

**ВІННИЦЬКИЙ ДЕРЖАВНИЙ ПЕДАГОГІЧНИЙ УНІВЕРСИТЕТ
ІМ. М. КОЦЮБІНСЬКОГО**

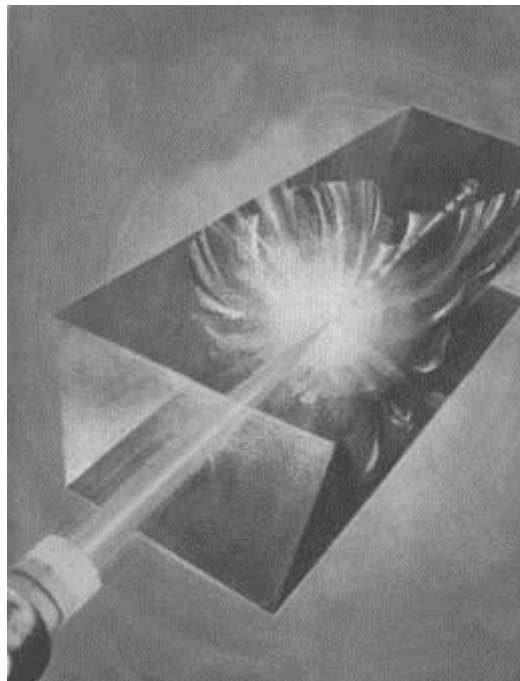
Інститут математики, фізики і технологічної освіти

Кафедра фізики

Курс загальної фізики.

Методичні рекомендації

з розділу „Квантова фізика”



**Вінниця
2010**

УДК 53(07)

Білюк А.І. Методичні рекомендації з розділу „Квантова фізика” курсу загальної фізики згідно діючого навчального плану і програми для фізико-математичних спеціальностей.

Рецензенти:

- канд. фіз.-мат. наук, проф. **Андріанов В.М.** кафедра фізики.
- канд. пед. наук, доц. **Сільвейстр А.М.** кафедра методики викладання фізики та інформатики

Технічний редактор: Неруш В.О.

Рекомендовано до друку на засіданні кафедри фізики, протокол №2

від 25.12. 2009.

ЗМІСТ

Вступ	4
1. Теплове випромінювання	6
2. Фотоефект, тиск світла і ефект Комптона	10
3. Будова атома і елементи квантової механіки	13
4. Статистики в квантовій механіці	26
5. Квантові генератори	29
6. Рентгенівські промені	30
7. Радіоактивність	34
8. Атомне ядро	36
9. Елементарні частинки і космічні промені	39
Література	40

ВСТУП

Наприкінці 19-го і на початку 20-го ст. було відкрито ряд фізичних явищ, які не пояснювалися законами класичної фізики. У зв'язку з цим виникла необхідність створення нової фізичної теорії, яку назвали квантовою теорією матерії, або квантовою фізикою.

Квантова фізика вивчає процеси, що відбуваються в мікросвіті – у світі молекул, атомів, атомних ядер, елементарних частинок. Оскільки властивості макроскопічних тіл зумовлені рухом і взаємодією їх складових – мікрочастинок, то закони квантової фізики дають змогу пояснити явища макросвіту.

Квантова фізика складається з квантової механіки, квантової статистики і квантової теорії поля.

Квантова механіка – теорія, яка встановлює спосіб опису та закони руху мікрочастинок і їх систем, а також зв'язок величин, що характеризують частинки і системи, з фізичними величинами, які безпосередньо вимірюють дослідним шляхом.

Квантова статистика – розділ статистичної фізики, в якому досліджуються системи багатьох частинок, що підпорядковуються законам квантової механіки.

Квантова теорія поля – квантова теорія релятивістських систем, яка є теоретичною основою опису мікрочастинок, їх взаємодій і взаємоперетворень.

Перший крок до створення квантової механіки зробив М. Планк. Він для пояснення розподілу енергії в спектрі випромінювання АЧТ висунув гіпотезу про те, що енергія атомів може змінюватися дискретними порціями – квантами. Пояснення експериментальних закономірностей зовнішнього фотоефекту на основі гіпотези світлових квантів дав А. Ейнштейн, а Н. Бор у 1913 р. використав ідею квантів і штучно введені постулати для пояснення станів воднеподібних атомів і розшифрування їхніх спектрів. У 1924 р. Л. де Бройль (1892-1987) висунув гіпотезу про корпускулярно-хвильовий дуалізм матеріальних частинок, основна ідея якої про хвильові властивості частинок була в 1927 р. підтверджена К. Девіссоном (1881-1958) і Л. Джермером (1896-1971).

Накопичення фактів привело до створення в 1925-1928 рр. сучасної квантової механіки. У цей період В. Гейзенберг (1901-1976) розробив матричну теорію кінематики і динаміки мікрочастинок; Е. Шредінгер (1887-1961), спираючись на ідеї Л. де Бройля, у 1926 р. одержав диференціальне рівняння, яке є основним рівнянням квантової механіки; М. Борн у 1927 р. дав статистичну інтерпретацію квантово-механічного опису станів мікрочастинок або їх систем; П. Дірак (1902-1984) і В. Паулі (1900-1958) заклали основи релятивістської квантової механіки. Тоді ж було сформульовано принцип невизначеності Гейзенберга та принцип Паулі. У наступні роки великий вклад у розвиток квантової фізики внесли Х. Лондон (1907-1970), Е. Фермі (1901-1954), Р. Фейнман (н. 1918 р.), М. Гелл-Ман (н. 1929 р.), В.О. Фок (1898-1974), Л.Д. Ландау (1908-1968), І.Є. Тамм, Д.І. Блохінцев (1908-1979), М.М. Боголюбов (н. 1909), Я.І. Френкель (1894-1952) та інші вчені.

Успіхи квантової фізики відіграли важливу роль у науково-технічному прогресі людства. Напівпровідникова і квантова електроніка, ядерна енергетика, навіть можливість здійснення в земних умовах реакції термоядерного синтезу зв'язані в кінцевому результаті з квантовими законами. Розвиток квантової фізики сприяє розумінню єдності світу та побудові його єдиної фізичної картини.

ТЕПЛОВЕ ВИПРОМІНЮВАННЯ

1. Безпосередніми джерелами електромагнітного випромінювання тіл є атоми і молекули цих тіл. Випромінюючи, атом (молекула) втрачає енергію, і для повторного випромінювання він повинний її поповнити.

В залежності від того, за рахунок чого поповнюється енергія атома, випромінювання поділяють на два види: *люмінесцентне* і *теплове*. При люмінесцентному випромінюванні, атом може поповнювати енергію за рахунок хімічних процесів (хемілюмінесценція), поглинання світла (фотолюмінесценція), енергії електричного струму (злектролюмінесценція) і т. д. При тепловому випромінюванні тіл, випромінюючий атом чи молекула поповнюють енергію за рахунок безладного теплового руху атомів і молекул, тобто в кінцевому рахунку за рахунок тепла. В зв'язку з цим тепловий вид випромінювання на відміну від люмінесцентного має важливу особливість: воно може бути рівноважним, тобто таким, при якому розподіл енергії між випромінюванням і випромінюючим тілом не змінюється в часі.

З умови рівноваги випливає важливе правило (Прево): тіла, що інтенсивно поглинають, повинні при цій же температурі інтенсивно випромінювати (і навпаки).

2. Для подальшого вивчення цієї теми необхідно усвідомити ряд понять:

а) *Повна потужність випромінювання* (Φ_T) – величина, вимірювана повною енергією, що випромінює тіло з одиниці поверхні за секунду.

б) *Спектральна потужність випромінювання* ($d\Phi_{v,T}$) – величина, вимірювана енергією, що припадає на вузький інтервал частоти (dv), що випромінює тіло з одиниці поверхні за секунду.

в) *Випромінювальна здатність тіл*. Ця величина встановлюється в такий спосіб. Очевидно, що $d\Phi_{v,T} \sim dv$. Переходячи до рівності, запишемо:

$$d\Phi_{v,T} = E_{v,T} dv.$$

Коефіцієнт пропорційності $E_{v,T}$ залежить як від вибору одиниць виміру, так і від властивостей тіла, його температури (T) і того місця на осі частот, у якому обраний інтервал dv , тобто залежить від частоти. Величина $E_{v,T}$ одержала назву випромінювальної здатності тіла. Таким чином,

випромінювальна здатність тіла $E_{\nu,T} = \frac{d\Phi_{\nu,T}}{d\nu}$ – фізична величина, що характеризує випромінювання тіла у вузькому інтервалі частот; вимірюється вона відношенням енергії, що тіло випромінює з одиниці поверхні за секунду у вузькому інтервалі частот, до ширини частотного інтервалу.

Очевидно, що $\Phi_T = \int_0^{\infty} E_{\nu,T} d\nu$, тобто повна потужність випромінювання дорівнює сумі потужностей, підрахованих для вузьких інтервалів частот.

Випромінювальну здатність можна представити як функцію довжини хвилі і температури $E_{\lambda,T}$. Справді, $d\Phi_{\nu,T} = E_{\nu,T} d\nu$ позначає потужність випромінювання в інтервалі $d\nu$. Але цей інтервал можна виразити через $d\lambda$. Тоді потужність випромінювання $d\Phi_{\lambda,T} = E_{\lambda,T} d\lambda$. Очевидно, що при тому самому інтервалі $d\Phi_{\lambda,T} = d\Phi_{\nu,T}$. Тому $E_{\lambda,T} d\lambda = E_{\nu,T} d\nu$. Звідси, з огляду на те, що $d\nu = \frac{c}{\lambda^2} d\lambda$, знаходимо зв'язок:

$$E_{\lambda,T} d\lambda = E_{\nu,T} \frac{c}{\lambda^2} d\lambda \text{ або } E_{\nu,T} = E_{\lambda,T} \frac{\lambda^2}{c} \quad (1)$$

3. Поглинаюча здатність тіла ($a_{\nu,T}$) – фізична величина, що характеризує поглинання тілом падаючого на нього випромінювання у вузькому інтервалі частот $d\nu$; вимірюється вона у вузькому інтервалі частот відношенням поглинутої енергії до падаючої. Ця величина є функцією частоти і температури тіла, що поглинає випромінювання. Тіла, що поглинають усю падаючу на них енергію (у будь-якому $d\nu$) називають абсолютно чорними ($a_{\nu,T} = 1$).

4. Основним законом теплового випромінювання тіл є закон Кірхгофа (1859): відношення випромінювальної здатності тіла до його поглинальної здатності для того самого інтервалу частоти при даній температурі не залежить від роду тіл і є універсальною для всіх тіл функцією двох змінних (ν, T):

$$\frac{E_{\nu,T}}{a_{\nu,T}} = \varepsilon_{\nu,T} = f(\nu, T).$$

З закону Кірхгофа, що зручніше записати тепер у формі $E_{\nu,T} = a_{\nu,T} \varepsilon_{\nu,T}$, випливає важливий наслідок: тіло випромінює хвилі саме тих частот, що воно при даній температурі поглинає ($a_{\nu,T} \neq 0$), і навпаки: тіло поглинає хвилі тих

же частот, що воно при даній температурі випромінює.

