Цю розбіжність видно на мал. 3, де експериментальна крива – суцільна лінія, одержана за формулою (3) – штрихова лінія.

Мал. 3

Крім того, спроба вивести закон Стефана-Больцмана за (3) привела до абсурдного результату

$$E = \int_0^{\infty} \frac{2\pi\nu^2}{C^2} kT d\nu = \infty$$

Досліди заперечують такий результат. Ця ситуація, що створилась у теорії теплового випромінювання, образно була названа П.Еренфестом “ультрафіолетовою катастрофою”.

Ці труднощі були розв’язані у 1900р. М.Планком, який висунув квантову теорію випромінювання абсолютно чорного тіла. Атом розглядається як осцилятор. Планк помітив, що можна отримати згоду між теорією і експериментом шляхом квантування енергії осциляторів: він припустив, що енергія кожного осцилятора може набувати лише одне з набору дискретних значень енергії, що відрізняються одне від одного на величину $h\nu$.

Формула Планка в змінних ν і T має вигляд

$$E(\nu, T) = \frac{2\pi\nu^2}{C^2} \frac{h\nu}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1} \quad (4)$$

З (4) впливають закони Стефана-Больцмана і Віна.

$$\begin{aligned} E(T) &= \int_0^{\infty} E(\nu, T) d\nu = \frac{2\pi h}{C^2} \int_0^{\infty} \frac{\nu^2 d\nu}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1} = \left\| \begin{aligned} \frac{h\nu}{kT} &= x; \frac{h}{kT} d\nu = dx \\ d\nu &= \frac{kT}{h} dx; \nu = \frac{kT}{h} x \end{aligned} \right\| = \\ &= \frac{2\pi h}{C^2} \int_0^{\infty} \frac{k^3 T^3}{h^3} x^3 \frac{kT}{h} \frac{dx}{e^x - 1} = \frac{2\pi k^4}{C^2 h^3} T^4 \int_0^{\infty} \frac{x^3}{e^x - 1} dx = \left\| \int_0^{\infty} \frac{x^3}{e^x - 1} dx = \frac{\pi^4}{15} \right\| = \frac{2\pi^5 k^4}{15 C^2 h^3} T^4 \quad (5) \end{aligned}$$

$$E = \sigma T^4$$

$$\text{закон Стефана-Больцмана } \sigma = \frac{2\pi^5 k^4}{15 C^2 h^3} = 5,67 \cdot 10^{-8} \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2 \text{К}^4}$$

Сукупність оптичних методів визначення температур, які ґрунтуються на законах рівноважного випромінювання, називається оптичною термометрією, а методи вимірювання високих температур наз. оптичною пірометрією.

Оптичні методи вимірювання температур не потребують безпосереднього контакту вимірювальних приладів із досліджуваним тілом.

§ 6. Хвилі де Бройля. Співвідношення невизначеностей

6.1 Гіпотеза де Бройля та її експериментальні підтвердження

Аналізуючи корпускулярно-хвильові властивості світла, які були цілком підтверджені дослідним шляхом, французський вчений Луї де Бройль у 1924р. припустив, що дуалізи хвиля-частинка властивий не тільки світлу, але і електронам і взагалі будь-яким частинкам.

Він міркував так: енергія фотона $E = h\nu$. В той же час за співвідношенням Ейнштейна $E = mc^2$ імпульс фотона

$$p = mc = \frac{mc^2}{c} = \frac{h\nu}{c} = \frac{h}{\lambda} \quad p = \frac{h}{\lambda} \Rightarrow$$

$$\lambda = \frac{h}{p} \quad (1)$$

Де Бройль висловив гіпотезу, що (1) поширюється і на електрон, і на будь-які інші частинки. Тобто рухомий електрон являє собою хвильовий процес, довжина хвилі якого визначається виразом

$$\lambda = \frac{h}{m_e v} \quad (2)$$

Ідея де Бройля в той час на перший погляд була неправдоподібною, бо не було дослідних даних, які підтверджували б існування хвильових властивостей частинок. А.Ейнштейн у листі до М.Борна з приводу роботи де Бройля писав так: "Прочитайте її! Хоч і здається, що її написав божевільний, написана вона солідно".

Оцінемо довжину хвилі де Бройля, яка відповідає рухомому електрону. При прискореннях електрона в електричному полі з різницею потенціалів $U \leq 10^4 \text{В}$ його маса m_e практично не відрізняється від маси спокою електрона. Визначимо швидкість електрона.

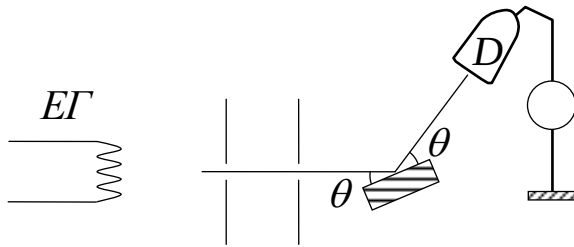
$$\frac{mV^2}{2} = eU \Rightarrow V = \sqrt{\frac{2eU}{m_e}}$$

Тоді довжина хвилі де Бройля

$$\lambda = \frac{h}{m_e V} = \frac{h}{\sqrt{2eUm_e}} = \frac{12,3}{\sqrt{U}} \cdot 10^{-10} \text{ м}, \text{ де } U - \text{напруга.}$$

Для електричних полів з напругою 1-10 В довжини хвиль де Бройля належать інтервалу $(10 \div 0,1) \cdot 10^{-10} \text{ м}$, тобто мають довжини хвиль звичайних рентгенівських променів.

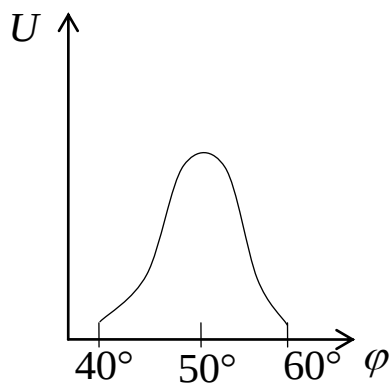
Саме цей розрахунок і послужив поштовхом для дослідів К.Девісона і Л.Джермера.



мал. 1

Електронна гармата ЕГ, мішень (монокристал нікеля) і детектор розміщені у відкачаній трубці. Детектор може обертатися так, що кут φ набуває різних значень. Якщо виходити з класичної теорії, то слід

чекати, що електрони будуть розсіюватись на кристалі нікеля і що деякі з них потраплять в детектор. Струм через детектор Д може змінюватися зі зміною



мал. 2

кута φ і прискорюючої напруги U , але немає підстав чекати сильної залежності струму від цих параметрів. Електрони з будь-якою кінетичною енергією K повинні відхилятися на самі різні кути. Результати дослідів представлено на мал. 2. На очікуваний фон розсіювання накладається пік струму відбитих електронів з максимумом при $K =$

54eВ і $\varphi = 50^\circ$, що абсолютно несподівано з точки зору класичної теорії. Це відбивання явно вибіркоче як по типу, так і по енергії. Цього і слід було сподіватися, якби електрони мали хвильові властивості. За формулою (2)

$$\lambda = \frac{h}{mV} = \frac{h}{(2mK)^{\frac{1}{2}}} = 1,67 \cdot 10^{-10} \text{ м} = 1,67 \text{ \AA}$$

Такий же порядок величини міжатомної відстані в кристалі нікеля.

Отже, досліди показали, що електрон рухається так, якби його рух супроводжувався розповсюдженням хвилі. Картина руху електрона аналогічна картині руху фотона, але з такими відмінностями: 1) електрон має заряд; 2) має масу спокою; 3) швидкість електрона залежить від його енергії.

