

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ
ІВАНО-ФРАНКІВСЬКИЙ НАЦІОНАЛЬНИЙ ТЕХНІЧНИЙ
УНІВЕРСИТЕТ НАФТИ І ГАЗУ

М.О. Галушак,

Р.М. Лучицький, Б.М. Рувінський, В.В. Нижникевич

Курс загальної фізики

Квантова та атомна фізика

Навчальний посібник

*Рекомендовано
Вченою радою Івано-Франківського національного
технічного університету нафти і газу як навчальний посібник для
дистанційного навчання студентів інженерних спеціальностей*

**Івано-Франківськ
2008**

683897

УДК 53(075.8) + 530.145 + 539.18 (075.8)
ББК 22.3я73

~~Ф503~~

к 93

Рецензенти:

М.А. Рувінський, д-р фіз.-мат. наук, професор
(Прикарпатський національний університет ім. Василя Стефаника)

Г.Д. Матеїк, канд. фіз.-мат. наук, доцент
(Івано-Франківський національний технічний університету нафти і газу)

Курс загальної фізики. Квантова та атомна фізика. Навч. посібник для дистанційного навчання./ М.О. Галушак, Р.М. Лучицький, Б.М. Рувінський, В.В. Нижникевич – Івано-Франківськ: Факел, 2008, – 145 с.

У посібнику викладено основні питання з розділу фізики „Квантова та атомна фізика”. Пропонований посібник створений для роботи за кредитно-модульною системою організації навчального процесу.

Розділи посібника містять повний набір матеріалів, потрібних для організації самостійної роботи студентів: лекційний курс, задачі з прикладами розв’язування, методичні вказівки до виконання віртуальних лабораторних робіт, добірки запитань у формі тестів для контролю знань.

Посібник відповідає навчальній програмі і рекомендований для дистанційного навчання студентів інженерних спеціальностей, а також може бути корисним для студентів стаціонарної форми навчання та викладачів технічних вузів.

Розповсюджувати та тиражувати без офіційного дозволу авторів та ІФНТУНГ забороняється

© М.О. Галушак
Р.М. Лучицький
Б.М. Рувінський
В.В. Нижникевич, 2008
© ІФНТУНГ, 2008

Вступ	5
6.1 Основні принципи квантової фізики	7
6.1.1 Фізика теплового випромінювання та його характеристики	7
6.1.2 Фотоелектричний ефект	12
6.1.3 Тиск світла	16
6.1.4 Ефект Комптона	17
6.1.5 Корпускулярно-хвильовий дуалізм речовини	19
6.1.6 Необхідно зрозуміти, запам'ятати і вміти	24
6.2 Квантова теорія атомів	25
6.2.1 Спектр атома водню. Теорія Бора для атома водню	25
6.2.2 Атом Гідрогену в квантовій механіці	30
6.2.3 Просторове квантування. Спін електрона	32
6.2.4 Квантові числа. Принцип заборони Паулі	36
6.2.5 Багатоелектронні атоми та їх спектри. Ефект Зеемана.....	39
6.2.6 Спонтанне і вимушене випромінювання. Лазери	42
6.2.7 Необхідно зрозуміти, запам'ятати і вміти	46
6.3 Квантова теорія кристалів	47
6.3.1 Вступ. Класифікація за характером сил взаємодії	47
6.3.2 Елементи квантової статистики	49
6.3.3 Деякі властивості металів	52
6.3.3.1 Спектр електронів у металі	52
6.3.3.2 Теплоємність кристалів	54
6.3.3.3 Електропровідність і напівпровідність	56
6.3.4 Зонна теорія кристалів	60
6.3.5 Напівпровідники	64
6.3.5.1 Власні напівпровідники	65
6.3.5.2 Домішкові напівпровідники	68
6.3.6 Контактні явища	69
6.3.7 Необхідно зрозуміти, запам'ятати і вміти	78
6.4 Ядро атома. Елементарні частинки	79
6.4.1 Характеристика ядра. Ядерні сили	79
6.4.2 Енергія зв'язку	81
6.4.3 Моделі будови ядра	82
6.4.4 Ядерні сили	83

6.4.5 Радіоактивний розпад. Закон радіоактивного розпаду.....	86
6.4.6 Елементарні частинки	89
6.4.7 Будова елементарних частинок. Кварки	91
6.4.8 Необхідно зрозуміти, запам'ятати і вміти	94
6.5 Практичні заняття	95
6.5.1 Приклади розв'язування задач	95
6.5.2 Задачі для самостійного розв'язування	106
6.5.3 Таблиця варіантів задач для індивідуального розв'язування	120
6.6 Віртуальні лабораторні роботи	121
6.6.1 Лабораторна робота В-80. Дослідження розсіювання альфа-частинок у речовині	121
6.6.2 Лабораторна робота В-84. Дифракція електронів на одномірному кристалі	126
6.7 Модульний контроль	133