Фізичний зміст $\varepsilon_{\nu,T}$ виявляється, якщо покласти $a_{\nu,T} = 1$, тобто вважати тіло абсолютно чорним. Тоді, $E_{\nu,T} = \varepsilon_{\nu,T}$, звідки слідує, що $\varepsilon_{\nu,T}$ – випромінювальна здатність абсолютно чорного тіла. Знаючи $\varepsilon_{\nu,T}$ і $a_{\nu,T}$, можна для даного реального тіла встановити і випромінювальну здатність.

5. Закони випромінювання абсолютно чорного тіла. Насамперед варто усвідомити, як на практиці моделюють абсолютно чорне тіло.

Експериментально були встановлені закони випромінювання абсолютно чорного тіла:

а) Закон Стефана-Больцмана про повну потужність випромінювання

$$\Phi_T = \sigma T^4, \text{ де } \sigma = 5.71 \cdot 10^{-50} \frac{\text{ерг}}{\text{см}^2 \cdot \text{сек} \cdot \text{град}^4}.$$

б) Закон Віна-Голіцина про зсув довжини хвилі, що відповідає максимуму випромінювання.

Необхідно знати точні формулювання цих законів.

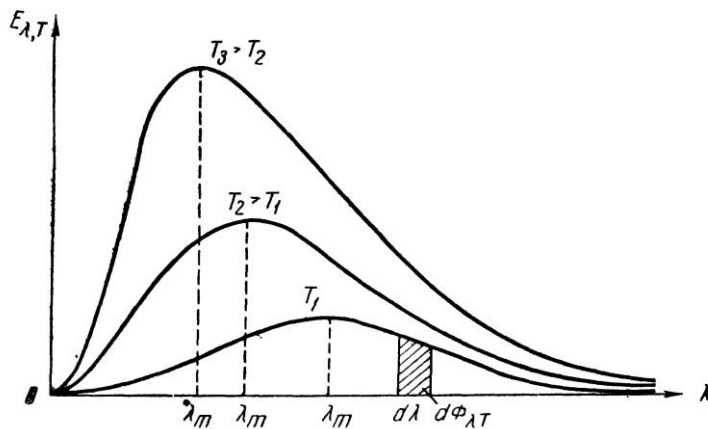


Рис. 1

На основі експериментального дослідження спектрального випромінювання абсолютно чорного тіла ("порожнини") була встановлена функція $\varepsilon_{\nu,T}(\varepsilon_{\lambda,T})$, представлена на **рисунку 1**. Студент повинен знати, що виражає на графіку площа малого прямокутника з основою $d\lambda$ і площа всієї фігури між віссю абсцис і кривою $E_{\lambda,T}$. Потрібно знати також застосування законів випромінювання абсолютно чорного тіла на практиці (оптична пірометрія).

6. Найважливішим у розділі про теплове випромінювання тіл є з'ясування того, що для теоретичного виведення функції $\varepsilon_{\nu,T}$ виявилось необхідним переглянути усталені класичні представлення про характер електромагнітного випромінювання. Релей і Джинс, виходячи з ідеї про безупинне випромінювання атомів (і молекул), одержали функцію, що узгоджується з експериментальною тільки в області довгих хвиль. Він на основі загальних законів термодинаміки не зміг одержати шуканої функції в явному виді, однак він помітив, що ця функція повинна залежати від відношення $\frac{\nu}{T}$, що дозволило йому встановити закон зсуву, що носить його ім'я.

Тільки Планку в 1900 р. вдалося теоретично одержати функцію $\varepsilon_{\nu,T}$, яка цілком узгоджується з експериментом. Але для цього йому довелося ввести незвичайне на той час припущення про те, що світло випромінюється і поглинається квантами з енергією $h\nu$ ($h = 6.62 \cdot 10^{-27} \text{ ерг} \cdot \text{сек}$). Згодом це припущення підтвердилося в дослідах по фотоефекту і розсіюванню рентгенівських променів (комптон-ефект).

Студенту потрібно знати формулу Планка (без виведення):

$$\varepsilon_{\nu,T} = \frac{2\pi h \nu^3}{c^2 \left(e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1 \right)}$$

чи в іншій формі:

$$\varepsilon_{\lambda,T} = \varepsilon_{\nu,T} \frac{c}{\lambda^2} = \frac{2\pi h c^2 \lambda^{-5}}{e^{\frac{hc}{\lambda kT}} - 1}, \quad (2)$$

а також мати чітке уявлення про те, що з формули Планка можуть бути отримані відомі закони Стефана-Больцмана і Віна-Голіцина.

Питання для самоперевірки

1. В чому основна відмінність теплового випромінювання від люмінесцентного? За яким принципом випромінювання ділиться на ці два види?

2. Як можна переконатися на досвіді, що тіла і при кімнатній температурі випромінюють?

3. У чому полягає правило Прево? Навести приклади, що ілюструють це правило.

4. Що таке випромінювальна здатність тіла і в яких одиницях вона вимірюється в системах СІ, СГС?

5. Що називають поглинальною здатністю? Яка розмірність цієї величини?

6. В чому полягає закон Кірхгофа? Які наслідки з цього закону? Що таке „обернення спектра Сонця”? Коли це явище спостерігається і чи можна його пояснити тільки законом Кірхгофа?

7. Яке тіло називають абсолютно чорним? Чи відноситься Сонце до цих тіл? Чому? Як практично моделюють абсолютно чорне тіло?

8. Сформулюйте закони Стефана-Больцмана і Віна.

9. Які причини червоного світіння розпеченого тіла і червоного кольору холодного, але пофарбованого тіла?

10. Чому при нагріванні шматка металу його колір безупинно змінюється від бордово-червоного до білого? Чи можна нагріти тіло так, щоб воно світилося синім світлом? Підрахуйте (приблизно), якою при цьому повинна бути температура?

11. Тіло червоного кольору з усіх падаючих на нього променів розсіює червоні і поглинає сині. Але тоді, відповідно до закону Кірхгофа, це тіло повинне випромінювати синій колір. Чому ж ми не бачимо синього кольору?

12. Як, користуючись законами Стефана-Больцмана і Віна, виміряти температуру Сонця?

13. ІЗ. Накресліть графіки випромінювальної здатності абсолютно чорного тіла для двох різних температур у функції частоти, у функції довжини хвилі. Що означає $\varepsilon_{\nu,T} d\nu(\varepsilon_{\lambda,T} d\lambda)$ і як ця величина зображується на графіку?

14. Напишіть формулу Планка в двох видах: $\varepsilon_{\nu,T}$, $\varepsilon_{\lambda,T}$. Які припущення зробив Планк при виведенні своєї формули?

15. Як з формули Планка можна одержати закони Стефана-Больцмана і Віна?

ФОТОЕЛЕКТРИЧНИЙ ЕФЕКТ І ТИСК СВІТЛА

Розрізняють два види фотоэффекту: зовнішній і внутрішній.

1. Сутність *зовнішнього* фотоэффекту складається у вириванні електронів з поверхні металів під дією світла. Вивчаючи це, Столетов встановив такі закони (студент повинний вміти ілюструвати їх графіками):

а) Фотострум, що виникає в ланцюзі при постійному світловому потоці Φ , що падає на катод, залежить від прикладеної напруги нелінійно, і при деякій напрузі струм досягає насичення. Останнє означає, що даний потік вириває в секунду визначене число електронів.

б) Струм насичення прямо пропорційний світловому потоку. Іншими словами, число електронів, що вириваються за секунду, пропорційно потоку.

в) Кінетична енергія вирваних електронів не залежить від величини світлового потоку, вона визначається винятково частотою світла. При цьому є гранична найменша частота (червона границя), при дії світла більш низької частоти фотоефект не спостерігається.

г) Струм виникає одночасно з початком висвітлення катода (фотоефект починається миттєво).

2. Варто звернути увагу на те, що сам факт вильоту електрона можна було б пояснити і з погляду електромагнітної природи світла: під дією змінного поля E електрон на поверхні металу приходить у змушене коливання, амплітуда якого з часом наростає і може придбати таке значення, при якому енергія коливного електрона (пропорційна квадрату амплітуди) буде достатня, щоб забезпечити вихід цього електрода з металу. Однак при такому поясненні електрон повинен відповідати змушеними коливаннями на дію електромагнітного поля E кожної частоти, а, отже, ніякого обмеження по частоті для фотоефекту не повинно бути (це основне протиріччя з досвідом). Крім того, відповідно до описаного механізму взаємодії світла з електроном повинен пройти якийсь час, перш ніж електрон нагромадить достатню для виходу з металу енергію, тобто фотоефект повинен починатися не миттєво (це друге протиріччя з досвідом). Нарешті, у рамках зазначеної картини взаємодії не можна пояснити, чому енергія вирваних електронів повинна залежати тільки від частоти, а не від інтенсивності світла (це третє протиріччя з досвідом).

Таким чином, фотоефект в цілому не пояснений з погляду хвильової природи світла. Але він точно і просто пояснюється з погляду фотонної природи світла.

Згідно Ейнштейну, фотоефект розглядається як результат взаємодії фотонів з електронами. З великого числа падаючих на метал фотонів завжди знайдуться такі (їх відносно небагато), що "зіштовхнуться" з електроном і передадуть йому свою енергію. Застосовуючи до цього "зіткнення" закон збереження енергії, Ейнштейн одержав вираження для фотоефекта:

$$h\nu = A + \frac{m\nu^2}{2} \quad \text{або} \quad \frac{m\nu^2}{2} = h\nu - A, \quad (1)$$

де A – робота виходу електрона з металу, $\frac{mv^2}{2}$ – максимальна кінетична енергія вирваного електрона.

Рівняння (1) узгоджується з даними досвіду: а) про червону границю фотоефекту; б) про залежність кінетичної енергії вирваного електрона від частоти; в) про миттєвий початок фотоефекту. Дослідний факт пропорційності числа вирваних електронів світловому потоку пояснюється характером взаємодії світла з електронами: тільки частина усіх фотонів "попадає" на електрони; але якщо росте загальне число фотонів (інтенсивність Φ), то росте і число тих фотонів, взаємодія яких з електронами викликала фотоефект.

Студент повинен ознайомитися з практичним використанням фотоелектричного ефекту на прикладі вакуумного фотоелемента (пристрій, принцип роботи, застосування в різних схемах).

3. Внутрішній фотоефект виявляється в зміні опору тіл під впливом світла. Сутність його полягає в тому, що світло, проникнувши всередину тіла, іонізує його атоми; "вільні" електрони, що з'явилися в результаті цього, збільшують провідність тіла. Внутрішній фотоефект спостерігається в діелектриках і напівпровідниках. Це явище знайшло практичне застосування в створенні фотоопорів і вентильних фотоелементів. Останні одержали особливе практичне значення в зв'язку з харчуванням бортової апаратури космічних апаратів. Необхідно ознайомитися за підручникам із принципом дії вентильних фотоелементів, що створюють фотоелектрорушійну силу.

4. Як пояснити, чому світло робить на тіла тиск? Існування *тиску світла* довів П. Н. Лебедєв (1901) знаменитими дослідженнями, що прославили його ім'я. Сутність цих експериментів необхідно вивчити по рекомендованій літературі.

Пояснити тиск світла можна як з погляду електромагнітної природи світла (досить складно), так і з погляду фотонної природи (останнє набагато простіше). Варто звернути увагу на те, що пояснення тиску світла з фотонних позицій зажадало поширення відомого співвідношення Ейнштейна $E = mc^2$ і на випадок фотона; справедливості такого кроку підтверджується тим, що висновки, які випливають з теорії, цілком узгоджуються з досвідом (розраховані тиски співпадають з вимірами П.Н. Лебедєва).