Чому ж не проявляються хвильові властивості у макроскопічних тіл. Розглянемо пилінку масою 10^{-12} кг, що рухається зі швидкістю 1 м/с. Для неї

$$\lambda = \frac{6,62 \cdot 10^{-34} \text{ Дж} \cdot \text{с}}{10^{-12} \text{ кг} \cdot 1 \frac{\text{м}}{\text{с}}} = 6,62 \cdot 10^{-22} \text{ м}$$

Таку довжину хвилі неможна виміряти.

6.2 Принцип невизначеності Гейзенберга

В попередніх параграфах було виявлено значну кількість невірних передбачень чи невідповідностей в класичній фізиці. Ці труднощі можна підсумувати, розглядаючи принцип невизначеності Гейзенберга.

Принцип невизначеності стосується питання про можливість одночасного вимірювання певних пар змінних. Ми сформулюємо два аспекти цього принципу, які містять найбільш важливі пари змінних і ілюструють його фізичний зміст.

Перший аспект стосується можливості одночасного вимірювання імпульса і положення частинки. Принцип невизначеності стверджує, що експеримент не може одночасно фіксувати всі величини з необмеженою точністю, але імпульс p_x можна визначити лише з точністю в межах деякого інтервалу Δp_x , а положення x – з точністю в інтервалі Δx , причому

$$\Delta p_x \Delta x \geq h \quad (3)$$

Співвідношення такого ж типу справедливі також і для останніх

складових імпульса і координат.

Відмітимо, що обмеження накладається не окремо на Δx чи на Δp_x , а лише на їх добуток. Тому можна, наприклад, досить точно виміряти x , але лише ціною погіршення точністю визначення p_x . Відмітимо також, що для добутків типу $\Delta p_x \Delta y$ немає ніяких обмежень.

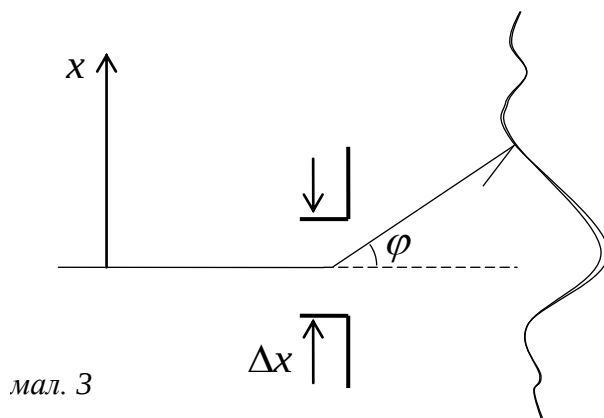
Другий аспект полягає в аналогічному обмеженні на можливість одночасного вимірювання енергії E і часу t . Наприклад, в якості E можна вибрати енергію фотона, а в якості t – момент часу, коли він був випромінений. Принцип невизначеності стверджує, що

$$\Delta E \Delta t \geq h \quad (4)$$

Тут також обмеження накладається тільки на добуток $\Delta E \Delta t$, а не на ступінь точності, з якою можна виміряти нарізно E чи t .

Принцип невизначеності зовсім не відповідає класичній механіці, яка не визнає ніяких принципових обмежень точності вимірювання будь-якого типу.

Виведемо (1). Нехай мікрочастинка рухається горизонтально зі швидкістю V (мал. 3).



До проходження частинки через щілину шириною Δx її складова імпульсу p_x має точне значення. Тоді $\Delta p_x = 0$.

Внаслідок дифракції на щілині $\Delta p_x = p \sin \varphi$. З умови першого мінімуму дифр. картини від щілини маємо

$$\sin \varphi = \frac{\lambda}{\Delta x}$$

тоді $\Delta p_x = \frac{p\lambda}{\Delta x}$, але $\lambda = \frac{h}{p}$.

Отже, $\Delta p_x \Delta x = h$.

§ 7. Рівняння Шредінгера

7.1 Хвильова функція і рівняння Шредінгера

Встановлення хвильових властивостей мікрочастинок свідчило, що класична механіка не може дати вірного опису поведінки подібних частинок. Нова механіка, створена Шредінгером, Гейзенбергом, Діраком та інш., отримала назву квантової механіки.

Основним рівнянням квантової механіки є рівняння Шредінгера. Його не можна вивести з раніш відомих співвідношень. Воно є вихідним припущенням, доказом якого є те, що всі наслідки з нього підтверджуються експериментально.

Стан мікрочастинки описується в квант. механіці хвильовою функцією ψ . Квадрат модуля хвильової функції для довільної точки простору, помножений на елемент об'єму dV , що містить цю точку, визначає ймовірність dP того, що частинка буде виявлена в межах об'єму dV :

$$dP = |\psi|^2 dV = \psi \cdot \psi^* dV \quad (1)$$

Отже, фізичний зміст функції ψ полягає в тому, що квадрат її модуля дає густину ймовірності знаходження частинки у відповідному місці простору.

Хвильова функція є функцією координат і часу і може бути знайдена шляхом розв'язку р-я

$$-\frac{h^2}{8\pi^2 m} \Delta \psi + U \psi = \frac{ih}{2\pi} \frac{\partial \psi}{\partial t} \quad (2) \text{ - часове рівняння Шредінгера}$$

i – уявна одиниця, h – постійна Планка, m – маса частинки, $\Delta = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$,

U – потенціальна енергія частинки. Як слідує з рівняння (1), вид хвильової функції ψ визначається потенціальною енергією U , тобто характером тих сил, що діють на частинку. U є функція координат і часу. Для стаціонарного (такого, що не залежить від часу) силового поля U не залежить явно від часу. В цьому випадку отримаємо

$$\Delta\psi + \frac{8\pi^2m}{h^2}(E - U)\psi = 0 \quad (3) \quad \text{р-я Шредінгера для}$$

стаціонарних станів.

На хвильову функцію накладаються такі три умови:

- 1) вона повинна бути однозначною
- 2) скінченною
- 3) неперервною у всій області зміни змінних x, y, z .

З р-я (2, 3) і умов (1-3) безпосередньо слідує правила квантування енергії.

В р-я (2), (3) в якості параметра входить повна енергія частинки E . В теорії диференц. рівнянь доводиться, що р-я такого виду мають розв'язки, які задовольняють умовам 1-3 лише при певних значеннях E . Ці певні значення наз. власними значеннями параметра, а відповідні їм розв'язки рівнянь – власними функціями.

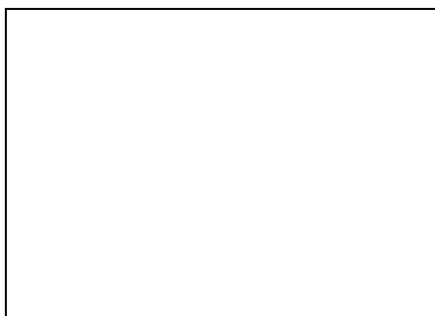
Також для хвильової функції повинна виконуватися умова нормування:

$$\int_V |\psi|^2 dV = 1 \quad (4)$$

7.2 Частинка в потенціальній ямі

Розглянемо застосування рівняння Шредінгера до розв'язування задач, які деякою мірою наближено моделюють рух електрона в атомі, коливання атомів у молекулах та ін.

Нехай частинка рухається в нескінченно глибокій потенціальній ямі вздовж осі X . Рух обмежений непроникними для частинки стінками: $x = 0$ і $x = l$. Потенціальна енергія U має в цьому випадку такий вид:



вона дорівнює нулю при $0 \leq x \leq l$

і нескінченності при $x < 0$ і $x > l$.

Для одновимірної задачі стаціонарне р-я Шредінгера матиме вигляд:

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} + \frac{8\pi^2m}{h^2}(E-U)\psi = 0 \quad (5)$$

Ймовірність виявити частинку, а отже і функція ψ , за межами ями дорівнює нулю.