ВСТУП

В кінці 19ст. фізики вважали, що всі закони природи відомі і залишилися тільки розробити способи їх практичного застосування. Такі погляди були зумовлені тріумфом класичної фізики у поясненні багатьох фізичних явищ. Проте, наприкінці 19 ст. і на початку 20 ст. було відкрито ряд фізичних явищ, які класична фізика неспроможна пояснити. У зв'язку з цим виникла потреба створення нової теорії, яку назвали квантовою теорією або квантовою фізикою.

Квантова фізика вивчає процеси, що відбуваються у світі молекул, атомів, атомних ядер і елементарних частинок. Так як властивості макроскопічних тіл у значній мірі зумовлені рухом і взаємодією мікрочастинок з яких вони складаються, то закони квантової фізики дають можливість пояснити багато явищ макросвіту.

Квантова фізика складається з квантової механіки, квантової статистики і квантової теорії поля. Квантова механіка вивчає рух мікрочастинок і їх систем, явища субатомного масштабу та їх вплив на макроявища.

Квантова механіка створювалася багатьма визначними вченими. Перший крок до її створення зробив у 1900р. М.Планк, який для пояснення розподілу енергії в спектрі випромінювання абсолютно чорного тіла висунув гіпотезу про те, що атоми випромінюють енергію дискретними порціями (квантами). Другий крок зробив А.Ейнштейн, який у 1905 р. пояснив явище зовнішнього фотоефекту з допомогою введеного ним поняття фотона (кванта електромагнітного поля). Пізніше, в 1913 р. Резерфорд провів дослід з розсіяння альфа-частинок при проходженні їх пучка через тонку металеву фольгу, які дали йому змогу накреслити ядерну модель атома: в центрі атома міститься позитивно заряджене ядро, діаметр якого $\sim 10^{-15}$ м; навколо ядра по замкнутих орбітах розміром 10^{-10} м обертаються електрони, причому їх кількість дорівнює порядковому номеру елемента. Така ядерна модель атома збереглася з деякими уточненнями до нашого часу. Але модель Резерфорда з точки зору законів класичної фізики була неспроможна пояснити закономірності в лінійчастих спектрах атомів та стійкості атома, оскільки при русі електрона внаслідок випромінювання його енергія має постійно зменшуватись, а тому й буде зменшуватись відстань електрона до ядра. Отже, випромінювання електрона повинно давати суцільний спектр і електрон мав би швидко впасти на ядро, що суперечить дійсності. З цих труднощів правильні висновки зробив Н.Бор, який не відкидав самої моделі атома, але на основі квантової теорії випромінювання М.Планка і штучно сформульованих ним постулатів пояснив як лінійчасті спектри водневоподібних атомів, так і їх довговічність.

У 1924 р. Л. де Бройль висунув гіпотезу про корпускулярно-хвильовий дуалізм матеріальних частинок, яка була підтверджена експериментально в 1927 р. К.Девісоном і Л.Джермером. Накопичення фактів привело до формування сучасної квантової механіки у 1928 р. В цей час Е.Шредінгер у 1926 р. вивів диференціальне рівняння руху мікрочастинок; М.Борн у 1927 р. дав статистичну інтерпретацію квантово-механічного опису станів мікрочастинок та їх систем. Тоді ж були сформульовані принципи: заборони Паулі, відповідності Бора,

невизначеності Гейзенберга. Пізніше великий вклад у розвиток квантової фізики внесли Е.Фермі, Р.Фейнман, М.Гелл-Манн, І.С.Тамм, Д.І.Блохінцев, Я.І.Френкель, Л.Д.Ландау та інші вчені.

У процесах з участю частинок, що рухаються з швидкостями близькими до швидкості світла, часто відбувається зміна кількості частинок, їх народження і поглинання. Такі процеси розглядає квантова теорія поля.

Фізичні властивості систем з великою кількістю частинок, рух яких описується законами квантової механіки, вивчаються у квантовій статистиці.

Досягнення квантової та атомної фізики відіграли важливу роль у науково-технічній революції 20 ст. Електроніка, ядерна енергетика, прогрес у здійсненні реакції термоядерного синтезу зв'язані з квантовими законами, які сприяють кращому розумінню та побудові єдиної фізичної картини світу.