Помітимо ще, що, застосовуючи формулу $E = mc^2 = h\nu$ до фотона, ми

приходимо до думки про те, що фотон володіє імпульсом (кількістю руху $\frac{h\nu}{c}$) і навіть масою $m_\phi = \frac{h\nu}{c^2}$. Однак з приводу маси варто мати на увазі, що мова йде про масу фотона, який рухається, тому що маса спочиваючого фотона дорівнює нулю (спочиваючі фотони не існують).

Використовуючи поняття імпульсу фотона і закон збереження імпульсу, студент повинен вміти виводити формули для тиску світла на абсолютно чорну й абсолютно відбиваючу поверхні.

Питання для самоперевірки

1. У чому складається зовнішній фотоелектричний ефект?
2. Намалюйте принципову схему установки, на якій Столетов досліджував фотоелектричний ефект. Які величини піддавалися безпосередньому виміру? Перелічіть дослідні закони фотоелектричного ефекту, намалюйте і проаналізуйте їхні графіки.
3. Як пояснити, чому в ланцюзі трубки при нульовій напрузі на електродах і при наявності освітленості катода відзначався струм? Чи залежить цей струм від інтенсивності світлового потоку? Чому?
4. Як пояснити струм насичення, одержуваний у дослідах Столетова? Як по струму насичення можна встановити число електронів, що вириваються з катода? Чому це число не можна визначити по будь-якому іншому значенню струму?
5. Як пояснити, чому число вирваних електронів пропорційне інтенсивності світла (освітленості катода)?
6. Поясніть (і намалюйте схему), як у дослідах Столетова вимірялася кінетична енергія вирваних електронів. Чи однакова енергія у всіх вирваних електронів? Яка енергія вимірялася на досліді?
7. Поясніть фотоелектричний ефект із позицій фотонної природи світла. Напишіть рівняння фотоелектричного ефекту Ейнштейна і поясніть його.
8. Опишіть пристрій і принцип дії вакуумного фотоелемента. Навіщо в ланцюг фотоелемента включають великий опір?
9. В чому полягає внутрішній фотоелектричний ефект?
10. Що таке фотоопір і де він використовується?
11. Як побудований вентильний фотоелемент і де він застосовується?

БУДОВА АТОМА

1. Слово "атом" в перекладі з грецького означає "неподільний". Представлення про атом як про неподільну частку речовини, про "цеглу світобудови" панувало в науці з найдавніших часів до кінця XIX ст.

До цього часу накопичені наукою дослідні дані (іонізація атома, катодні промені, поглинання і випускнення електромагнітних хвиль, природна радіоактивність) з очевидністю доводили складну будову і подільність атома. Зібрані наукові факти приводили до висновку, що до складу атома входять електрони і ще якісь позитивно заряджені частки, сумарний заряд яких чисельно дорівнює загальному заряду всіх електронів, тому що в нормальному стані атом електрично нейтральний. Однак відповіді на питання, скільки в атомі електронів і що собою представляють позитивно заряджені частинки, були отримані не відразу. На початку XX ст. з'являється чимало робіт, в яких пропонуються різні "моделі" атома. Одна з перших спроб (1904) належить Д.Д.Томсону. Він припускав, що атом (розмір якого був добре відомий – 10^{-8} см) являє собою сферу, заповнену позитивно зарядженою матерією, в якій "плавають" електрони. Однак така "модель" не узгоджується з дослідними даними про лінійчатий характер спектру випромінювання (студент повинний уміти пояснити це).

2. Видатну роль у створенні сучасної "моделі" атома зіграли відомі досліді Резерфорда (1910) по розсіюванню альфа-частинок при проходженні ними тонкої металевої фольги. Студент, вивчаючи це питання, повинен усвідомити ідею дослідів Резерфорда: зрозуміти, чому фольга бралася дуже тонкою, як вироблялася реєстрація розсіяних у різних напрямках альфа-частинок, яким способом велася теоретична обробка результатів виміру. В результаті виміру прийшли до таких висновків:

а) Всередині атома, поперечник якого 10^{-8} см, є позитивно заряджене ядро, в якому практично зосереджена вся маса атома, незважаючи на малий розмір ядра (діаметр його 10^{-13} см).

б) Розсіювання альфа-частинок пояснюється кулонівською взаємодією їх з позитивно зарядженим ядром атома.

в) Зарядове число ядра визначає порядковий номер (Z) елемента в періодичній систем Менделєєва, а величина заряду дорівнює Ze (e – чисельне значення заряду електрона).

г) В електрично нейтральному атомі кількість електронів дорівнює порядковому номеру (Z) елемента.

3. Отже, атом складається з позитивно зарядженого ядра, в якому зосереджена вся маса атома, і електронної оболонки. Очевидно, що електрони в оболонці повинні знаходитися в русі, інакше вони всі "упали" б на ядро і розмір атома замість 10^{-8} см був би 10^{-13} см.

Резерфорд запропонував *ядерну (планетарну) модель* атома: в центрі атома знаходиться позитивно заряджене ядро, навколо якого (як планети навколо Сонця) обертаються електрони. Однак пояснення цієї моделі з позиції класичної електродинаміки приводило до ряду висновків, що суперечили фактам: а) електрони, що обертаються навколо ядра відповідно до законів електродинаміки повинні випромінювати електромагнітні хвилі, причому спектр випромінювання повинний бути суцільним (насправді спектри випромінювання атомів лінійчаті); б) випромінюючи, електрон утратив би свою енергію і через якийсь час "упав" би на ядро.

4. Щоб узгодити "планетарну" модель атома з дослідними даними про спектри випромінювання, а також із законами електродинаміки, Нільс Бор (1885 -1962) ввів такі постулати:

I. Електрон в атомі може рухатися тільки по таких "дозволених" орбітах, для яких добуток довжини орбіти на кількість руху електрона кратна сталій Планка:

$$2\pi r m v = n h, \quad n = 1, 2, \dots; \quad r - \text{радіус орбіти.}$$

II. Рух електрона по "дозволених" (стаціонарних) орбітах не супроводжується випромінюванням.

III. При переході електрона з однієї стаціонарної орбіти, на якій електрон має енергію E_n на іншу з енергією електрона E_k атом випромінює ($E_n > E_k$) чи поглинає ($E_n < E_k$) квант світла $h\nu = E_n - E_k$.

Таким чином, *постулати Бора* "знімають" протиріччя планетарної моделі з законами електродинаміки і встановлюють дискретні значення енергії атома (енергія взаємодії електрона з ядром). Твердження про дискретні значення енергії атомів підтверджуються досвідами взаємодії атомів з електронами різних енергій. Такі досвіди були вперше поставлені Франком і Герцом у 1914 р. При вивченні цього питання необхідно звернути увага на принципову схему установки, використаної в досліді Франка і Герца, на результати вимірів і їхнє трактування.

5. Наступним кроком у вивченні розділу "Будова атома" є застосування постулатів Бора до атома водню. Зверніть увагу на наступні питання:

а) як, виходячи з першого постулату, встановлюються радіуси дозволених (стаціонарних) орбіт, що виявляються пропорційними квадрату натуральних чисел ($n = 1, 2, \dots$);

б) як підраховується енергія електрона, що знаходиться на стаціонарній орбіті радіуса r_n : $W_n = -\frac{e^2}{2r_n} \sim \frac{1}{n^2}$. Зверніть увагу на те, що енергія електрона

(а отже, і всього атома) виходить дискретною і негативною. Негативний знак енергії електрона в полі ядра виходить на основі загального правила знаку енергії негативного заряду в полі, створеному позитивним зарядом. Дуже важливо тут же усвідомити графічне представлення дискретних значень

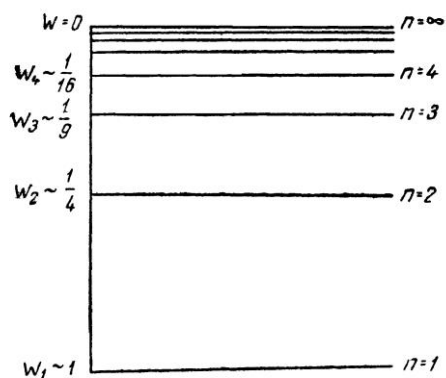


Рис. 2

енергії атома у вигляді енергетичних рівнів (рис. 2); відстань між нижнім і нульовим рівнем виражає енергію іонізації атома водню (робота відриву електрона від атома, що знаходиться в незбудженому стані);

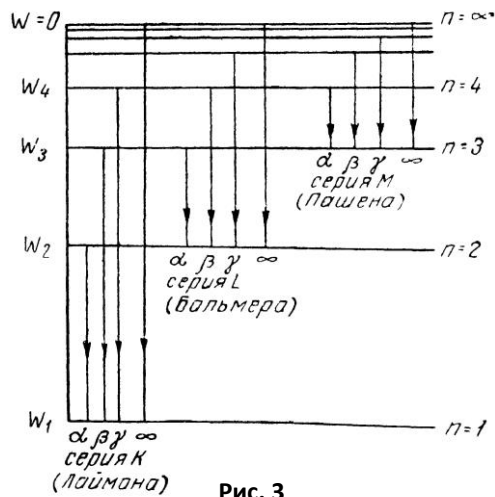
в) як, використовуючи третій постулат Бора, знаходять можливі частоти випромінювання атома водню:

$$h\nu_{nk} = E_n - E_k = \frac{e^2}{2r_k} - \frac{e^2}{2r_n}$$

чи можливі хвильові числа:

$$k_{nk} = \frac{1}{\lambda_{nk}} = \frac{2\pi^2 e^4 m}{h^3 c} \left(\frac{1}{k^2} - \frac{1}{n^2} \right).$$

При цьому варто звернути увагу на ту обставину, що задовго до теорії Бора чисто емпіричним шляхом було встановлено, що спектр атома водню може



бути представлений у вигляді окремих серій, одержуваних з формули:

$$k = R \left(\frac{1}{k^2} - \frac{1}{n^2} \right),$$

де $R = 109700 \text{ см}^{-1}$ – стала Рідберга. Так, наприклад, серія Лаймана (в ультрафіолетовій частині спектра) виходить при $k = 1, n = 2, 3, 4, \dots$; серія Бальмера (у видимій частині спектра) – при $k = 2, n = 3, 4, \dots$; серія Пашена (в інфрачервоній області) – при $k = 3, n = 4, 5, \dots$.

Отримана з постулатів Бора формула для k_{nk} містить сталий множник, що виявився гарно співпадаючим з експериментальним значенням сталої Рідберга. Постулати Бора привели до висновку, що цілком узгоджується з експериментальними даними про спектри випромінювання атомів водню; отже, вони правильні (принаймні стосовно моделі атома водню).

Отже, тільки теорія Бора вперше дозволила зрозуміти, чому спектр водню лінійчатий; більш того, стало ясно, що кожна лінія спектру випромінювання виходить в результаті переходу електрона з одного, більш високого, енергетичного рівня на більш низький. Зрозумілим стало й утворення окремих серій (**рис. 3**).

Для подальшого вивчення необхідно звернути увагу на наступне. Енергія атома (водню) визначається одним (квантовим) числом n . Енергетична "відстань" між двома послідовними рівнями убуває з ростом числа n (і прямує до нуля при $n \rightarrow \infty$).