З умови неперервності слідує, що ψ повинна бути рівна нулю і на границях ями, тобто

$$\begin{cases} \psi(0) = 0 \\ \psi(l) = 0 \end{cases} \quad (6)$$

Для $0 < x < l$ потенціальна енергія електрона стала і можна покласти $U=0$, оскільки за початковий рівень її вимірювання можна вибрати довільне значення. Тоді р-я (5) набуде вигляду:

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} + \frac{8\pi^2m}{h^2}E\psi = 0 \quad (7)$$

Позначивши $\frac{8\pi^2mE}{h^2} = \omega^2$, отримаємо р-я, добре відоме з теорії коливань:

$$\psi'' + \omega^2 \psi = 0 \quad (8)$$

Розв'язок такого рівняння має вид:

$$\psi(x) = a \sin(\omega x + \alpha) \quad (9)$$

Умовам (6) можна задовольнити відповідним вибором постійних ω і α . Із умови $\psi(0) = 0$ отримаємо:

$$\psi(0) = a \sin \alpha = 0 \Rightarrow \alpha = 0$$

$$\psi(l) = a \sin \omega l = 0 \Rightarrow \omega l = \pm n\pi \quad (n=1, 2, 3, \dots) \quad (10)$$

(але $n=0$ відкидаємо, тому що при цьому $\psi \equiv 0$ – частинка ніде не знаходиться).

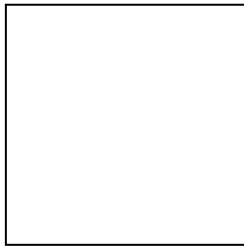
З (10) слідує, що розв'язок рівняння (7) будуть мати фізичний зміст не при всіх значеннях енергії E , а лише при значеннях, що задовольняють розв'язку:

$$\omega^2 = \frac{8\pi^2m}{h^2}E_n = \frac{\pi^2}{l^2}n^2 \quad (n=1, 2, 3, \dots)$$

Власні значення енергії частинки

$$E_n = \frac{h^2}{8ml^2} n^2 \quad (n=1, 2, 3, \dots) \quad (11)$$

Схема енергетичних рівнів зображена на мал. 2



Оцінімо відстані між сусідніми рівнями для різних значень маси частинки m і ширини ями l . Різниця енергій двох сусідніх рівнів дорівнює

$$\Delta E_n = E_{n+1} - E_n = \frac{\pi^2 h^2}{8ml^2} (2n+1) \approx \frac{\pi^2 h^2}{4ml^2} n$$

Якщо взяти m порядку маси молекули $\sim 10^{-23}$ г, а l порядку 10 см (молекули газу в посудині), отримаємо

$$\Delta E_n \approx \frac{3,14^2 \cdot 1,05^2 \cdot 10^{-54}}{10^{-23} \cdot 10^2} n \approx 10^{-40} \text{ Дж}$$

Так щільно розміщені енергетичні рівні будуть практично сприйматися як суцільний спектр енергії, так що хоча квантування енергії в принципі матиме місце, на характері руху молекул це не позначиться.

Аналогічний результат одержимо, якщо взяти m порядку маси електрона $\sim 10^{-31}$ кг, при тих же розмірах ями (вільні електрони в металі). Тоді

$$\Delta E_n \approx 10^{-36} n \approx 10^{-16} n \text{ еВ}$$

Але зовсім інший результат одержимо для електрона, якщо область руху буде порядку атомних розмірів $\sim 10^{-10}$ м. Тоді

$$\Delta E_n \approx 10^2 n \text{ еВ}$$

Власними функціями, як витікає з умови (10), будуть

$$\psi_n(x) = a \sin \frac{n\pi x}{l}$$

З умови нормування знаходимо a .

$$a^2 \int_0^l \sin^2 \frac{n\pi x}{l} dx = 1$$

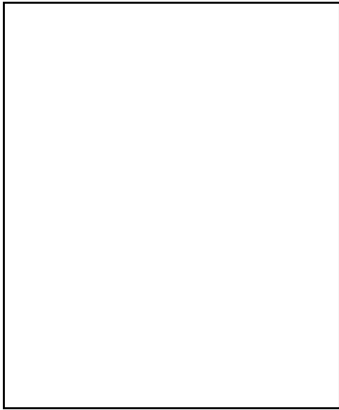
На кінцях проміжку інтегрування підінтегр. ф-я перетворюється в нуль.

Тому значення отримаємо, помноживши середнє значення $\sin^2 \frac{n\pi x}{l}$ (воно

дорівнює $\frac{1}{2}$) на довжину проміжку l .

Отже $a^2 \frac{l}{2} = 1 \Rightarrow a = \sqrt{\frac{2}{l}}$

Тоді $\psi_n(x) = \sqrt{\frac{2}{l}} \sin \frac{n\pi x}{l}$ ($n = 1, 2, 3, \dots$)



На мал. 3 наведено густини ймовірності $|\psi|^2$ виявлення частинки на різних відстанях від стінок ями. З графіка видно, що для стану з $n = 2$ неможливо виявити частинку посередині ями, хоча перебування її як в лівій, так і в правій половині ями рівноімовірне. Така поведінка частинки, очевидно, не сумісна з поняттям траєкторії.

§ 8. Електронна будова атомів

Для розвитку питання про розподіл електронів в атомі за можливими квантовими станами, згадаємо два принципи:

- 1) в атомі не може бути більше одного електрона із заданою комбінацією квантових чисел n, l, m_l і m_s (принцип заборони Паулі)
- 2) у нормальному стані атома кожний електрон займає квантовий стан з найнижчою можливою – при дотримуванні попереднього обмеження п.1 – енергією.

Для кожного n можливо $2n^2$ станів.

Дамо деякі пояснення. Для $Z = 7, 8, 9$ E_i в цілому зростає, але у кисню E_i виявляється дещо меншою, ніж у азота. Це випадок, коли конкретні ефекти, пов'язані зі спіном і просторовим ходом хвильових функцій, переважає над загальною тенденцією.

Головне квантове число n				1	2		3			4	
Азимутальне квантове число l				0	0	1	0	1	2	0	1
Позначення станів				1s	2s	2p	3s	3p	3d	4s	4p
Z	Елемент		E_i , eV								
1	H	Водень	13,60	1							
2	He	Гелій	24,58	2							
3	Li	Літій	5,39	Гелієвий остов	1						
4	Be	Бериллій	9,32		2						
5	B	Бор	8,30		2	1					
6	C	Вуглець	11,26		2	2					
7	N	Азот	14,54		2	3					
8	O	Кисень	13,61		2	4					
9	F	Фтор	17,42		2	5					
10	Ne	Неон	21,56		2	6					
11	Na	Натрій	5,14	2	2	6	1				
12	Mg	Магній	7,64	Неоновий остов			2				
13	Al	Алюміній	5,98				2	1			
14	Si	Кремній	8,15				2	2			
15	P	Фосфор	10,55				2	3			
16	S	Сірка	10,36				2	4			
17	Cl	Хлор	13,01				2	5			
18	Ar	Аргон	15,76				2	6			
19	K	Калій	4,34	2	2	6	2	6		1	
20	Ca	Кальцій	6,11	Аргоновий остов						2	
21	Sc	Скандій	6,56						1	2	
22	Ti	Титан	6,83						2	2	
23	V	Ванадій	6,74						3	2	
24	Cr	Хром	6,76						5	1	
25	Mn	Марганець	7,43						5	2	
26	Fe	Залізо	7,90						6	2	
27	Co	Кобальт	7,86						7	2	
28	Ni	Нікель	7,63						8	2	
29	Cu	Мідь	7,72						10	1	
30	Zn	Цинк	9,39						10	2	
31	Ga	Галій	6,00						10	2	1
32	Ge	Германій	7,88						10	2	2
33	As	Миш'як	9,81						10	2	3
34	Se	Селен	9,75						10	2	4

$Z = 19, 20$. Хвильові функції станів $4s$ ($l = 0$) проникають у область низької потенціальної енергії поблизу ядра. Тому енергія цих станів виявляється нижче енергії стану $3d$, хоча n у них більше.