МОДУЛЬ 6 КВАНТОВА ТА АТОМНА ФІЗИКА

6.1 ОСНОВНІ ПРИНЦИПИ КВАНТОВОЇ ФІЗИКИ

6.1.1 Фізика теплового випромінювання та його характеристики

Усі тіла обмінюються енергією випромінювання. Теплі тіла охолоджуються, а холодні тіла – нагріваються. Зробимо такий дослід: електричний чайник із закріпленим термометром поставимо на відстані 0,5 м від термоелемента й увімкнемо його. З підвищенням температури чайника термоелемент зафіксує збільшення теплової енергії. Отже, інтенсивність випромінювання енергії зростає з підвищенням температури тіла. Інший дослід: візьмемо металевий дріт і підключимо його до джерела електричного струму. Спочатку відчусьмо тепло, що його віддає дріт, а потім побачимо, що колір дроту змінюється від червоного до жовтого і білого. Отже, з підвищенням температури тіла змінюється довжина хвилі випромінювання. Ці та багато інших дослідів дають підстави говорити про випромінювання енергії нагрітими тілами.

Теплове випромінювання – це випромінювання електромагнітних хвиль твердими або рідкими нагрітими тілами, яке є наслідком хаотичного теплового руху частинок тіла і відбувається за рахунок його внутрішньої енергії.

Теплове випромінювання існує при будь-якій температурі. При низьких температурах випромінюються інфрачервоні хвилі, а з підвищенням температури тіла випромінюють видиме біле світло. Спектр випромінювання нагрітих тіл називається **суцільним**. Дослід показує, що теплове випромінювання **рівноважне**.

Рівноважний стан характеризується тим, що кожному мікропроцесу, який відбувається в системі, з тією самою імовірністю відповідає мікропроцес, який відбувається в зворотному напрямі.

Можна сказати коротше: скільки енергії тіло випромінює, стільки й поглинає.

До **енергетичних характеристик** теплового випромінювання належать потік випромінювання, енергетична світимість, випромінювальна і поглинальна здатність.

Потік випромінювання Φ (Вт) – це відношення кількості енергії dW , випромінюваної поверхнею тіла з площею S за одиницю часу, до тривалості цього проміжку часу dt :

$$\Phi = \frac{dW}{dt} \quad (6.1)$$

Енергетична світимість R_e (Вт/м²) – це повна енергія, випромінювана поверхнею тіла в усьому інтервалі довжин хвиль від 0 до ∞ :

$$R_e = \frac{dW}{dSdt} \quad (6.2)$$

Випромінювальна здатність тіла $r_{\lambda T}$ (Вт/м³) – це електромагнітна енергія, випромінювана тілом в одиницю часу з одиниці площі поверхні тіла в інтервалі довжин хвиль від λ до $d\lambda$:

$$r_{\lambda,T} = \frac{dW'_{\text{погл}}}{d\lambda}. \quad (6.3)$$

Енергетична світимість пов'язана з випромінювальною здатністю тіла співвідношенням:

$$R_r = \int_0^{\infty} r_{\lambda,T} d\lambda. \quad (6.4)$$

Нехай на елементарну площинку поверхні тіла падає потік електромагнітного випромінювання $d\Phi_{\lambda}$, довжина хвилі якого міститься в інтервалі $d\lambda$. Частину цього потоку $d\Phi'_{\lambda}$ тіло поглинає. **Поглиняльна здатність** $a_{\lambda,T}$ тіла записується так:

$$a_{\lambda,T} = \frac{d\Phi'_{\lambda}}{d\Phi_{\lambda}}. \quad (6.5)$$

Енергетична світимість, випромінювальна здатність і поглиняльна здатність тіла залежать від довжини хвилі випромінювання і температури тіла.

Тіло, яке повністю поглинає електромагнітне випромінювання усіх довжин хвиль, що падає на його поверхню, називається абсолютно чорним тілом (АЧТ).

Поглиняльна здатність АЧТ дорівнює одиниці: $a_{\lambda,T} = 1$. Для всіх інших тіл $a_{\lambda,T} < 1$ і їх називають **сірими**. Поглиняльна здатність сірого тіла однакова для всіх довжин хвиль і залежить тільки від температури, матеріалу і стану поверхні. Коефіцієнт сірості α тіла визначається як відношення енергетичної світимості сірого тіла до енергетичної світимості АЧТ:

$$\alpha = \frac{R_r^c}{R_r^{\text{АЧТ}}}. \quad (6.6)$$

Коефіцієнт сірості тіла не може бути меншим від нуля і більшим від одиниці.

Для АЧТ $\alpha = 1$. Непрозорі тіла, в яких $\alpha = 0$, не випромінюють і не поглинають електромагнітні хвилі: вони повністю відбивають випромінювання, що падає на них. Якщо при цьому відбивання підпорядковане законам геометричної оптики, то тіло називається **дзеркальним**.