Лінії кожної серії іменуються буквами грецького алфавіту; лінія, утворена переходом електрона з нескінченності на даний рівень, називається граничною лінією даної серії (будемо позначати її ∞). На рисунку 4

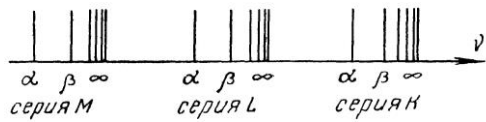


Рис. 4

Рис. 5

схематично зображені всі серії. Умовність цього зображення полягає в тому, що насправді деякі лінії однієї серії можуть заходити в область частот іншої серії. Частоти граничних ліній, як це видно з **рисунка 4**, розташовані в такий спосіб: найбільшу частоту мають лінії серії Лаймана, потім серії Бальмера і далі – Пашена.

6. Планетарна модель атома разом з постулатами Бора (а також принципом Паулі) дозволяє встановити, що серії *K*, *L*, *M* і т. д. характеристичного рентгенівського випромінювання атомів зміщені стосовно серій водню в бік великих частот, причому цей зсув буде тим значніший, чим вище порядковий номер елемента. Щоб переконатися в цьому, розглянемо енергетичні рівні трьох атомів з порядковими номерами $Z = 1$ (водень), $Z' > 1$, $Z'' > Z'$. Неважко бачити, що енергія електрона в атомі з порядковим номером Z буде в першому наближенні пропорційна добутку заряду ядра (Ze) на заряд електрона, тобто $W \sim Ze^2$. Так, для обраних нами атомів енергія електронів буде пропорційна e^2 , $Z'e^2$, $Z''e^2$. Звідси випливає, що рівні енергії для атомів Z' , Z'' будуть зрушені стосовно відповідного рівням атома водню ($Z = 1$) у Z' і Z'' рази. Схеми енергетичних рівнів для цих атомів показані на **рисунку 5**.

З рисунка наочно видно, що якщо для водню серія *K* лежала в ультрафіолетовій області, то ці ж серії у важких елементах будуть приходиться на більш короткохвильову область випромінювань (рентгенівську).

Частоти граничних ліній кожної серії представлені в **таблиці 1**:

Максимальна частота випромінювання (ν_{\max})			
Серія	<i>K</i>	<i>L</i>	<i>M</i>
Елемент			

$Z = 1$	$\frac{W_1}{h}$	$\frac{W_2}{h}$	$\frac{W_3}{h}$
Z'	$\frac{W_1'}{h}$	$\frac{W_2'}{h}$	$\frac{W_3'}{h}$
Z''	$\frac{W_1''}{h}$	$\frac{W_2''}{h}$	$\frac{W_3''}{h}$

Таким чином, граничні лінії кожної серії при переході від одного елемента періодичної системи до іншого зміщаються у бік великих частот; зміщатися будуть і всі інші лінії кожної серії. Спектр частот схематично зображений на **рисунку 6**, з якого видно, що всі лінії (α, β, γ і т. д.) кожної серії монотонно

Рис. 6

зміщаються в бік великих частот при збільшенні порядкового номера елементів. В цьому полягає основний зміст закону Мозлі.

Мозлі в 1913 р. дослідним шляхом встановив закон зсуву ліній кожної серії (K, L, M), що записується в такий спосіб:

$$\sqrt{\nu} = a(Z - b),$$

де a і b – сталі, залежні від обраної лінії (α, β і т. д.). Звичайно цей закон записують для найбільш яскравих ліній (які легко реєструвати в досліді); до них і відносять значення сталих a і b .

Лінійна залежність $\sqrt{\nu}$ від Z , отримана Мозлі, дозволяє по частоті випромінювання визначеної лінії встановити заряд ядра. Мозлі показав, що при переході в періодичній системі від елемента до елемента заряд ядра, збільшується на одиницю і що елементи в періодичній системі розташовані в порядку зростання заряду ядра (а не атомних ваг: кобальт важчий нікеля, а порядковий номер його менший). От чому цей вид випромінювання називають характеристичним.

7. Теорія Бора з його постулатами, хоча і дозволила з'ясувати багато деталей будови атома, є неповною; лежачий в її основі принцип квантування

привносився ззовні, не будучи логічним висновком теорії. Ця теорія не змогла пояснити і ряд фактів. Наприклад, зовсім непоясненими з її позиції виявилися відомі факти тонкої структури спектральних ліній (дуплети, триплети).

Не змогла пояснити теорія Бора і розподіл інтенсивності структурних ліній. Тому на зміну теорії Бора прийшла нова теорія – квантова механіка. Відповідно до квантової механіки стан електрона в атомі визначається не одним, а чотирма квантовими, числами:

$$n = 1, 2, 3, \dots;$$

$$l = 0, 1, 2, \dots, n-1 \text{ (} n \text{ значень);}$$

$$\mu = -l, -l+1, \dots, 0, \dots, l-1, l \text{ (} 2l+1 \text{ значення);}$$

$$\sigma = \pm \frac{1}{2} \text{ (два значення),}$$

де n – головне квантове число (визначає номер електронного шару); l – орбітальне квантове число (визначає підшар в електронному шарі; ці підшари прийнято позначати буквами (s, p, d, f)); μ і σ – магнітне і спінове квантові числа.

Важливу роль у розподілі електронів всередині атома грає принцип, сформульований у 1925 р. Паулі (1900-1958). Він говорить: в атомі не може бути більше одного електрона в стані, що характеризувався б чотирма однаковими квантовими числами.

Відповідно до цього принципу і припустимих значень n, l, μ, σ (див. вище), максимальне число електронів з чотирма однаковими числами n, l, μ, σ буде $Z_1 = 1$; із трьома однаковими числами – n, l, μ : $Z_2 = 2$; з двома однаковими – n, l : $Z_3 = 2(2l + 1)$ і, нарешті, з однаковим головним квантовим числом n :

$$Z_4 = \sum_0^{n-1} 2(2l + 1) = 2n^2 .$$

В таблиці 2 наведені дані про кількість електронів у різних шарах (n) підшарах (l).

Підшлой Слой	s	p	d	f	...	Z_4
	$l = 0$	$l = 1$	$l = 2$	$l = 3$...	
$n = 1$ (K)	2	–	–	–		2
$n = 2$	2	6	–	–		8

(L)						
$n = 3$ (M)	2	6	10	–		18
$n = 4$ (N)	2	6	10	14		32

Далі, відповідно до цієї таблиці можна пояснити, як йде забудова електронної оболонки при переході від одного елемента періодичної системи до іншого і, таким чином, з'ясувати фізичну сутність періодичності властивостей елементів.

Характерна для атомів всіх елементів картина шарів (n) і підшарів (s, p, d, f) зображена на **рисунку 7**.

В атомі водню є один електрон; він знаходиться на нижньому рівні ($n = 1; l = 0$; атомі гелію – два електрона: вони цілком заповнили K -шар ($1s^1$). В атомі літію три електрони: два з них заповнили K -шар, третій заповнювати L -шар, а саме s -підшар ($1s^2, 2s^1$). мас чотири електрони: два в K -шарі, два в L - ($1s^2, 2s^2$). Неон має десять електронів: два з шарі і вісім в L -шарі, причому L -шар виявився цілком заповненим ($1s^2, 2s^2, 2p^6$). Наступний елемент – натрій, з нього починається забудова M -шару (спочатку s , а потім підшару p). Забудовою підшару p завершується перший період (елемент аргон). Калій починає новий період. З нього починається забудова N -шару. Однак зі скандію (Sc) забудова N -шару припиняється і починається забудова підшару d шару M . Малий період закінчується нікелем, у якого d -підшар шару M цілком заповнений (крім того, два елементи вже знаходяться в шарі N).

$1s^1$). В
почав
Берилій
шарі
них у K -

Рис. 7

підшару

З розглянутого прикладу видно, що періоди закінчуються завершенням забудов підшарів. Починаються періоди з елементів, у яких є по одному електрону на s -підшарах (шарів K, L, M і т. д.). Таким чином, хімічні властивості елементів визначаються числом електронів у підшарах, що забудовуються. Так, у III стовпці періодичної системи знаходяться елементи, в яких по одному електроні в підшарі p (B, Al, Ga, In, Tl) або по одному електроні в підшарі d (Sc, Y, La, Ac). В елементів IV стовпця по два електрона в підшарі p чи підшарі d (звичайно, у різних шарах). Рекомендуємо уважно розглянути періодичну систему, де в кожного елемента зазначено, які шари

заповнюються електронами.

Питання для самоперевірки

1. Які досвідчені факти вказують на складну будову атома?
2. Яку модель будови атома запропонував Д.Д. Томсон? Яким дослідним даним вона суперечить?
3. В чому полягав дослід Резерфорда? Яка його роль у створенні теорії будови атомів?
4. Яка планетарна модель будови атома? Чому вона суперечить законам електродинаміки?
5. Сформулюйте постулати Бора. Чим викликана необхідність кожного з них?
6. Опишіть будову атома водню. На основі постулатів Бора розрахуйте дозволені орбіти і хвильові числа випромінювання. Як коротко пояснити дискретність спектра атома водню?
7. В чому складаються недоліки теорії Бора? Чому її не можна застосувати до важких атомів?
8. Якими квантовими числами визначається енергія електрона в теорії Бора й у квантовій механіці? Які значення можуть приймати ці числа?
9. В чому полягає принцип Паулі? Як, використовуючи цей принцип, можна пояснити забудову електронної оболонки атомів у періодичній системі елементів.

ХВИЛІ ДЕ БРОЙЛЯ. РІВНЯННЯ ШРЕДІНГЕРА

1. Важливий результат, до якого приводить вивчення світлових явищ, полягає у встановленні двоїстої природи світла. В одних взаємодіях з речовиною світло виявляє хвильову природу, в інших – корпускулярну (фотонну). Ця подвійність може бути виражена в математичній формі у вигляді рівняння, що встановлює зв'язок хвильових характеристик світла (частота, довжина хвилі) з корпускулярними характеристиками (маса, імпульс фотона, енергія фотона):

$$\nu = \frac{W}{h}; \quad \lambda = \frac{h}{m_{\phi}c}, \quad (1)$$

де W – енергія; m_{ϕ} – маса фотона; h – постійна Планка; c – швидкість світла у вакуумі.

Луї де Бройль у 1924 р. висловив припущення, що двоїстою природою характеризується не тільки світло, але і всі матеріальні об'єкти, що рухаються, наприклад частинки. Він припустив також, що зв'язок хвильових і корпускулярних характеристик для частинок виражається співвідношеннями, аналогічними тим, що встановлюють цей зв'язок для світлових хвиль:

$$\nu = \frac{W}{h}; \quad \lambda = \frac{h}{mv} = \frac{h}{p}, \quad (2)$$

де m – маса; v – швидкість; p – імпульс частинки; ν, λ – частота і довжина хвилі. Ці хвилі одержали назву хвиль де Бройля, а вираз для цієї хвилі $\lambda = \frac{h}{p}$ – формули де Бройля.

Хвильові властивості частинок були незабаром підтвержені експериментально. Спочатку це було зроблено для електронів (Девісон, Джермер), потім для інших частинок (протонів, нейтронів) і, нарешті, для атомів і молекул (Штерн). Хвильові властивості тіл великої маси знайти важко через надзвичайно малу довжину хвиль. Студент повинен уміти пояснити, за допомогою яких дослідів були виявлені хвильові властивості електронів (дифракція електронів) і як вони використовуються на практиці (електронний мікроскоп, електроннографічний аналіз).