$Z = 21 - 30$. Енергії станів $4p$ вище енергій станів $4s$, причому ця різниця достатня для того, щоб стани $3d$ виявилися розміщеними між станами $4s$ і $4p$. Тому в цій групі елементів відбувається з незначними відхиленнями заповнення оболонки $3d$.

Елементи з незаповненою оболонкою $3d$ наз. елементами перехідної групи. Вони мають дуже схожі хімічні властивості, бо заповнення оболонки $3d$ створює дуже незначний вплив на властивості зовнішніх ($4s$) електронів.

Закономірності в хімічних властивостях елементів, що відображаються періодичною системою елементів, відображають закономірності, передбачені квантовою фізикою.

Розділ II. Фізика атомного ядра

§ 1. Склад ядра. Заряд і масове число ядра

В 1932р. радянські фізики Д.Д.Іваненко і Є.В.Гапон висунули гіпотезу про протонно-нейтронну будову атомного ядра, яку детально розробив німецький фізик В.Гейзенберг.

Тепер загальноприйнято, що всі ядра складаються із протонів і нейтронів, які наз. також нуклонами.

Електричний заряд ядра позитивний. Носієм позитивних зарядів у ядрі є протони. Оскільки заряд протона чисельно дорівнює заряду електрона e , то заряд ядра $= |Ze|$ (де Z – ціле число, яке вказує на порядковий номер даного хімічного елемента у періодичній системі елементів Менделєєва). Число Z також виражає кількість протонів, що входять до складу ядра атома, і визначає кількість електронів у нейтральному атомі.

Маса ядра, виражена в а.о.м. ($1\text{ а.о.м.} \approx 1,66 \cdot 10^{-27} \text{ кг}$) і заокруглена до цілого числа, наз. масовим числом A . Масове число виражає кількість нуклонів у ядрі.

Схематично ядро атома позначають ${}^A_Z X$.

Атомні ядра з однаковою кількістю протонів, але з різними масовими числами наз. ізотопами. Саме наявністю ізоотопів пояснюється той факт, що деякі природні елементи мають атомні маси, які відрізняються від цілих чисел.

Ядра з однаковими масовими числами, але різними значеннями Z наз. ізобарами ${}^{40}_{18}\text{Ar}, {}^{40}_{20}\text{Ca}$.

Ядра з однаковою кількістю нейтронів наз. ізотонами.

Якщо атомне ядро вважати сферичним, то можна ввести поняття його радіуса R . Досліди показують, що радіуси R ядер залежать від кількості нуклонів, що входять до складу ядра. Ця залежність може бути виражена емпіричною формулою

$$R = R_0 A^{\frac{1}{3}} \quad (1),$$

де R_0 – стала, A – масове число. $R_0 = (1,2 \div 1,5) \cdot 10^{-15} \text{ м}$.

Тоді радіуси атомних ядер дорівнюють приблизно від $2 \cdot 10^{-15} \text{ м}$ до 10^{-14} м .

Якщо формулу (1) переписати у вигляді $\frac{4}{3}\pi R_0^3 A = \text{const}$, то видно, що на долю кожного нуклона припадає майже однаковий об'єм. Це означає, що густина ядерної речовини для всіх ядер також майже однакова.

$$\bar{\rho} = \frac{M}{V} = \frac{Am_{\text{нукл}}}{\frac{4}{3}\pi R_0^3 A} \approx 1,8 \cdot 10^{17} \frac{\text{кг}}{\text{м}^3}$$

§ 2. Енергія зв'язку ядер. Дефект мас

При порівнянні суми мас спокою нуклонів, які утворюють ядро, з масою ядра, виявляється, що для всіх хімічних елементів справджується нерівність

$$Zm_p + (A-Z)m_n > m_{\text{я}},$$

де m_p - маса протона, m_n - маса нейтрона, $m_{\text{я}}$ - маса ядра.

Величину Δm , що виражає різницю між масою нуклонів, які утворюють ядро, і масою ядра, називають дефектом маси ядра

$$\Delta m = [Zm_p + (A-Z)m_n] - m_{\text{я}} \quad (1)$$

У відповідності з законом пропорційності маси і енергії при будь-якій зміні маси Δm відбувається відповідна зміна енергії ΔE

$$\Delta E = \Delta m c^2 \quad (2)$$

Отже, при утворенні ядра виділяється деяка кількість енергії. За законом збереження енергії така сама кількість енергії потрібна, щоб розділити ядро на складові частини. Цю енергію наз. енергією зв'язку ядра.

$$E_{\text{зв}} = \Delta m c^2 = [Zm_p + (A-Z)m_n - m_{\text{я}}] c^2 \quad (2)$$

Для практики важливе значення має енергія зв'язку, що припадає на один

нуклон
$$\varepsilon = \frac{E_{\text{зв}}}{A}$$

На мал. 1 показана залежність питомої енергії зв'язку від масового числа для стабільних ядер. З мал. 1 видно, що для легких ядер питома енергія зв'язку із збільшенням масового числа зазнає стрибків.



Для ${}^2_1\text{H}$ $E_{\text{зв}} \approx 1,11 \text{ MeV}$, для ${}^3_2\text{He}$ $E_{\text{зв}} \approx 2,58 \text{ MeV}$, для ${}^4_2\text{He}$ $E_{\text{зв}} \approx 7,08 \text{ MeV}$, для ${}^6_3\text{Li}$ $E_{\text{зв}} \approx 5,33 \text{ MeV}$.

Для атомів з $A \geq 20$, питома енергія зв'язку майже однакова. Починаючи з $A \approx 60$, $E_{\text{зв}}$ поступово поступово зменшується. Це пояснюється тим, що із

збільшенням кількості протонів у ядрі збільшується і енергія електростатичного відштовхування. Тому зв'язок між нуклонами стає слабшим. Для урану ${}^{238}_{92}\text{U}$ $E_{\text{зв}} = 7,5 \text{ MeV}$.

Аналіз показує, що $E_{\text{зв}}$ залежить від того, парне чи непарне число нуклонів у ядрі.

Виявлено, що ядра, в яких Z , або $A-Z$, або обидва цих числа дорівнюють 2; 8; 20; 28; 50; 82; 126 (ці числа наз. магічними), особливо стійкі і мають більшу енергію зв'язку.

§ 3. Ядерні сили. Моделі атомного ядра

До складу атомного ядра входить Z протонів і $A-Z$ нейтронів. Незважаючи на те, що між протонами діють сили кулонівського відштовхування, атомні ядра являють собою досить стійкі системи. Це вказує на те, що в ядрах атомів діють специфічні сили притягання, які наз. ядерними силами. Природа ядерних сил залишається невивченою. В той же час властивості ядерних сил досить добре вивчені експериментально. До них відносяться:

1. Ядерні сили досить значні, тому таку взаємодію наз. сильною.
2. Ядерні сили є короткодійними. При відстанях, які дещо перевищують розміри ядер, тобто при $r > 10^{-14} \text{ м}$, ядерні сили практично дорівнюють нулю.
3. Ядерні сили мають властивості насичення, тобто на кожен нуклон у ядрі діє обмежена кількість сусідніх нуклонів. На відстанях між нуклонами $r < 0,5 \cdot 10^{-15} \text{ м}$ притягання між ними переходить у відштовхування.
4. Ядерні сили мають властивість зарядової незалежності, тобто величина ядерних сил не залежить від електричного заряду взаємодіючих нуклонів.