Абсолютно чорних тіл у природі не існує. Найкращою моделлю АЧТ є замкнена порожнина, у стінці якої зроблено маленький отвір. Через цей отвір промінь світла потрапляє всередину порожнини. Він багато разів відбивається від стінок порожнини. Під час кожного відбивання частина електромагнітної енергії поглинається. Після багатьох відбивань промінь або зовсім не вийде назовні через отвір, або вийде лише маленька частинка енергії, яка потрапила всередину порожнини (рис. 6.1).

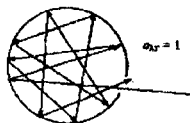


Рис. 6.1

В області довжин хвиль видимого світла поглиняльна здатність сажі, платинової чорні і чорного оксамиту дуже мало відрізняється від одиниці. Тому ці тіла в зазначеному діапазоні довжин хвиль можна вважати абсолютно

чорними.

Закони теплового випромінювання

У 1895 році Г. Кірхгоф експериментально встановив закон: відношення випромінювальної і поглинальної здатностей не залежить від природи тіла, а є для всіх тіл *універсальною функцією* довжини хвилі і температури тіла:

$$\frac{r_{\lambda T}}{a_{\lambda T}} = f(\lambda, T). \quad (6.7)$$

Цей закон визначає, що чим сильніше тіло поглинає певне випромінювання, тим сильніше це випромінювання й випускатиме. Для АЧТ $a_{\lambda T} = 1$, а тому закон Кірхгофа можна записати так:

$$r_{\lambda T}^{\text{АЧТ}} = f(\lambda, T). \quad (6.8)$$

Отже, *універсальна функція Кірхгофа є випромінювальною здатністю АЧТ*.

Тоді закон Кірхгофа для не чорного тіла має вигляд:

$$\frac{r_{\lambda T}}{a_{\lambda T}} = r_{\lambda T}^{\text{АЧТ}}. \quad (6.9)$$

Із закону Кірхгофа випливає, що найважливішим завданням теорії теплового випромінювання є визначення універсальної функції Кірхгофа. Проте спочатку вдалося на підставі експериментів дістати графічну залежність випромінювальної здатності АЧТ від довжини хвилі випромінювання при різних температурах тіла (рис. 6.2). Проаналізуємо здобуті залежності від λ і T . По-перше, для різних довжин хвиль кількість випромінюваної електромагнітної енергії різна. Абсолютно чорне тіло майже не випромінює енергії в області дуже малих і дуже великих довжин хвиль. По-друге, графіки мають точку перегину, тобто існує довжина хвилі, якій відповідає максимальне значення випромінюваної енергії. По-третє, площа, обмежена кривою і віссю абсцис, визначає енергетичну світність АЧТ: $R_e = S$.

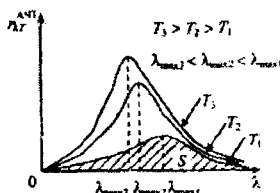


Рис. 6.2

Експериментально встановлено такі закони теплового випромінювання.

Закон Стефана-Больцмана: енергетична світність АЧТ пропорційна до четвертого степеня його абсолютної температури T :

$$R_e = \sigma T^4. \quad (6.10)$$

де σ – стала Стефана-Больцмана. Для визначення випромінювальної здатності сірого тіла праву частину рівності треба помножити на коефіцієнт сірості цього тіла.

Перший закон Віна: максимальна довжина хвилі, на яку припадає

максимальне значення випромінювальної здатності АЧТ, обернено пропорційна до його абсолютної температури T :

$$\lambda_{\text{max}} = \frac{b_1}{T}, \quad (6.11)$$

де b_1 – перша стала Віна.

Другий закон Віна: максимальна випромінювальна здатність АЧТ пропорційна до п'ятого степеня його абсолютної температури T :

$$r_{\lambda,T}^{\text{max}} = b_2 T^5, \quad (6.12)$$

де b_2 – друга стала Віна.

Об'єднавши обидва закони Віна, можна сформулювати закон **зміщення Віна**: з підвищенням абсолютної температури АЧТ довжина хвилі, на яку припадає максимум випромінювальної здатності, зміщується в область коротких довжин хвиль.

Теорія теплового випромінювання

Багато вчених теоретично досліджували функцію Кірхгофа методами класичної фізики, намагаючись вивести теоретичну формулу, яка б описувала експериментальну криву $r_{\lambda,T}^{\text{АЧТ}} = f(\lambda, T)$. Серед них Д. Релей і Д. Джінс. Вони виходили з уявлень класичної фізики про те, що енергія будь-якої системи може змінюватися неперервно, набуваючи як завгодно близьких значень. Ці дослідники припускали, що на кожне електромагнітне коливання припадає в середньому енергія, яка дорівнює двом половинам kT – одна відповідає електричній, друга – магнітній енергії хвилі.