2. При вивченні цього розділу необхідно звернути увагу на питання про природу хвиль де Бройля. Хвильовий процес – це процес поширення коливань. Пружна хвиля – процес поширення коливань частинок середовища, зв'язаних між собою силами пружності. Амплітуда такої хвилі – найбільше відхилення частинки від положення рівноваги. Електромагнітна хвиля – процес поширення електромагнітного поля (сукупність мінливих у часі електричних і магнітних полів). Що ж у такому випадку являє собою хвиля де Бройля? Коливання якої фізичної величини поширюються при цьому? В даний час вважають, що фізичної природи хвилі де Бройля не мають. У хвилях де Бройля амплітуда хвилі не означає найбільшого відхилення якої-небудь величини від положення рівноваги. Фізичний зміст у хвилях де Бройля має не амплітуда коливань, а квадрат модуля амплітуди (тому що амплітуда може бути комплексним числом), що означає ймовірність перебування частинки в даній точці простору. Таке трактування хвиль де Бройля легко можуть бути засвоєні при розборі явища дифракції електронів на щіліні.

3. Хвильові властивості частинок приводять до одного дуже важливого

результату, іменованого «принципом невизначеностей Гейзенберга».

Якщо позначити через Δx похибку у визначенні положення частинки на осі x , а через Δp_x – похибку у визначенні імпульсу частинки вздовж цієї осі, то, виявляється, обидві величини зв'язані між собою співвідношенням:

$$\Delta x \Delta p \geq h, \quad (3)$$

з якого випливає твердження: для частинки не можна одночасно визначити точно її місце розташування й імпульс. Якщо визначити точно положення частинки ($\Delta x = 0$), то $\Delta p \rightarrow \infty$, тобто похибка у визначенні імпульсу стає нескінченно велика, а це означає, що величина імпульсу здобуває невизначене значення.

У рекомендованих підручниках дається фізичне і філософське трактування співвідношення Гейзенберга (3). Усі ці питання студент повинний обов'язково вивчити.

4. Рівняння Шредінгера. Основні труднощі при вивченні зазначеної теми складаються в переході від якісних міркувань про хвильові властивості частинок до рівняння Шредінгера, тобто до диференціального рівняння, що описує хвильовий процес, параметри якого містять корпускулярні характеристики частинок (масу, повну і потенціальну енергію).

Рівняння Шредінгера в квантовій нерелятивістській механіці виконує таку ж роль, яку виконує рівняння другого закону Ньютона в класичній механіці. Як і рівняння Ньютона, воно не виводиться: його постулюють.

При розборі явища дифракції частинок (електронів) на щілині був встановлений ймовірний характер хвиль де Бройля. У квантовій механіці ця думка узагальнюється: ймовірність перебування частинки в даній точці простору приймається пропорційної (і при відповідному підборі коефіцієнта пропорційності рівної) інтенсивності хвилі де Бройля, що визначається квадратом модуля її амплітуди.

Важливо вміти представляти вільну частинку у вигляді плоскої хвилі; при цьому корисно згадати, що плоска хвиля (частоти $\omega = 2\pi\nu$), що поширюється у бік зростання x , записується рівнянням:

$$\Psi = A \sin\left(\omega t - \frac{2\pi x}{\lambda}\right). \quad (4)$$

Для механічних і електромагнітних хвиль Ψ позначає характеристику

коливального процесу, що змінюється, (наприклад, зсув частинок або напруженість електричного поля), а A – її амплітудне значення.

Для хвиль де Бройля Ψ , а отже, і A не мають змісту зсуви й амплітуди якоїсь коливної величини. Фізичний зміст має не сама величина Ψ , а квадрат її модуля $|\Psi|^2$, тобто інтенсивність хвилі. За визначенням $|\Psi|^2$ дає ймовірність знаходження частинки в даній точці простору. У рівняння хвилі (4) не ввійшли корпускулярні характеристики частинки. Їх варто ввести. Для цього (4) спочатку перепишемо у вигляді:

$$\Psi = A \sin 2\pi(vt - xk), \quad (5)$$

де $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ – хвильове число.

У цьому рівнянні замінимо v і k . Замість v поставимо частоту, що визначається із (2) через повну енергію частинки: $\nu = \frac{E}{h}$. Значення k знаходимо з рівняння де Бройля:

$$k^2 = \frac{2\pi}{\lambda^2} = \left(\frac{m\nu}{h}\right)^2 = \frac{2m \frac{m\nu^2}{2}}{h^2} = \frac{2mW_k}{h^2},$$

де кінетична енергія частинки (W_k) може бути виражена як різниця її повної і потенційної енергії: $W_k = E - U$. Таким чином,

$$k = \frac{\sqrt{2m(E-U)}}{h}.$$

При цьому вважаємо поки, що E і U – постійні величини (і в часі, і в просторі), що і повинно бути для частинки яка вільно рухається.

Рівняння плоскої хвилі з урахуванням знайдених ν і k тепер запишеться так:

$$\Psi = A \sin \left(\frac{E}{h}t - \frac{\sqrt{2m(E-U)}}{h}x \right) = A \sin \varphi, \quad (6)$$

де $h = \frac{h}{2\pi}$.

Вираз (6) описує вільно рухома частинку, що має масу m , повну енергію E і потенціальну U , при цьому $E = \text{const}$, $U = \text{const}$. Ψ -функцію називають

хвильовою функцією, квадрат її модуля $|\Psi|^2$ визначає ймовірність перебування частинки в даній точці простору.

Важливо усвідомити, що Ψ -функція повинна бути комплексною величиною. Справді, квадрат функції Ψ^2 (так виражається інтенсивність хвилі, що описується суттєвою функцією) буде мати вигляд:

$$\Psi^2 = A^2 \sin^2 \left(\frac{E}{h} t - \frac{\sqrt{2m(E-U)}}{h} x \right),$$

з якого випливає, що ймовірність перебування частинки в даній точці пульсує в часі. Але досвід показує, що ймовірність не відчуває ніяких періодичних пульсацій (та їх і неможливо було б пояснити!). Щоб інтенсивність хвилі не пульсувала в часі, досить Ψ представити у вигляді комплексного виразу:

$$\Psi = A \sin \varphi + iA \cos \varphi; \quad i = \sqrt{-1}. \quad (7)$$

Інтенсивність хвилі тепер визначається квадратом модуля хвильової функції

$$|\Psi|^2 = \Psi\Psi^* = (A \sin \varphi + iA \cos \varphi) \cdot (A \sin \varphi - iA \cos \varphi) = A^2$$

і не має пульсацій. (У тих випадках, коли амплітуда є комплексною величиною, $|\Psi|^2 = |A|^2 = AA^*$.)

Отже, вірніше Ψ -функцію для вільної частинки записувати не у вигляді (6), а у вигляді співвідношення (7), що зручніше представити у формі показової функції:

$$\Psi = Ae^{-i\varphi} = Ae^{i \left(\frac{\sqrt{2m(E-U)}}{h} x - \frac{E}{h} t \right)}. \quad (8)$$

Останній вираз можна представити у вигляді:

$$\Psi = \psi e^{-i \frac{E}{h} t},$$

де

$$\psi = Ae^{i \frac{\sqrt{2m(E-U)}}{h} x} \quad (9)$$

– хвильова функція, що залежить тільки від координат. Легко бачити, що в цьому випадку має місце сталий процес.

Яким диференціальним рівнянням задовольняють функції Ψ і ψ ? Відомо, що функція виду $z = Ae^{ibx}$ задовольняє рівнянню $\frac{d^2z}{dx^2} + b^2z = 0$. Звідси за аналогією неважко довести, що при постійних E і U функція ψ задовольняє рівнянню:

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} + \frac{2m(E-U)}{h^2}\psi = 0. \quad (10)$$

Важливо відзначити, що диференціальне рівняння (10) описує поведження частинки, у якої повна енергія E і (саме головне) потенціальна енергія U не залежать ні від координат, ні від часу (тобто описує поведження частинки що вільно рухається). Але це рівняння можна зробити більш загальним. Якщо в (10) покласти U залежною від x (E постійна), то одержимо рівняння, що буде описувати рух частинки (уздовж осі x) у деякому силовому (потенційному) полі, тобто невідільний рух. Рівняння набуває вигляд

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} + \frac{2m[E-U(x)]}{h^2}\psi = 0 \quad (11)$$

і є частинним випадком рівняння Шредінгера (його називають одномірним, стаціонарним рівнянням). Важливо відзначити, що вираження (8) є рішенням отриманого рівняння тільки у випадку $U(x) = \text{const}$. Якщо U залежить від x , то рішення рівняння (11) має інший вигляд, що буде, узагалі говорячи, залежати від конкретного вигляду цієї функції. Задача саме і полягає в тому, щоб по вигляді $U(x)$, використовуючи рівняння (11) і граничні умови для ψ , знайти ψ -функцію, що описує поведження частинки в даному силовому полі.

Що стосується функції Ψ , то вона (у цьому неважко переконатися перевіркою) задовольняє рівнянню:

$$-\frac{h^2}{2m} \cdot \frac{\partial^2\Psi}{\partial x^2} + U\Psi = ih \frac{\partial\Psi}{\partial t}. \quad (12)$$

Знімаючи обмеження для U , тобто вважаючи $U = U(x)$, прийдемо до того, що рівняння (12) буде описувати несталий рух частинки в деякому потенціальному полі. Це рівняння називають одномірним рівнянням Шредінгера.

5. Важливо усвідомити на прикладі одномірного стаціонарного рівняння, що при заданій функції $U(x)$ рух частинки можливий не при будь-яких, а лише при деяких і, взагалі говорячи, дискретних значеннях повної енергії E . У цьому можна переконатися, розібравши приклад руху електрона в

нескінченно глибокій потенціальній ямі, описаний у підручнику І.В. Савельєва.

Варто підкреслити, що дискретність значення E не може бути пояснена з позицій класичної механіки. Далі корисно розібрати (якісно) пояснення дискретного значення енергії (E) електронів в атомі, при цьому варто звернути увагу на те, що для пояснення ніяких додаткових «постулатів» вводити не треба було: досить було описати хвильові властивості електрона за допомогою хвильової функції.

Як бачили вище, теорія Бора побудована на спеціальних «квантуючих» постулатах.

Питання для самоперевірки

1. Яким математичним співвідношенням може бути виражена двоїста природа світла?

2. У чому полягає узагальнення Луї де Бройля? Напишіть формулу де Бройля і поясніть вхідні в неї фізичні величини.

3. Який зміст хвиль де Бройля?

4. У чому полягає співвідношення невизначеностей Гейзенберга?

5. Опишіть дослід по дифракції електронів.

6. Який принцип дії електронного мікроскопа? У чому його перевага над оптичним і чим це досягається?

7. Що описує стаціонарне одномірне рівняння Шредінгера? Який фізичний зміст коефіцієнтів цього рівняння?

СТАТИСТИКИ В КВАНТОВІЙ МЕХАНІЦІ

Статистичний метод рахунку застосовується до великого числа об'єктів (частинок). Цей метод, який базується на теорії ймовірності, дозволяє розраховувати найбільш ймовірний розподіл частинок по енергіях,

швидкостях та інших параметрах, що характеризують систему частинок.