Для пояснення властивостей ядерних сил – насичення і короткодії В.Гейзенберг висунув гіпотезу про те, що ядерні сили між двома нуклонами забезпечуються третьою частинкою. Ця частинка є віртуальною. У

квантовій механіці віртуальними наз. частинки, які не можуть бути виявлені за короткий час їх існування.

За сучасними уявленнями, внаслідок віртуальних процесів нуклон виявляється охопленим хмариною віртуальних π -мезонів, які утворюють поле ядерних сил:

$$p \rightarrow n + \pi^+; \quad n \rightarrow p + \pi^-; \quad p \rightarrow p + \pi^0; \quad n \rightarrow n + \pi^0 \quad (1)$$

Поглинання цих мезонів іншим нуклоном зумовлює сильну взаємодію між нуклонами, що відбувається за однією з таких схем:

$$p + n \rightarrow n + \pi^+ + n \rightarrow n + p \quad (2)$$

Обмін нейтрона і протона π -мезоном відбувається за схемою

$$n + p \rightarrow p + \pi^- + p \rightarrow p + n \quad (3)$$

Але слід зазначити, що квантова мезонна теорія не дає повної відповідності з експериментом.

Відсутність аналітичного виразу для ядерних сил спричинює відсутність єдиної теорії ядра.

Першими моделями ядра були краплинна модель і модель оболонок.

Краплинна модель.

Вона ґрунтується на деякій аналогії між ядром та краплиною рідини і розроблена у працях Н.Бора та Я.І.Френкеля. між поведінкою нуклонів у ядрі і молекул у краплині рідини є певна аналогія.

1. Густина ядерної речовини однакова для всіх ядер – густина рідини також майже не залежить від розмірів краплини.
2. Середня густина енергії взаємодії майже однакова для всіх ядер – енергія взаємодії молекули рідини з оточуючими молекулами також має постійне значення і не залежить від об'єму краплини.
3. В краплині звичайної рідини молекули утворюють конденсований стан речовини і середня довжина вільного пробігу молекули мала порівняно з лінійними розмірами краплини – середня довжина вільного пробігу нуклонів у ядрі також мала порівняно з його діаметром і при утворенні

ядра з нуклонів виділяється енергія зв'язку аналогічно до конденсації пари.

Краплинна модель ядра дала змогу одержати формули енергії зв'язку і маси будь-якого ядра.

Дана модель дає змогу зробити правильні висновки щодо стійкості ядер відносно їх поділу. Але виявилась неспроможною описати збуджені стани ядра та ряд інших явищ.

Модель ядерних оболонок.

Вивчення ряду властивостей атомних ядер вказує на нерегулярність їх зміни залежно від кількості протонів Z та нейтронів $A-Z$. Найстабільніші ядра мають число протонів або нейтронів

2; 8; 20; 28; 50; 82; 126.

Модель ядерних оболонок розробили М.Гепперш-Майєр, О.Гаксель та Х.Ієнсен. Ця модель ґрунтується на тому, що нуклони в ядрі рухаються незалежно один від одного в деякому центральному полі, створеному іншими нуклонами, і утворюють протонні та нейтронні оболонки. Для нуклонів справджується принцип заборони Паулі. Тому в ядрах зі збільшенням числа нуклонів відбувається заповнення оболонок.

Застосування такої моделі до легких і середніх ядер добре узгоджується з дослідом. Але властивості важких ядер не знайшли пояснення.

Тому була створена узагальнена модель ядра, що являє собою синтез краплинної моделі і моделі ядерних оболонок. Вважається, що нуклони всіх заповнених оболонок утворюють кістяк ядра, який поводить себе подібно до краплини. Навколо такого утворення рухаються нуклони незаповненої оболонки, рух яких розглядається у рамках моделі оболонок.

Зазначено, що кожна модель ядра дає пояснення окремих фактів і не дає картини загальної поведінки ядер.

§ 4. Ядерні реакції

Ядерні реакції – це перетворення атомних ядер внаслідок їх взаємодії з елементарними частинками або між собою.

Символічно ядерні реакції записуються у вигляді $A+a \rightarrow B+b$ або $A(a,b)B$, де A – початкове ядро; a – частинка, яка викликає ядерну реакцію; B – нове ядро; b – частинка, що виникає при реакції.

Подамо схематично три ядерні реакції:

$$A + a \rightarrow \begin{cases} A + a, & \text{якщо } A(a,a)A & (1) \\ A^* + a, & \text{якщо } A(a,a)A^* & (2) \\ B + b, & \text{якщо } A(a,b)B & (3) \end{cases}$$

Реакція (1), при якій властивості ядра і частинки до і після взаємодії залишаються без змін, наз. пружним розсіянням. Реакцію (2) наз. непружним розсіянням. У ній склад ядра A не змінюється, а змінюється його внутрішній стан, тобто ядро переходить у збуджений стан. Реакцію (3) наз. ядерною реакцією.

Різницю власних енергій ядер і частинок до і після реакції наз. тепловим ефектом реакції Q , тобто

$$Q = (M_1 + m_1)c^2 - (M_2 + m_2)c^2 \quad (4)$$

де

При $Q > 0$ ядерна реакція наз. екзотермічною,
при $Q < 0$ – ендотермічна.

Перша ядерна реакція була здійснена Є.Резерфордом у 1918р.



Якщо одне з ядер ізоотопу A розмістити на шляху потоку бомбардуючих частинок, то ймовірність ядерної реакції за одиницю часу W пропорційна густині потоку f . Густиною потоку наз. кількість частинок, що пролітають за одиницю часу через одиницю площі поверхні, розміщеної перпендикулярно до потоку.

$$W = \sigma f \quad (6)$$

Очевидно, що σ має розмірність площі – ця величина наз. ефективним перерізом ядерної реакції. σ чисельно дорівнює ймовірності одиничного акту даної взаємодії з ядром за одиницю часу при густині потоку, коли через одиницю площі за одиницю часу проходить одна частинка. У ядерній фізиці $[\sigma] = \text{б}$ (барн)

$$1\text{б} = 10^{-28}\text{м}^2$$

Розглянемо деякі види ядерних реакцій:

1. Ядерні реакції під дією нейтронів.

Нейтрон з будь-якою енергією вільно проникає в усі ядра атомів. Ряд наймасивніших ядер (${}^{238}_{92}\text{U}$, ${}^{235}_{92}\text{U}$, ${}^{239}_{94}\text{Pu}$) зазнає поділу при захопленні повільних нейтронів. Ці ядерні реакції лежать в основі роботи ядерних реакторів на повільних нейтронах. Найпоширенішими є реакції радіаційного захоплення (n, γ) .

Ядра ${}^{239}_{92}\text{U}$, ${}^{232}_{90}\text{Th}$ та інші важкі ядра зазнають поділу тільки під дією швидких нейтронів, енергія яких досягає кілька МеВ.

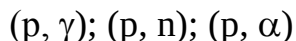
Цікава реакція ${}^{14}_7\text{N}(n, p){}^{14}_6\text{C}$, яка постійно протікає в атмосфері під дією нейтронів, які утворюються в космічних променях. Вуглець ${}^{14}_6\text{C}$ (радіовуглець), що виникає при цьому, β^- - радіоактивний з періодом піврозпаду 5600 років, засвоюється при фотосинтезі рослинами і приймає участь в кругообігу речовин в природі.

Доки органічна речовина живе, зменшення в ній C^{14} внаслідок радіоактивності компенсується за рахунок участі у кругообігу речовин в природі. У момент смерті організму процес засвоєння зразу ж припиняється і концентрація ${}^{14}\text{C}$ у звичайному вуглеці починає зменшуватися по закону радіоактивного розпаду. Отже, вимірявши концентрацію ${}^{14}\text{C}$ у залишках організмів, можна визначити дату їх смерті.