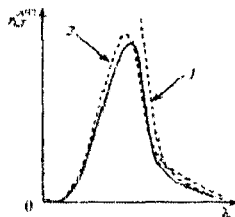


Рис. 6.3

Формула Релея-Джінса має вигляд:

$$f(\omega, T) = \frac{\omega^2}{4\pi^2 c^2} kT, \quad (6.13)$$

де ω – циклічна частота; c – швидкість світла у вакуумі; k – стала Больцмана; T – абсолютна температура тіла.

Результати, здобуті за цією формулою, збігаються з експериментальними даними лише при великих довжинах хвиль і різко розходяться з дослідом для малих довжин хвиль (рис. 6.3, крива 1). Визначимо енергетичну світімість АЧТ за формулою Релея-Джінса, обчисливши інтеграл від $f(\omega, T)$, який при всіх значеннях температури прямує у нескінченність:

$$R_1 = \int_0^{\infty} \frac{\omega^3}{4\pi^2 c^3} kT d\omega = \infty$$

За законом Стефана-Больцмана енергетична світимість АЧТ має бути скінченною величиною. Функція $f(\omega, T)$ монотонно зростає і не має максимуму, що не відповідає законам Віна.

Отже, методами теоретичної класичної фізики не вдалося знайти таку формулу для визначення функції Кірхгофа $f(\omega, T)$, за якою здобуті результати збігалися б з експериментальними даними в усьому діапазоні частот або довжин хвиль.

Цей випадок дістав назву «фіолетової катастрофи».

Уперше знайшов правильний вираз для функції Кірхгофа $f(\lambda, T)$ і теоретично обґрунтував спектральні закономірності теплового випромінювання видатний німецький учений Макс Планк. Для цього йому довелося ввести **квантову гіпотезу**, зовсім чужу класичній фізиці. Згідно з цією гіпотезою енергія осцилятора може мати тільки певні **дискретні значення, які дорівнюють цілій кількості елементарних порцій – квантів енергії ϵ_0** :

$$\epsilon = n \epsilon_0, \quad (6.14)$$

де $n = 0, 1, 2, 3, \dots$

Елементарний квант енергії пропорційний до частоти ν випромінювання:

$$\epsilon_0 = h\nu, \quad (6.15)$$

де h – універсальна стала, яку згодом було названо сталою Планка.

Тоді формула Планка для випромінювальної здатності АЧТ, тобто функція Кірхгофа $f(\lambda, T)$, має вигляд:

$$f_{\lambda T}^{\text{АЧТ}} = \frac{2\pi h c^2}{\lambda^5} \frac{1}{e^{hc/\lambda kT} - 1}. \quad (6.16)$$

Ця формула повністю збігається з експериментальними даними (рис. 6.3, крива 2). З формули Планка випливають усі закони теплового випромінювання.

Таким чином, формула Планка повністю описує рівноважне теплове випромінювання.

На засіданні Німецького фізичного товариства 14 грудня 1900 року Макс Планк зробив доповідь, подавши теоретичне доведення формули $f_{\lambda T}^{\text{АЧТ}} = f(\lambda, T)$, яке ґрунтується на квантовій гіпотезі. Ця обережно сформульована Планком ідея згодом розвинулася в глибоку теорію.

14 грудня 1900 р. вважається днем народження нової – квантової фізики.

За великий внесок М. Планка в розвиток квантової фізики А. Ейнштейн назвав універсальну сталу h – найважливішу константу квантової фізики сталою Планка, $h = 6,62 \cdot 10^{-34}$ Дж·с.

Застосування законів теплового випромінювання

Закони теплового випромінювання застосовуються для вимірювання температури розжарених тіл і тіл, які світяться, віддалених від спостерігача

(зірки), якщо не можна використовувати звичайні термометри розширення, терморезистори або термопари. Сукупність методів вимірювання високих температур, які ґрунтуються на використанні залежності випромінювальної здатності досліджуваного тіла або його енергетичної світимості від температури, називається *оптичною пірометрією*. Прилади, які застосовуються для цих цілей, називаються *пірометрами*.