У фізиці розрізняють три статистики: 1) класичну, або больцманівську; 2) Бозе-Ейнштейна і 3) Фермі-Дірака (останні дві, на противагу класичній, називають квантовими). Кожна з цих статистик має свої вихідні позиції. Так, больцманівська статистика, використовувана, як відомо, у кінетичній теорії газів, виходить з того, що будь-які два стани, які отримуються один з одного простою перестановкою двох молекул, вважаються різними і кожне з них фігурує в розрахунках. Іншими словами, це означає, що частинки (молекули) помітні. (Помінявши місцями, скажімо, 5-у молекулу з 27-ю, ми прийдемо до іншого стану.) Однак необхідно, щоб ці молекули були в різних комірках. Перестановка молекул всередині однієї комірки не приводить до нового стану, тому що стан визначається розподілом числа молекул по комірках (із вказівкою номерів молекул); воно не зміниться, якщо зробити перестановку всередині комірки.

У больцманівській статистиці розмір комірок не має значення (крім особливих випадків виродження) і з розрахунків випадає.

На основі цієї статистики Больцманом був отриманий розподіл числа молекул у силовому полі, а Максвеллом – розподіл числа молекул по швидкостях, а також по кінетичних енергіях безладного руху (з цими розподілами студент зустрічався при вивченні молекулярної фізики).

В основі квантових статистик лежать наступні положення: а) абсолютна нерозрізненість частинок. Перестановка, наприклад, 5-ї частинки з комірки під номером i і 27-ї частинки з комірки під номером j не приводить до зміни стану системи (перестановки всередині комірки, звичайно, теж не змінюють стану). Стан зміниться, якщо перенести частинку (без заміни) з однієї комірки в іншу, тому що стан визначається розподілом числа частинок по комірках (без вказівки номерів частинок!); б) якщо в класичній статистиці розмір комірок не мав значення, то в квантових статистиках відповідно до вимог квантової механіки розмір комірок не може бути менший величини, що впливає з принципу невизначеності Гейзенберга. Відповідно до цього принципу координата частинки та її імпульс не можуть бути визначені з більшою точністю, ніж та, котра допускається співвідношенням Гейзенберга. Тому поділ простору на більш дрібні комірочки не має змісту.

У квантовій механіці стан системи частинок описується хвильовою функцією (Ψ -функцією), тому відповідно до основних положень квантових статистик хвильова функція якого-небудь стану не повинна змінитися при

перестановці частинок. Таку функцію називають *симетричною*. Можна показати, що при цьому частинки не підкоряються принципів Паулі. Принцип Паулі стверджує, що дві частинки не можуть знаходитися в однакових станах (тобто не можуть мати однакові функції Ψ).

Статистика, що використовує симетричні хвильові функції, – це статистика Бозе-Ейнштейна. В основі її лежить нерозрізненість частинок і та обставина, що частинки не підкоряються принципів Паулі.

Однак при перестановках частинок можливий ще один варіант; хвильова функція Ψ може змінити свій знак. Зміна знака Ψ не означає зміни стану, тому що фізичний зміст має не сама функція Ψ , а квадрат її модуля $|\Psi|^2$. (Легко бачити, що при зміні знака Ψ квадрат модуля не зміниться.) Функцію Ψ , що змінює при перестановці частинок знак, називають *антисиметричною*. Доводиться, що антисиметричними функціями описуються системи нерозрізнених частинок, що підкоряються принципів Паулі. Статистика, що використовує такі антисиметричні функції, – це статистика Фермі-Дірака.

Статистика Бозе-Ейнштейна застосовна до фотонів. На основі її можна одержати (Бозе) функцію розподілу диференціальної інтенсивності випромінювання абсолютно чорного тіла (формула Планка) або вивчити особливості виродженого газу (Ейнштейн).

Статистика Фермі-Дірака широко застосовується до електронів (вони підкоряються принципів Паулі).

Приведемо для порівняння розподілу числа частинок по енергіях, що виходять у різних статистиках.

В класичній статистиці (розподіл Максвелла):

$$dN = F(\varepsilon)\sqrt{\varepsilon}d\varepsilon = 4\pi V n \left(\frac{m}{2\pi kT}\right)^3 \sqrt{\frac{2}{m^3}} e^{-\frac{\varepsilon}{kT}} \sqrt{\varepsilon} d\varepsilon.$$

В статистиці Бозе-Ейнштейна:

$$dN = F(\varepsilon)\sqrt{\varepsilon}d\varepsilon = \frac{4\pi V \sqrt{2m^3} \sqrt{\varepsilon} d\varepsilon}{h^3 (e^{\alpha+\beta\varepsilon} - 1)}, \left(\beta = \frac{1}{kT}\right).$$

В статистиці Фермі-Дірака:

$$dN = F(\varepsilon)\sqrt{\varepsilon}d\varepsilon = \frac{8\pi V}{h^3} \cdot \frac{\sqrt{2m^3} \sqrt{\varepsilon} d\varepsilon}{e^{\alpha+\beta\varepsilon} + 1}.$$

Позначення у формулах: V – обсяг системи частинок; n – концентрація; m – маса частинок; ε – енергія; $d\varepsilon$ – інтервал енергії (від ε до $\varepsilon + d\varepsilon$), у якому укладене dN частинок; α – параметр виродження; $F(\varepsilon)$ – функція розподілу.

Цікаво відзначити, що якщо параметр виродження великий, то в знаменниках обох квантових формул розподілу можна відкинути одиницю і формули перетворяться в класичний закон (для цього ще визначається значення α по додатковій умові $\int dN = nV$). Таким чином, класичний розподіл виходить із квантових як граничний випадок при великих значеннях параметра α . При малих α розподіли частинок у квантових статистиках різко відрізняються від класичного і відрізняються один від одного. Відмінність формул статистик Бозе-Ейнштейна та Фермі-Дірака полягає у знаку одиниці, що знаходиться у знаменнику, (в чисельнику 8 замість 4 обумовлене спіном). Однак те розходження в знаку веде до істотного розходження функції розподілу.

Цікава функція розподілу електронів (**рис. 8**) у статистиці Фермі-Дірака (отримана Фермі). Суцільною лінією («прямокутник») показаний розподіл частинок при абсолютному нулі, а пунктирною – при $T > 0$. Важлива особливість цієї функції та, що спостерігається слабка залежність розподілу від температури (з підвищенням температури, «розмиваються» кути «прямокутника»). Крім того, маємо так звану нульову енергію. У класичній теорії газів абсолютний нуль означає перетворення в нуль середньої кінетичної енергії частинок $\left(\varepsilon = \frac{3}{2}kT\right)$ і отже, припинення їхнього руху. У статистиці Фермі-Дірака кожна комірка відповідно до принципу Паулі може бути зайнята одним електроном. У стані $T=0$ заповнюються всі комірки з малими енергіями, а границя заповнення системи комірок залежить від загального числа електронів (чим більше електронів, тим більше комірок буде заповнено, остання комірка має енергію ε_0).

В атомі при абсолютному нулі електрони заповнюють всі комірки з малими енергіями (розподіляються на нижніх енергетичних рівнях відповідно до принципу Паулі).

КВАНТОВІ ГЕНЕРАТОРИ

Принцип роботи квантового оптичного генератора (що працює на хвилях видимої частини спектра) базується на тому, що збудження світлом атома і наступний перехід його назад у стаціонарний стан проходить різними шляхами. Спочатку атом вимушено переходить у збуджений хитливий стан. Час життя цього стану або цього рівня 10^{-8} сек. Потім атом спонтанно переходить на метастабільний рівень, на якому час життя більш тривалий – 10^{-3} сек. В результаті відмінності часу життя цих станів через деякий проміжок часу після початку збудження (освітлення) велике число атомів буде знаходитися на метастабільному рівні. Потім лавиною всі атоми (майже одночасно) перейдуть з цього рівня в незбуджений стан. При цьому кожен атом буде випромінювати світло однієї і тієї ж частоти і практично в одній фазі. Виходить потужний імпульс монохроматичного світла. Збуджуючи знову (відповідним освітленням), можна домогтися повторного випромінювання. Така загалом картина випромінювання квантового генератора. Більш докладно з цим процесом можна ознайомитися по книзі І.В. Савельєва (т.3).

Питання для самоперевірки

1. Які положення лежать в основі класичної статистики?
2. У чому полягає відмінність статистики Бозе-Ейнштейна від статистики Фермі-Дірака і квантових статистик від класичної?
3. Який принцип дії квантових (світлових) генераторів?

РЕНТГЕНІВСЬКІ ПРОМЕНІ

На шкалі електромагнітних хвиль рентгенівське випромінювання займає область частот: $10^{16} \div 10^{20}$ Гц ($10^{-6} \div 10^{-10}$ см).

1. Як звичайне світло, рентгенівське випромінювання володіє двоїстою природою. Його хвильова природа доводиться *дифракцією* рентгенівських променів при відбитті їх від кристалів, виявленої в 1910р. У.Г. Бреггом і У.Л. Бреггом (батьком і сином). Корпускулярна природа рентгенівського випромінювання підтверджується особливостями розсіювання

Рис. 9

рентгенівських променів атомами, а саме появою в розсіяному рентгенівському світлі променів зі зменшеною частотою (ефект Комптона).

Студент повинен докладно розібрати питання про дифракції рентгенівських променів при відбитті від кристала. При цьому необхідно усвідомити висновок формули Вульфа-Брегга

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

і вміти правильно трактувати її зміст. У цій формулі d – постійна кристалічної ґратки (відстань між плоскими сітками, від яких відбулося відбиття рентгенівських променів); φ – кут ковзання (але не кут падіння); λ – довжина хвилі рентгенівських променів. Формула Вульфа-Брегга виражає умову, при якій промені, відбиті від паралельних плоских сіток, будуть в результаті інтерференції підсилювати один одного. Таким чином, відбиття рентгенівських променів від кристала спостерігається не при всіх кутах ковзання, а тільки при цілком визначених. Графік інтенсивності (I) відбитих променів (від однієї системи плоских сіток) як функції кута φ представлений на **рис. 9**.

2. *Практичне застосування рентгенівських променів* ґрунтується, з одного боку, на використанні формули Вульфа-Брегга, що пов'язує параметри кристала з довжиною хвилі рентгенівського світла (рентгеноструктурний аналіз, рентгеноспектральний аналіз), і, з іншого боку, на використанні здатності різних тіл, тканин живих організмів по-різному поглинати ці промені (рентгеноскопія в техніці і медицині). З усіма цими застосуваннями студент повинен ознайомитися за рекомендованою літературою.

3. Корпускулярна природа рентгенівських променів виявляється, як вказувалося вище, при розсіюванні, тобто при взаємодії з речовиною. Відомо, що звичайне (видиме) світло розсіюється прозорими середовищами таким чином, що в результаті розсіювання світла частота світлових хвиль не змінюється.

У розсіяному речовиною рентгенівському світлі спостерігаються дві складові: одна – з незмінною частотою, як і при розсіюванні звичайного

світла (її називають когерентною складовою), а інша – зі зменшеною частотою, що називають *комптонівською* складовою (на честь ученого Комптона, що відкрив це явище в 1923 р.).

Зміну частоти при розсіюванні неможливо пояснити, залишаючись на позиціях класичної хвильової теорії світла. Це явище якісне і кількісне пояснюється на основі корпускулярної (квантової) природи рентгенівського випромінювання взаємодією кванта рентгенівського світла (фотона) з вільним (або слабо зв'язаним) електроном речовини. В результаті такої взаємодії (яку можна наочно зобразити як взаємодію двох близьких по масі куль) фотон передає електронів частину своєї енергії, від чого електрон одержує певний імпульс (що дійсно спостерігається в досліді). Зменшення енергії фотона і призводить до зменшення частоти.