2. Ядерні реакції під дією протонів і альфа-частинок.

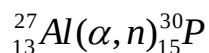
Для протонів існує потенціальний бар'єр ядра і частинка повинна подолати кулонівське відштовхування. Під дією протонів можливі ядерні

реакції



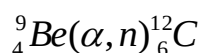
Для α -частинок прояв потенціального бар'єру ядра значно сильніший, оскільки заряд α -частинки в два рази більший від заряду протона.

За допомогою реакції



Жоліо-Кюрі відкрив штучну

радіоактивність, а при вивченні реакції



Дж.Чедвік у 1932р. відкрив нейтрон.

3. Ядерні реакції під дією дейтронів.

Дейтрон являє собою відносно слабо зв'язану і досить протяжну систему двох нуклонів (протон і нейтрон). Енергія зв'язку становить 2,225 MeV, а середня відстань між нуклонами в дейтроні майже в два рази більша за ефективний радіус дії ядерних сил.

При енергіях дейтрона від 1 до 8 MeV відбуваються переважно реакції (D, p).

Коли дейтрон порівняно невеликих енергій пролітає на близькій відстані від ядра, то поле ядра великої напруженості з великою силою відштовхує ядро, не діючи на нейтрон. Якщо нейтрон виявиться біля ядра на відстані дії ядерних сил, а протон дейтрона буде на порівняно більшій відстані, то нейтрон захоплюється ядром, а протон відривається і продовжує рух, не проникаючи в ядро. Отже, така реакція відбувається за межами ядра і наз. реакцією зриву.

Приклади: ${}^2_1\text{H}(\text{D}, p){}^3_1\text{H}$; ${}^3_2\text{He}(\text{D}, p){}^4_2\text{He}$ та ін.

При енергії дейтронів понад 100 MeV з однаковою імовірністю відбуватимуться як реакції (D p), так і реакції (D, n). Останні дають змогу дістати нейтрони з великими енергіями.

4. Ядерні реакції під дією γ -квантів.

Відбуваються, коли енергія γ -квантів більша за енергію зв'язку нуклона в ядрі. Вони наз. фотоядерними реакціями. Це реакції

(γ, n) ; (γ, p) ; (γ, n, p) та ін.

Під дією γ -фотонів великих енергій ядро може “вибухнути”, роздробившись на велику кількість осколків.

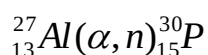
5. Ядерні реакції при високих енергіях.

Протікають при проникненні в ядра частинок з великими енергіями (сотні і більше MeV).

Енергія, внесена частинкою, може бути більшою за енергію зв'язку ядра. Тому першим етапом взаємодії є вилітання кількох нуклонів з ядра. Після цього ядро залишається у збудженому стані, що приводить до наступного вилітання нуклонів подібно до випаровування молекул нагрітою краплиною рідини.

§ 5. Штучна радіоактивність. Трансуранові елементи

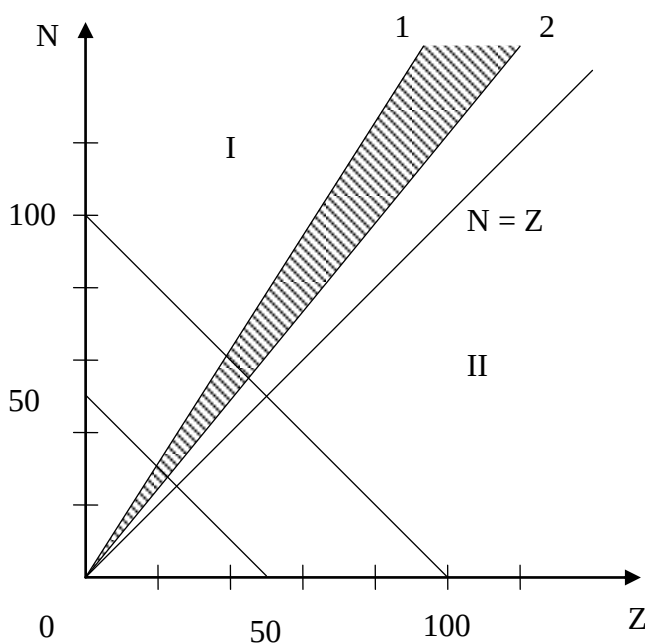
Штучна радіоактивність була відкрита експериментально у 1934р. Ірен і Фредеріком Жоліо-Кюрі. Вони виявили, що після опромінення α -частинками алюмінію він стає радіоактивним, реакція при цьому має такий вигляд:



При штучній радіоактивності ядерні перетворення відбуваються в два етапи. Спочатку під дією частинок відбувається перетворення ядра в радіоактивне. На другому етапі утворене радіоактивне ядро зазнає

самовільного радіоактивного розпаду за експоненціальним законом.

Штучні радіоактивні ізотопи здебільшого β -активні, причому β^- чи β^+ активність можна встановити за допомогою діаграми $N(Z)$ для стабільних і радіоактивних ядер (мал. 1).

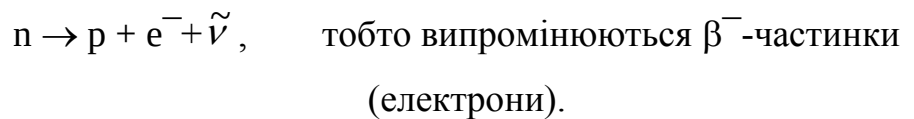


мал. 1

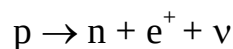
Стабільні атомні ядра знаходяться у вузькій зоні, обмеженій прямими 1, 2.

Ізотопи, для яких $\frac{N}{Z} > \frac{N_{\tilde{n}\tilde{o}}}{Z_{\tilde{n}\tilde{o}}}$, належать до області протонно-дефіцитних ядер

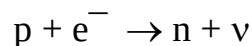
I. Радіоактивний розпад таких ядер відбувається так, щоб величина $\frac{N}{Z}$ зменшилась, тобто зменшилась у ядрі кількість нейтронів. При цьому в ядрі відбуваються перетворення



Навпаки, ядра, що лежать нижче кривої 2, належать до області II нейтронно-дефіцитних ядер. Для них $\frac{N}{Z} < \frac{N_{\tilde{n}\tilde{o}}}{Z_{\tilde{n}\tilde{o}}}$ і при розпаді зростає кількість нейтронів у ядрі (за рахунок зменшення числа протонів в результаті β^{+} розпаду

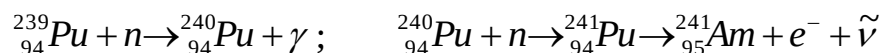


або захоплення електрона протоном (K-захоплення)



Усі елементи з $Z > 92$ наз. трансурановими. Їх синтезують штучно. Перші трансуранові елементи (нептуній $Z = 93$ і плутоній $Z = 94$) добули в 1940р. Макміллан і Абельсон.

Трансуранові елементи з $Z = 93 \div 98$ діставали опромінюванням урану або вже синтезованих елементів потужними потоками нейтронів. Так, америцій одержали в процесі таких реакцій:



Ізотопи ейнштейнію ($Z = 99$) і фермію ($Z = 100$) спочатку були виявлені при аналізі продуктів термоядерного вибуху. Процес синтезу фермію такий:

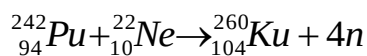


Г.М.Фльоров розробив метод добування трансуранових елементів бомбардуванням важких ядер легкими або середніми ядрами (від ${}^4_2\text{He}$ до

$^{136}_{54}\text{Xe}$).

Так дістали трансуранові елементи з $Z = 102 \div 105$.

Ізотоп курчатовію був результатом реакції



За допомогою методу холодного синтезу ядер, який розробив Ю.Ц.Оганесян, дістали елементи з $Z = 106, 107$, а на пучках іонів ^{58}Fe – елементи з $Z = 108, 109$.