Світіння розжарених тіл широко використовується для виготовлення джерел світла. Перші лампи розжарювання зробив О. М. Лодигін ще в 1873 році, а перші дугові лампи – П. М. Яблочков у 1876 році. Нині використовують лампи розжарювання з вольфрамовою ниткою, яка має велику тугоплавкість і стійкість до розпилювання при високих температурах нагрівання. Частина енергії, яка припадає на випромінювання видимого світла, у вольфраму значно більша, ніж у абсолютно чорного тіла, нагрітого до тієї самої температури. Лампи розжарювання ще заповнюють інертним газом, щоб зменшити швидкість розпилювання вольфраму. Температура розігрівання вольфрамової нитки в області довжин хвиль, які відповідають денному світлу $\lambda_{\text{нм}} = 5500$ нм, дорівнює 2500–3000 К. Енергетичний коефіцієнт сучасних ламп розжарювання не перевищує 5 %, тобто не більш як 5 % енергії, витраченої в лампі, випромінюється нею у вигляді видимого світла.

6.1.2 Фотоелектричний ефект

Закони фотоелектричного ефекту

У 1887 році Г. Герц установив, що при опромінюванні негативного іскрового розрядника ультрафіолетовими променями розряд відбувається при меншій напрузі між електродами, ніж за відсутності такої дії. Протягом 1888 – 1890 років О. Г. Столетов докладно вивчав дію світла на заряджені тіла. Схему дослідів Столетова наведено на рис. 6.4.

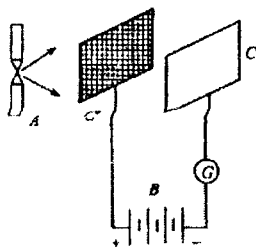


Рис. 6.4

Одна обкладка плоского конденсатора являє собою мідну сітку C' , а друга – цинкову пластину C . Конденсатор через гальванометр G увімкнено в коло батареї B . Під час опромінювання негативно зарядженої пластини C дугою A в колі виникає електричний струм, який вимірюється гальванометром G . Цей струм дістав назву *фотоструму*. Освітлення позитивно зарядженої обкладки C' не викликає появи фотоструму.

Цим було експериментально доведено, що під дією світла метал втрачає від'ємно заряджені частинки. За відхиленням цих частинок у магнітному полі було виміряно їхній питомий заряд, що дорівнював

$$\frac{e}{m} = 1,759 \cdot 10^{11} \text{ К/кг}.$$

Таким чином, установлено, що це *електрони*.

Явище виривання електронів із твердих і рідких речовин під дією світла називається зовнішнім фотоелектричним ефектом.

Дослідами було встановлено, що фотоелектр залежить як від хімічної природи металу, так і від стану його поверхні. Навіть дуже маленькі забруднення поверхні металу істотно впливають на фотоemisію електронів. Тому для вивчення фотоелектру користуються вакуумною трубкою. На рис. 6.5 зображено схему досліду для вивчення фотоелектру.

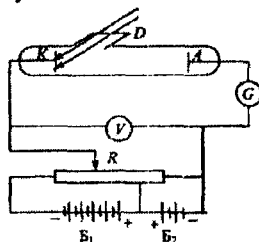


Рис. 6.5

Нехай катод K , на поверхню якого нанесено досліджуваний метал, опромінюється монохроматичним світлом з частотою ν і сталою інтенсивністю I_1 . Світло проходить у трубку через вікно D . Гальванометр G зафіксує появу фотоелектру в колі. За допомогою батареї B_1 можна подавати прискорювальну різницю потенціалів між катодом і анодом, значення якої регулюється потенціометром R та вимірюється вольтметром V . Змінюючи напругу і вимірюючи фотоелектр у колі, можна побудувати залежність фотоелектру I від напруги U . Ця залежність називається *характеристикою фотоелемента*.

Столетов на підставі своїх вимірювань установив такі закони зовнішнього фотоелектру:

1. Кількість фотоелектронів n , які вириваються з катода за одиницю часу, пропорційна до інтенсивності світла.

2. Максимальна початкова швидкість $v_{\max}$ фотоелектронів визначається частотою світла і не залежить від його інтенсивності.

3. Для кожної речовини існує червона межа фотоелектру, тобто мінімальна частота ν_0 , або максимальна довжина хвилі λ_0 , світла, при якій ще спостерігається зовнішній фотоелектр. Значення ν_0 або λ_0 залежать від хімічної природи речовини і стану її поверхні.

4. Фотоелектр – явище безінерційне, тобто електрони вилітають миттєво (10^{-8} с) після падіння світла на поверхню речовини.

Теорія фотоелектричного ефекту

На підставі хвильової теорії світла пояснити закони фотоелектричного ефекту не вдалося. З погляду класичної фізики ефект має залежати від властивостей речовини і кількості енергії, яку поглинає одиниця поверхні речовини. Але зовсім не має значення, якого типу випромінювання поглинається речовиною, тобто фотоефект мав би спостерігатися при всіх значеннях довжин хвиль. Проте досліди доводять, що він істотно залежить від спектрального складу випромінювання.