Таким чином, комптонівська складова розсіяного рентгенівського світла обумовлена взаємодією рентгенівських квантів з електронами речовини. Як же в такому випадку пояснити утворення когерентної складової? Когерентна складова з'являється в результаті взаємодії фотона з атомом. Оскільки маса атома в багато разів перевищує масу фотона, то взаємодія (удар) відбувається без передачі енергії. Таку взаємодію можна наочно моделювати ідеально пружним механічним ударом сталеві кульки об ковадло. Відомо, що в цьому випадку кулька відскочить від ковадла, не змінивши абсолютного значення швидкості (абсолютно пружний удар кулі об тіло великої маси відбувається без втрати енергії).

Аналогічним способом можна пояснити розсіювання звичайного (видимого) світла. Частота видимого світла багато менша частоти рентгенівських променів, тому маса фотона видимого світла виявляється в багато разів менша не тільки маси атома, але й маси електрона. В цих умовах фотон звичайного світла взаємодіє з атомом і електроном однаково, а саме як маленька кулька з ковадлом, тобто без передачі енергії. Тому розсіяні фотони будуть мати ту ж енергію (частоту), яку мали і падаючі, частота розсіяного світла не зміниться.

4. *Одержання рентгенівських випромінювань і особливості їхніх спектрів.*
Рентгенівське випромінювання виникає при бомбардуванні твердих тіл швидкими електронами.

Вивчаючи катодні промені (потік

електронів), Рентген помітив, що те місце скляної трубки, куди падали катодні промені, ставало джерелом нового типу випромінювання, названого згодом рентгенівським. Пізніше для одержання такого типу випромінювання були створені спеціальні рентгенівські трубки. На **рис. 10** представлена схема такої трубки.

В евакуйований скляний балон введені два електроди: катод, що підігрівається, і анод з примусовим охолодженням. Між цими електродами за допомогою зовнішнього джерела створюється різниця потенціалів. Електрони, що вилетіли з катода в результаті термоелектронної емісії, прискорюються полем і перед ударом об пластинку анода (*b*) здобувають енергію, рівну eU (e – заряд електрона). Під час удару швидкого електрона об пластинку анода і виникає рентгенівське випромінювання. Розрізняють два види випромінювання: гальмівне і характеристичне.

Гальмівне випромінювання виникає в результаті гальмування катодного електрона при ударі об пластинку анода. Кінетична енергія електрона (eU) цілком або частково переходить у рентгенівське випромінювання. Отже, енергія кванта рентгенівського світла $h\nu \leq eU$. Звідси гранична (найбільша) частота $\nu_{\max} = \frac{eU}{h}$ пропорційна різниці потенціалів на електродах трубки. Число електронів, у яких енергія цілком перейшла у випромінювання, невелика. В більшості електронів у випромінювання переходить тільки частина енергії, а інша її частина йде на нагрівання (тому і застосовують примусове охолодження анода).

Оскільки у випромінювання може переходити будь-яка частина кінетичної енергії електрона, то спектр гальмового випромінювання повинний бути суцільним, але обмеженим з боку великих частот (мається ν_{\max}). Графік інтенсивності (I) гальмівного рентгенівського випромінювання має вигляд, представлений на **Рис. 11** [*a*) як функції частоти, *б*) як функції довжини хвилі]; графіки дані для двох значень напруги на трубці: U_2 і $U_1 > U_1$.

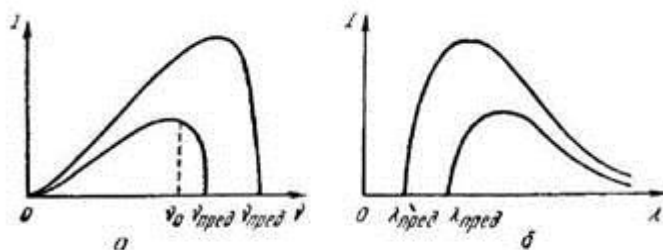


Рис 36

Максимуми графіків пояснюються тим, що при ударі електрона об пластинку анода маємо найбільш ймовірний перехід його кінетичної енергії у випромінювання: перехід $h\nu_0$ спостерігається частіше інших.

Характеристичне випромінювання породжується атомами пластинки анода. Оскільки кожен атом має свої особливості лінійчатого спектра, то виникле в цьому випадку рентгенівське випромінювання буде залежати від матеріалу пластинки анода. Тому дане випромінювання і називають характеристичним. Цей вид випромінювання виникає тільки в тому випадку, якщо енергія катодного електрона буде достатньою, щоб збудити атом анода на його глибоких енергетичних рівнях. З погляду планетарної моделі атома це означає, що енергія катодного електрона повинна бути достатньою, щоб вибити електрон атома з орбіт малого радіуса. При цьому, якщо електрон вибитий з першої орбіти ($n = 1$), то виникають серії *K*, *L*, *M*. ...; якщо електрон вибитий з другої орбіти ($n = 2$), виникають серії *L*, *M*, ... (серія *K* не з'являється). Ясно, що для порушення серії *K* в трубі потрібно прикласти напругу більше, ніж для порушення серій *M* або *L*.

Відзначимо, що характеристичне випромінювання з'являється завжди на тлі гальмівного. Різкі по інтенсивності лінії характеристичного випромінювання легко виділяються на загальному тлі суцільного спектра. Характеристичне випромінювання підкоряється законові Мозлі. Рекомендуємо цей розділ вивчити по книзі Б.М. Яворського (т.3).

Питання для самоперевірки

1. Що називають рентгенівськими променями?
2. Які відрізняльні фізичні властивості рентгенівських променів?
3. Опишіть дослід, що підтверджує хвильову природу рентгенівських променів. Чому не можна одержати дифракцію рентгенівських променів від скляних і металевих (відбивних) ґратках?
4. Виведіть формулу Вульфа-Брегга.
5. Поясніть утворення інтерференційних кілець при проходженні рентгенівських променів через кристалічний порошок.
6. Чому інтерференційні смуги, отримані при проходженні рентгенівських променів через полікристалічне тіло, мають вигляд кілець?

7. З чого складається і як у принципі здійснюється на практиці рентгеноскопічний аналіз?

8. З чого складається і як у принципі здійснюється рентгеноструктурний аналіз?

9. На чому засноване застосування рентгенівських променів у дефектоскопії, у медицині?

10. У чому полягає особливість (стосовно звичайного видимого світла) закону розсіювання рентгенівських променів?

11. У чому складається ефект Комптона? Чому його не можна пояснити хвильовою природою світла? Як він пояснюється (якісно) з погляду фотонної (квантової) природи рентгенівських променів?

12. Як на практиці одержують рентгенівське випромінювання? Чи можна рентгенівську трубку живити перемінною напругою?

13. Як отримується гальмівне випромінювання і чому воно так називається? Яка особливість спектра гальмівного випромінювання? Як пояснити, чому в спектрі гальмівного випромінювання є гранична частота?

14. Що таке характеристичне випромінювання і як воно виходить? Чому спектр характеристичного випромінювання лінійчатий? На які серії він розбивається і як на практиці можна одержати кожну серію? У чому складається закон Мозлі?

ФІЗИКА АТОМНОГО ЯДРА

РАДІОАКТИВНІСТЬ

Рис. 11

Мимовільне перетворення ядер називають радіоактивністю, а випромінювання, що при цьому виникає, називають радіоактивним. Розрізняють два види радіоактивності: природну, що зустрічається серед атомів у природних умовах, і штучну, що отримується шляхом штучного збудження ядер різними фізичними факторами.

1. Природна радіоактивність була відкрита Беккерелем у 1896 р. Вивчаючи це явище, Склодовська-Кюрі виділила новий елемент – радій. Встановлено, що природна радіоактивність супроводжується трьома видами радіоактивного випромінювання (α, β, γ). В зв'язку з цим говорять про три види радіоактивного розпаду. Потрібно знати, у чому полягає кожен вид розпаду, що таке α , β -частинки, що таке випромінювання.

Радіоактивний розпад підкоряється двом законам:

а) *Статистичний закон*: $N = N_0 e^{-\lambda t}$. Тут N_0 – число атомів, що не розпалися, (ядер) у початковий момент ($t = 0$); N – число ядер які не розпалися у даний момент (t); λ – постійна розпаду (характерна величина для кожного радіоактивного атома). Графік залежності N від t приведений на

рис. 11. Пряма, що паралельна осі абсцис і проходить через ординату $\frac{N_0}{2}$, перетне криву в точці, абсциса якої визначить час (період) напіврозпаду, тобто час розпаду половини всіх наявних атомів. Існує простий зв'язок періоду напіврозпаду з постійною розпаду: $T = \frac{\ln 2}{\lambda}$. Варто мати на увазі, що статистичний закон розпаду застосуємо лише до великого числа атомів, що розпадаються.

б) *Закон зсуву* полягає в тому, що атом при α -розпаді, втративши два протони ядра, перетворюється в інший елемент, що знаходиться в періодичній системі на дві клітки ближче до початку, а при β -розпаді – на одну клітку до кінця, тому що при β -розпаді позитивний заряд ядра зростає

на одиницю. Закон зсуву є наслідком збереження при радіоактивному розпаді зарядового і масового чисел. Студент повинен знати, що таке ізопопи і якими методами вони можуть бути розділені.

2. Штучна, або індукована, радіоактивність була відкрита подружжям Жоліо-Кюрі в 1933-1934 р. Необхідне для цього виду радіоактивності порушення ядер здійснюється бомбардуванням електронами, протонами, α -частками. Але воно особливо ефективно при бомбардуванні нейтронами. Штучно збуджені ядра стають нестійкими (радіоактивними) і через визначений проміжок часу розпадаються. Розрізняють не тільки α -, β - і γ -розпад, але і позитронний, нейтронний і протонний.

Штучно збуджені ядра можуть отримати ще один вид радіоактивності – розподіл, що складається в розпаді збудженого ядра на дві близькі по масі частини. Розподіл ядра супроводжується виділенням нейтронів і різних видів випромінювань. Частини, на які розпадається важке ядро, є у свою чергу радіоактивними ізопопами деяких елементів, що займають середні клітки періодичної системи.

Розподіл ядер, збуджених нейтронами, може при відомих умовах утворити ланцюгову реакцію. Уперше розподіл ядер з виділенням нейтронів відкрили Флеров і Петержак у 1939 р. Пізніше цей розподіл був використаний у ядерних реакторах і атомних бомбах.

Студент повинен вміти описати ядерну реакцію з ураном-235, знати принцип будови ядерного реактора і методи керування в них швидкістю розпаду. Варто також ознайомитися з принциповою стороною пристрою атомних електростанцій і їхнім практичним значенням у народному господарстві.

3. Студентові варто вивчити експериментальні *методи реєстрації частинок*: камеру Вільсона, Скобельцина, лічильники Гейгера, товстошарові фотоемульсії, прилади, що використовують ефект Черенкова-Вавілова. Усе це добре викладено в рекомендованих підручниках.

Питання для самоперевірки

1. Що таке радіоактивність?
2. Якими властивостями володіє елемент радій?