101	Md	Менделєєвій	54 доби	1955
102	No	Нобелій	1,5 год	1957-67
103	Lr	Лоуренсій	3 хв	1965
104	Ku	Курчатовій	0,1 с	1964
105	Ns	Нільсборій	40 с	1970
106	-	-	10^{-2} с	1974
107	-	-	$2 \cdot 10^{-3}$ с	1976

Час життя трансуранових елементів досить різко зменшується з ростом Z і для елементів з $Z = 107$ $T \sim 10^{-3}$ с.

Разом з тим модель ядерних оболонок передбачає існування елементів з $Z = 114, A = 298$, і $Z = 126, A = 310$, для яких час життя становить $\approx 10^5$ років.

§ 6. Реакції поділу важких ядер. Ланцюгова реакція поділу ядер

Спонтанний поділ важких ядер належить до радіоактивних перетворень, а вимушений поділ, як правило, відбувається під дією нейтронів і тому являє собою ядерну реакцію, яку позначають (n, f).

В кінці 30-х років було встановлено, що при проникненні нейтрона в ядро урану воно зазнає поділу на два ядра-осколки.

Вимушений поділ важких ядер під дією нейтронів має надзвичайно важливе практичне значення.

За енергією нейтронів, які викликають ці реакції, їх поділяють на такі:

- 0,025 до 0,5 еВ – теплові
- 0,5 еВ – 1 кеВ – резонансні

1 – 100 кеВ – проміжні

100 кеВ – 14 МеВ – швидкі

Для ядер урану ${}_{92}^{235}\text{U}$ $E_{\text{зв}} = 7,6$ МеВ, тоді як для ядер з масовим числом $A = 100$ $E_{\text{зв}} \approx 8,5$ МеВ. Тому при поділі ядра ${}_{92}^{235}\text{U}$ має звільнитися енергія

$$\Delta E = (8,5 - 7,6) \cdot 235 \text{ МеВ} \approx 200 \text{ МеВ}$$

У відповідності з краплинною моделлю ядра необхідною умовою поділу ядра є виконання співвідношення

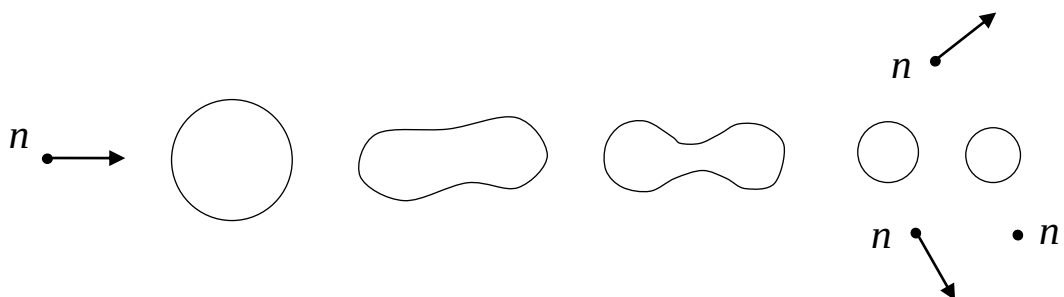
$$\frac{Z^2}{A} \geq 17 \quad \text{Вона виконується для } Z > 46.$$

Енергія E_a , яка потрібна для поділу ядра, наз. енергією активації.

З наявних у природі ізоотопів урану ${}_{92}^{235}\text{U}$ і ${}_{92}^{238}\text{U}$ зазнає поділу тепловими нейтронами лише ${}_{92}^{235}\text{U}$. Це пояснюється тим, що при захопленні нейтронів цими ізоотопами утворюються ізоотопи ${}_{92}^{236}\text{U}$ і ${}_{92}^{239}\text{U}$ з різною енергією активації.

$${}_{92}^{236}\text{U} \quad E_a = 6,5 \text{ Мев}, \text{ а для } {}_{92}^{239}\text{U} \quad E_a = 761 \text{ Мев}.$$

Після проникнення нейтрона в ядро енергія останнього збільшеться на суму енергій зв'язку і кінетичної енергії нейтрона. Ядро переходить у збуджений стан і відбувається відхилення його форми від сферичної. Спочатку сферичне ядро деформується і набуває форми еліпсоїда обертання. Якщо нейтрон вносить значну енергію, то еліпсоїд набуває форми гантелі і кінець кінцем розпадається на два осколки.



мал. 1

Для поділу ядра нейтронами має виконуватись умова

$$E_{\text{зв}} + E_{\text{кін}} \geq E_a \quad (1),$$

де $E_{зв}$, $E_{кін}$, - відповідно енергія зв'язку і кінетична енергія нейтрона.

Основна частина енергії (понад 80%), що вивільняється при поділі ядра, припадає на кінетичну енергію осколків. Маса осколків різні і краплинна модель неспроможна пояснити цю несиметричність. Вона знаходить своє пояснення в моделі ядерних оболонок.

При утворенні ядра-осколки перевантажені нейтронами, це приводить до випускання ними нейтронів.

При діленні ядра ^{235}U утворюється в середньому 2-3 нейтрона з кінет. енергією $\sim 2 \text{ MeV}$.

Після випускання нейтронів ядра-осколки перебувають у збудженому стані. Перехід у основний стан супроводжується випромінюванням до 8 γ -квантів.

Ядерні реакції поділу важких ядер нейтронами, в результаті яких число нейтронів зростає і стає можливим самопідтримуючий процес поділу, наз. ланцюговою ядерною реакцією.

Теорія ланцюгової реакції поділу урану була розроблена у 1939р. Я.Б.Зельдовичем і Ю.Б.Харитоновим.

Нехай уранову мішень бомбардує певна кількість нейтронів. За час τ ці нейтрони захоплюються ядрами, які зазнають поділу.

Відношення кількості нейтронів наступного покоління до кількості нейтронів попереднього покоління наз. коефіцієнтом розмноження k .

Якщо протягом одного покоління кількість нейтронів n збільшується на δn , то

$$\frac{n + \delta n}{n} = k \Rightarrow \delta n = n(k - 1)$$

Якщо час життя одного покоління τ , то за час dt відбудеться $\frac{dt}{\tau}$ змін поколінь і кількість нейтронів зміниться на $dn = \delta n \frac{dt}{\tau} = \frac{n(k - 1)}{\tau} dt$.

Проінтегрувавши останнє співвідношення, дістанемо

$$n = n_0 e^{\frac{k-1}{\tau} t} \quad (2)$$

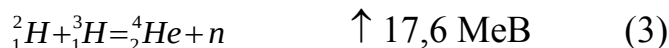
При $k > 1$ кількість нейтронів зростає за експоненціальним законом і ланцюгова реакція має вибуховий характер.

При $k < 1$ кількість нейтронів зменшується і ланцюгова реакція згасає.

Якщо $k = 1$, то число нейтронів залишається на початковому рівні і ланцюгова реакція буде керованою. Такі реакції протікають в атомних реакторах.

§ 7. Реакція термоядерного синтезу

Аналіз залежності питомої енергії зв'язку нуклонів у ядрі від його масового числа показує, що можна діставати енергію шляхом злиття (синтезу) ядер з масовим числом $A \leq 50$ із легших ядер. Найістотнішими з практичної точки зору є реакції синтезу, при яких утворюється гелій. Наприклад,



Якщо тепловий ефект від поділу 1кг урану ${}^{235}_{92}\text{U}$ становить $8,24 \cdot 10^{13}$ Дж, то для 1кг суміші ${}^2_1\text{H}$ і ${}^3_1\text{H}$ (третя реакція) цей ефект $\approx 3,3 \cdot 10^{14}$ Дж, тобто в 4 рази більше реакції поділу. Незважаючи на те, що в звичайній воді вміст важкого водню становить $\approx 0,015\%$, за тепловим ефектом 1л звичайної води в енергетичному відношенні еквівалентний 300л бензину.