Уперше механізм фотоефекту пояснив у 1905 році А. Ейнштейн, ґрунтуючись на квантових уявленнях.

Положення квантової теорії фотоефекту

- Випромінювання складається з матеріальних частинок – квантів випромінювання, або фотонів. Енергія кожного фотона випромінювання певної частоти ν подається у вигляді:

$$\epsilon = h\nu, \quad (6.17)$$

де h – стала Планка, яку звів цей учений, пояснюючи закони теплового випромінювання.

Корпускулярні властивості має саме випромінювання.

Енергія випускається під час випромінювання порціями $h\nu$ але тому, що ніяких інших порцій випромінювання частотою ν в природі існувати не може. Монохроматичне випромінювання частотою ν складається завжди із цілої кількості фотонів, енергія кожного з яких дорівнює $h\nu$. Таке випромінювання випускається і поглинається тільки порціями енергії $h\nu$.

- Під час поглинання випромінювання частотою ν кожний із електронів речовини може поглинути один фотон, набувши при цьому енергії $h\nu$.

- Якщо енергії фотона достатньо для того, щоб електрон міг виконати роботу виходу, спостерігатиметься фотоефект.

Висновки з квантової теорії фотоефекту

- Розподіл електронів за швидкостями залежить тільки від частоти випромінювання і не залежить від його інтенсивності. Кожний акт поглинання електроном фотона відбувається незалежно від інших.

- Збільшення інтенсивності випромінювання означає зростання кількості фотонів, що падають на речовину і, відповідно, поглинаються нею. У свою чергу, збільшується кількість фотоелектронів, які вилітають із речовини, тобто зростає фотострум насичення.

- У процесі опромінювання речовини світлом частотою ν фотоефект спостерігається тоді, коли енергія фотона більша або дорівнює роботі виходу $A_{\text{вих}}$ електрона:

$$h\nu \geq A_{\text{вих}}. \quad (6.18)$$

Тоді можна визначити граничну частоту ν_0 , або червону межу λ_0 фотоефекту:

$$h\nu = A_{\text{вих}}, \text{ звідки } \nu_0 = \frac{A_{\text{вих}}}{h}, \text{ або } \lambda_0 = \frac{hc}{A_{\text{вих}}}.$$

Отже, квантова теорія фотоефекту дає змогу доводити всі експериментальні закони фотоефекту.

Із квантової теорії випливає **закон збереження енергії під час фотоефекту** або **рівняння Ейнштейна для фотоефекту**:

$$h\nu = A_{\text{вих}} + \frac{mv_{\text{max}}^2}{2}, \quad (6.19)$$

де m – маса спокою фотоелектрона; v_{max} – максимальна швидкість фотоелектрона. Найбільшу швидкість і кінетичну енергію матимуть електрони, які вириваються з найвищого енергетичного рівня в металі.

Закон збереження енергії для таких електронів формулюється так: енергія фотона, що падає на поверхню речовини, витрачається на виконання роботи виходу електроном з поверхні металу і надання фотоелектрону кінетичної енергії.

Характеристики фотона

Отже, розвинувши квантову гіпотезу Планка, Ейнштейн дійшов висновку, що під час поширення в просторі і поглинання речовиною світло поводить як потік частинок – фотонів.

1. Швидкість фотона V дорівнює швидкості світла $c = 3 \cdot 10^8$ м/с.

2. Фотон – релятивістська частинка, а отже, його маса має визначатися за формулою:

$$m_\phi = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}, \quad (6.20)$$

де m_0 – маса спокою фотона.

З того, що швидкість фотона дорівнює швидкості світла, випливає, що його маса прямує до нескінченності.

Невизначеність такого виду вища математика розв'язує за умови, що **маса спокою фотона дорівнює нулю**: $m_0 = 0$.

Цей висновок можна легко зрозуміти. Справді, фотон – частинка світла. А хіба можна уявити собі світло, яке зупинилося?!

3. Енергія одного фотона як кванта світла дорівнює: $\varepsilon = h\nu$. Проте енергія будь-якої релятивістської частинки визнається за формулою: $\varepsilon = mc^2$. Якщо фотон одночасно частинка і квант світла, дістасмо формулу для визначення **маси** m_ϕ фотона:

$$h\nu = m_\phi c^2, \text{ звідки } m_\phi = \frac{h\nu}{c^2}. \quad (6.21)$$

4. Імпульс фотона дорівнює добутку маси на швидкість:

$$p = m_\phi c = \frac{h\nu}{c} = \frac{h}{\lambda}. \quad (6.22)$$

Це дуже цікавий результат! Характеристики частинок – маса, імпульс – у фотона залежить від частоти або довжини хвилі світла!