3. Що таке природна радіоактивність? Які радіоактивні елементи зустрічаються в природі в природному вигляді? Що таке радіоактивні сімейства і скільки їх?

4. У чому полягає явище радіоактивного розпаду і яке значення воно має у визначенні періодів піврозпаду?

5. У чому полягає статистичний закон радіоактивного розпаду? Що таке період піврозпаду і для чого введена ця характеристика?

6. У чому полягає закон зсуву при радіоактивному розпаді? Що таке масове і зарядове числа?

7. Що таке ізотопи? Чому ізотопи не можна розділити хімічним шляхом? Якими методами вони можуть бути розділені? Що таке ізобари?

8. У чому полягає штучна радіоактивність? Якими способами можна збудити ядро атома? Чому нейтронний спосіб порушення найбільш ефективний?

9. Які види розпаду спостерігаються в штучно збуджених атомів? Що таке розподіл ядер?

10. Як на практиці здійснюють ланцюгову реакцію?

11. Де в мирних умовах використовують атомну енергію? Чому установки по опрісненню води вигідніше робити на ядерній енергії, ніж на вугіллі або нафті?

12. Як влаштована і діє камера Вільсона? Для чого газ у камері адіабатно розширюють?

13. Як працює пристрій по виявленню частинок із товстошарової фотоемульсії? Як влаштований і діє лічильник Гейгера? Чи дозволяє він (один) визначити напрямок польоту частинки?

14. Чому пристрій, заснований на використанні ефекту Черенкова-Вавілова, дозволяє визначити напрямок руху частинок?

АТОМНЕ ЯДРО

1. У 1932 р. Чадвік відкрив нову частинку – нейтрон. Ця частка має масу, близьку до маси протона, але електрично нейтральна. Незабаром професор Московського університету Д.Д. Іваненко висловив припущення, що ядро атома складається з протонів і нейтронів. Ця гіпотеза стала тепер одним з основних положень атомної фізики.

Протони забезпечують позитивний заряд ядра. Тому число протонів повинне дорівнювати порядковому номеру елемента в періодичній системі (або зарядовому числу). Оскільки масове число нейтрона, так само як і протона, дорівнює одиниці, то кількість нейтронів визначиться різницею масового числа ядра і кількістю протонів. Загальна формула сполуки ядра має вигляд:

$$Z^M = Zp_1^1 + (M - Z)n_0^1,$$

де Z^M – елемент із масовим числом M і зарядовим числом Z ; p_1^1 – протон; n_0^1 – нейтрон.

2. *Ядерні сили й енергія зв'язку атомних ядер.* Нуклони в ядрі утримуються силами особливого роду. Їх називають ядерними силами. Якби цих сил не існувало, протони, як заряджені частинки, повинні були розділитися під дією кулонівських сил (величезних через малість відстаней). Ядерні сили мають важливу особливість: вони зменшуються зі збільшенням відстані між нуклонами набагато швидше, ніж кулонівські сили. Тому вже на малих відстанях від ядра вони практично відсутні. Всередині ядра ядерні сили в багато разів перевершують кулонівські.

Якщо розібрати ядро на окремих, вилучений один від одного нуклони, то на подолання дії ядерних сил буде витрачена робота (причому чимала, бо ядерні сили досить великі). Ця робота буде характеризувати енергію зв'язку нуклонів у ядрі. Тому згадану роботу називають енергією зв'язку атомного ядра.

Навпаки, якщо зближати нуклони, то на деякій відстані включаться ядерні сили, що «упакують» нуклони, утворивши ядро. Робота ядерних сил, рівна енергії зв'язку, йде на створення різних видів випромінювання.

Випромінювання віднесе із собою частину маси системи:

$$\Delta m = \frac{\Delta E}{c^2},$$

де ΔE – енергія зв'язку атомного ядра, а маса системи нуклонів, що утворили

ядро, буде менше маси тієї ж системи нуклонів в ізольованому стані. Різниця цих мас (Δm) називають дефектом маси. Знаючи дефект маси, легко визначити і енергію зв'язку. Формула для підрахунку енергії зв'язку атомного ядра елемента Э_Z^M має такий вигляд:

$$\Delta E = [Zm_p + (M - Z)m_n - m_{\text{я}}]c^2.$$

Тут m_p , m_n – маси протона і нейтрона поза ядром; $m_{\text{я}}$ – маса ядра даного елемента (Э_Z^M); c – швидкість світла у вакуумі; Z – зарядове; M – масове число елемента.

3. *Краплинна модель ядра.* Однією з найпростіших моделей ядра є точкова модель. Ядро представляється у вигляді точки «ядерної» рідини, «молекулами» якої є нуклони. Ядерна точка приймає кульову форму під дією поверхневих сил натягу.

Як і звичайна крапля рідини, ядерна крапля при нагріванні (порушенні) випаровується. Однак випаровування може відбуватися не тільки у вигляді молекул (тобто нуклонів), але й інших утворень: α -частинок, γ -випромінювань, електронів, позитронів і т.д. На основі точкової моделі будови ядра неважко пояснити виникаючий при деякому порушенні важливий для практики вигляд радіоактивного розпаду – поділ ядра.

4. На закінчення цього розділу необхідно відповідно до вимог програми ознайомитися з *ефектом Мессбауера*, що спостерігається при γ -розпаді деяких радіоактивних ядер, що входять до складу кристалічних тіл.

Щоб зрозуміти, в чому полягає зміст ефекту, відкритого Мессбауером у 1958 р, необхідно представити собі, що випромінювання фотона з атома (або γ -кванта з ядра) повинне супроводжуватися «віддачею» подібно тієї, яка спостерігається при стрілянині зі снаряда. З фізичних міркувань ясно, що, чим легший снаряд (але важче пушка), тим менше буде віддача. Якщо уявити собі граничний випадок, коли при кінцевій масі снаряда маса пушки $m \rightarrow \infty$, віддачі не буде, а це означає, що енергія пороху (вибухівки) повністю йде на надання енергії снарядові. Отже, при даній кількості пороху енергія снаряда буде найбільшою під час відсутності віддачі. Якщо існує віддача, то енергія пороху розподіляється між снарядом і гарматою, внаслідок чого енергія снаряда зменшиться.

Щось подібне існує і при випусканні фотонів атомами (або ядрами). Випускнення фотонів атомами ближче підходить до випадку стрілянини зі

знаряддя дуже великої маси Віддача невелика, енергія фотона (а отже, його частота) майже така ж, як якби віддачі зовсім не було.

Випускання γ -кванта ядрами (γ -розпад) через велику масу γ -кванта $m_\phi = \frac{h\nu}{c^2}$ ближче підходять до реальних умов стрілянини зі знаряддя. Тому енергія «пороху» (в даному випадку енергія переходу ядра зі збудженого стану в стаціонарний $\Delta E = E_n - E_0$) переходить і в енергію фотона ($h\nu$) і в енергію віддачі ядра. Результат виходить такий: $h\nu_{\text{вип}} = (E_n - E_0) - W_k$ (W_k – енергія ядра). Навпаки, щоб збудити ядро (перевести його з рівня E_0 на E_n), фотон повинен мати енергію $h\nu_{\text{погл}} = (E_n - E_0) + W_k$. Звідси видно, що частота ($\nu_{\text{вип}}$) випускання γ -кванта деякого радіоактивного елемента не збігається з частотою ($\nu_{\text{погл}}$) поглинання, і це легко виявляється експериментальним шляхом.

Мессбауер помітив, що ядра деяких радіоактивних ізотопів, які входять до складу кристалічних тіл (наприклад, Fe^{57}), випромінюють γ -кванти без віддачі, тобто частота випромінювання збігається з частотою поглинання.

Ефект випромінювання γ -кванта без віддачі енергії ядра й одержав назву ефекту Мессбауера.

Від студента потрібно, щоб він мав уявлення, яким способом (хоча б якісно) пояснюється цей Ефект. Чому одні ядра (що входять у кристалічну структуру) мають віддачу, інші – не мають. Треба мати на увазі, що вільні ядра (атоми) мають віддачу завжди.

Дуже цікаві практичні застосування ефекту. Особливо важливі досліді по перевірці гравітаційного червоного зміщення частоти фотонів, що впливає з загальної теорії відносності. З цими й іншими дослідідами необхідно познайомитися по книзі І.В. Савельєва (т 3).

Питання для самоперевірки

1. Коли і при яких обставинах був відкритий нейтрон?
2. Які маса і масове число нейтрона і протона?
3. З яких частинок складається ядро? Напишіть формулу будови ядра.
4. Що називають ядерними силами і яка їхня особливість?

5. Як підрахувати енергію зв'язку атомного ядра?
6. Що називають дефектом маси?
7. У чому полягає краплинна модель будови ядра? Які дослідні обґрунтування цієї моделі?
8. У чому полягає ефект Мессбауера і як він виявляється? Які застосування цього ефекту в техніці і наукових дослідженнях?

ЕЛЕМЕНТАРНІ ЧАСТИНКИ І КОСМІЧНІ ПРОМЕНІ

В даний час виявлено близько 200 елементарних частинок. Звичайно, всіх їх знати немає необхідності. Однак, групи, що вони утворюють, знати треба (лептони, нуклони, гіперони і т. д.). Треба також знати найбільш відомі елементарні частинки: електрон, позитрон, нейтрон, нейтрино, протон, мезони.

При вивченні цього розділу варто звернути увагу на питання про античастинки, про характерну взаємодію частинок і античастинок; про взаємну перетворюваність частинок як прояв різноманіття і взаємного зв'язку форм руху матерії.

На закінчення цього розділу варто ознайомитися з пристроєм і принципом дії прискорювачів заряджених частинок (циклотрон, синхрофазотрон, бетатрон, колайдер).

Питання для самоперевірки

1. Яке значення в сучасній фізиці має проблема елементарних частинок?
2. Яка класифікація елементарних частинок?
3. Що таке античастинки? Чим відрізняється антипротон від протона, антинейтрон від нейтрона, антиелектрон (позитрон) від електрона, антинейтрино від нейтрино? Навести приклад взаємодії і «анігіляції» елементарних частинок.

ЛІТЕРАТУРА

1. Кучерук І.М., Горбачук І.Т. Загальний курс фізики: оптика, квантова фізика. – К.: Техніка, 1999. – Т.3. – 520 с.
2. Ландсберг Г.С. Общий курс физики: оптика. – М.: Наука, 1976. – 928 с.
3. Зисман Г.А., Тодес О.М. Курс общей физики. – К.: Дніпро, 1994. – Т.3. – 512 с.
4. Физика: злектричество и строение атома // Пер. с англ. Под ред. А.С. Ахматова. – М.: Наука, 1974. – Т.4. – 528 с.
5. Бушок Г.Ф., Венгер Є.Ф. Курс загальної фізики. – К. – 2001.
6. Гершензон Е.М., Малов Н.Н., Зткин В.С. Курс общей физики: оптика и атомная физика. – М.: Просвещение, 1981. – 240 с.
7. Савельев И.В. Курс общей физики. – М.: Наука, 1982. –Т.3. – 304 с.
8. Ахиезер А.И. Атомная физика: справочное пособие. К.: Наукова думка, 1988. – 268 с.
9. Кузьмичев В.Е. Законы и формулы физики: справочник. К.: Наукова думка, 1989. – 864 с.
10. Максимов М.Т., Оджагов Г.О. Радиоактивные загрязнения и их измерение. – М.: Энергоиздат, 1986. – 224 с.