Але за звичайних умов реакція синтезу не відбувається, бо атомні ядра мають позитивні заряди і зазнають досить сильного кулонівського відштовхування. Висоту кулонівського бар'єру для ядер дейтрона оцінимо за виразом

$$E_K = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 R}, \quad \text{де } R - \text{відстань між дейтронами.}$$

Якщо $R \approx 4 \cdot 10^{-15}$, то дістанемо, що $E_K \approx 300 \text{ кеВ}$. Для подолання потенціального бар'єру ядра повинні мати значну кінетичну енергію, тобто суміш реагентів повинна нагрітись до високої температури.

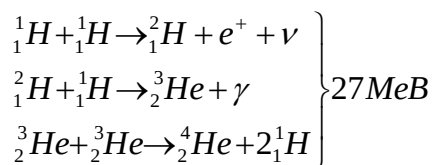
$1 \text{ еВ} \sim 11600^\circ \text{ К}$, тому для протікання реакції синтезу, при потенціальному бар'єрі $E_K \approx 0,3 \text{ МеВ}$ потрібна температура порядку 10^9 К .

Насправді внаслідок тунельного ефекту і якщо розподіл дейтронів за енергіями підлягає закону Максвелла, ця температура повинна бути $\sim 10^8 \text{ К}$. Саме тому ці реакції наз. термоядерними.

Згідно з сучасними уявленнями термоядерні реакції є джерелом енергії Сонця і зірок.

Можливі два цикли термоядерних реакцій.

1. Водневий або протонно-протонний цикл



2. Вуглецевий або вуглецево-азотний



Внаслідок випромінювання маса Сонця зменшується щосекунди на $4,3 \text{ млн.т}$, тобто приблизно на $2 \cdot 10^{-19} \%$.

У земних умовах реакція термоядерного синтезу здійснюється у вигляді вибуху водневої бомби.

При температурах $> 10000^\circ \text{ К}$ речовина становить повністю іонізовану плазму. Тому на шляху здійснення керованої термоядерної реакції стоять значні труднощі. Крім одержання надзвичайно високої температури, виникає проблема утримання плазми у заданому об'ємі.

Дотикання плазми до стінок посудини приведе до її охолодження. Крім

того, стінка з будь-якої речовини при такій температурі миттєво випарується.

Радянські фізики Сахаров і Тамм запропонували утримувати плазму у заданому об'ємі за допомогою магнітного поля.



Високу температуру у плазмі одержують, пропускаючи крізь неї дуже сильний електричний струм. Магнітне поле цього струму стискає розрядний канал, відриваючи плазмовий шнур від стінок посудини (мал. 1). Щоб запобігти необхідності утримати плазму від

дотикання з кінцями розрядної трубки, замість прямої розрядної трубки застосовують трубку у вигляді тороїду.

Але плазмовий шнур виявився дуже нестійким і поки що вдається утримати плазму протягом дуже короткого часу, при цьому досягнуті температури $\sim 10^7 \text{K}$.

Останніми роками розробляється метод лазерного термоядерного синтезу, запропонований М.Г.Басовим. Кульку радіусом $\sim 1 \text{мм}$, до складу якої входить дейтерій, опромінюють з усіх боків потужним лазерним імпульсом, внаслідок чого поверхневий шар кульки дуже розігрівається і випаровується. Потік частинок, що вилітають з великою швидкістю з поверхні кульки відповідно до закону збереження імпульсу, що приводить до значного стискання її і зростання температури.

Проводяться також теор. і експериментальні дослідження можливостей холодного ядерного синтезу.

Розділ III. Елементарні частинки

Термін “елементарні частинки” у сучасній фізиці вживається для найменування величезної кількості дрібних частинок матерії, які не є атомами. Їх кількість досягає 400. Єдиної теорії елементарних частинок поки що не створено, тому немає і строгої їх систематики.

Залежно від участі в тих чи інших видах взаємодії всі елементарні частинки, крім фотона, поділяють на дві основні групи: адрони і лептони.

Електрони, мюони, τ -частинки і всі нейтрино наз. лептонами (від грецького $\lambda\epsilon\pi\tau\omicron\xi$ – дрібний, тонкий). Лептонів мало (всього 6, не враховуючи їхні античастинки). Вони не виявляють ніякої структури, тому їх можна вважати істинно елементарними част.

Частинки, для яких властива сильна взаємодія, наз. адронами (від грецького $\alpha\delta\rho\omicron\xi$ – великий, сильний). Характерний масштаб маси адронів задається масою протона $m_p \approx 1$ ГеВ. Найменшу масу серед них має π -мезон ($\approx \frac{1}{7} m_p$), найбільшу - Y -мезон ($\approx 10 m_p$). Адрони з цілим спіном наз. мезонами, а з напівцілим – баріонами (від грецького $\beta\alpha\rho\omicron\xi$ - важкий). До них належать нуклони, гіперони і інш.

Переважна більшість адронів належить до резонансів, які є досить нестабільними частинками.

У 1964р. М.Гела-Манн і незалежно від нього Дж.Цвейг ввели в розгляд три гіпотетичні частинки, з яких складаються всі адрони. Вони були названі кварками. $q_1 = u$ (up – верхній, бо ізотопічний спін $T_3 = +\frac{1}{2}$), $q_2 = d$ (down – нижній, бо $T_3 = -\frac{1}{2}$), і $q_3 = s$ (strange – дивний, бо $s \neq 0$).

У кварковій моделі існувало 18 фундаментальних частинок, з яких можна було скласти адрони. Це такі частинки: кварки з трьома кольорами і трьома ароматами і антикварки з відповідними “антикольорами” і “антиароматами”. Колір і аромат є відповідними квантовими числами, що характеризують кварки.

У сучасній моделі кварків існує цілий ряд питань, які вимагають свого з'ясування. Це такі: чому дорівнює маса кварків, які самі утримують кварки всередині адронів, чому кварки не зареєстровано дослідним шляхом.

Взаємодія між кварками є сильною і здійснюється обміном квантами поля, які наз. глюонами (від англ. glue - клей). Вважається, що глюони у вакуумі

рухаються зі швидкістю світла. Тому маса спокою їх дорівнює нулю. Крім цього, вважається, що глюони забарвлені. Тому при випусканні і поглинанні глюонів колір кварків змінюється, але аромат їх при цьому зберігається. Не порушуючи безкольоровості адронів, кварки весь час змінюють у них свій колір.

Теорія взаємодії кольорових кварків і глюонів розроблена Глешоу, наз. квантовою хромодинамікою.

Згідно з нею для відривання одного кварка із адрона потрібні витрати нескінченно великої енергії, що фізично неможливо.

Так, теор. оцінки енергії зв'язку між двома кварками показують, що при $r = 10^{-15}$ м ця енергія ≈ 1 ГеВ; при $r = 10^{-14}$ м – 10 ГеВ, а щоб розвести кварки на 1 см, необхідна енергія 10^{13} ГеВ.

Вивчення розсіяння електронів і нейтрино на нуклонах дало змогу зробити висновок про наявність в адронах точкових утворень, які наз партонами (від англ. part - частинка).

Експериментальні дані дають підставу зробити висновок про те, що спін партонів дорівнює $\frac{1}{2}$, а електричний заряд їх досить близький до зарядів кварків.

Отже, на сучасному етапі розвитку фізики кварки в сукупності з лептонами можна вважати істинними, першочастинками. Вони не мають структури. З них складаються всі адрони, а отже, і вся речовина. Всі їх властивості цілком відповідають поняттю елементарної частинки. Чи збережеться така ситуація в майбутньому, однозначно сказати важко.