Таку властивість називають корпускулярно-хвильовим дуалізмом світла,

тобто світло має властивості частинки і хвилі одночасно.

Межа поділу цих властивостей – частота світла. Зі збільшенням частоти світла його корпускулярні властивості виявляються сильніше і, навпаки, зі зменшенням частоти світла виявляються сильніше хвильові властивості. Тому вперше явище фотоелектричного ефекту спостерігалось саме при опромінюванні металевго катода ультрафіолетовим випромінюванням.

Практичне застосування фотоелектру

Фотоелектр широко застосовується в науці і техніці для реєстрації і зміни світлових потоків, для перетворення енергії світла на енергію електричного поля. Використання фотоелектру дало змогу створити звукове кіно й телебачення, уможливило бачення в темряві. Використовують фотоелементи із зовнішнім фотоелектом, в яких світлова енергія, що падає на поверхню катода, перетворюється на енергію електричного струму. Електричний опір напівпровідників зменшується під час опромінювання; цю властивість використовують у фотоопорах. Виникнення фотоЕРС під час опромінювання області контакту двох різних напівпровідників використовують у фотодіодах для безпосереднього перетворення світлової енергії на електричну. Фотоелектронні помножувачі, які посилюють у багато разів початковий фотострум, дають змогу реєструвати випромінювання дуже малої інтенсивності – навіть в один квант.

6.1.3 Тиск світла

Якщо будь-яке тіло, що має масу й імпульс, падає на поверхню, воно чинить тиск P , який визначається за формулою:

$$P = \frac{F}{S},$$

де F – сила тиску; S – площа поверхні.

Тоді, якщо світло падає на поверхню, то й фотон має діяти на неї так само, тобто чинити тиск. Уперше було експериментально встановлено і виміряно світловий тиск у 1900 році П. М. Лебедевим (рис. 6.6). Прилад складався з легкого каркаса з укріпленими на ньому крильцями. Деякі крильця 1 були чорними, а поверхня інших 2 була дзеркальною.

Вони підвішувалися на тонкій пружній нитці 3 всередині скляного балона, повітря з якого було відпомповано. Світловий тиск на крильця визначався розміром кута, на який закручувалася нитка. З квантового погляду тиск світла на поверхню будь-якого тіла зумовлений тим, що під час зіткнення з цією поверхнею кожний фотон передає їй свій імпульс. Тиск світла можна визначити за формулою:

$$p = \frac{nh\nu}{c}(1 + \rho). \quad (6.23)$$

де n – кількість фотонів в одиниці об'єму випромінювання, що падає на поверхню; ρ – коефіцієнт відбиття фотонів.

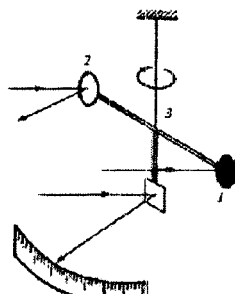


Рис. 6.6

Для **чорної поверхні** $\rho = 0$, для **дзеркальної** – $\rho = 1$. Таким чином, тиск світла на дзеркальну поверхню вдвічі більший, ніж на чорну. Цей висновок збігається з результатами дослідів Лебедева. Світловий тиск дуже малий. Наприклад, сила тиску сонячних променів на 1 м^2 чорної поверхні становить $4 \cdot 10^{-6} \text{ Н}$.

6.1.4 Ефект Комптона

У 1923 році А. Комптон установив, що під час проходження рентгенівських променів через парафін **вони розсіювалися атомами речовини на кут θ і довжина хвилі розсіяного випромінювання збільшувалася**.

Принципову схему дослідів Комптона наведено на рис. 6.7.

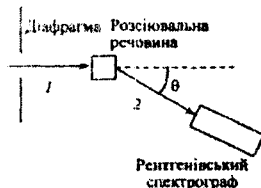


Рис. 6.7

Вузький пучок монохроматичних рентгенівських променів 1 проходить через діафрагму і потрапляє на «легку» розсіювальну речовину. Виходячи з речовини, промені 2 змінюють свій напрям поширення відносно попереднього на кут θ , тобто розсіюються, а далі потрапляють у приймач – рентгенівський спектрограф, де вимірюється довжина хвилі розсіяного випромінювання. Досліди Комптона показали, що довжина хвилі λ' розсіяного випромінювання більша за довжину хвилі λ падаючого

$$\Delta\lambda = \lambda' - \lambda = 2\lambda_c \sin^2 \frac{\theta}{2}, \quad (6.24)$$

де $\lambda_c = 2,43 \cdot 10^{-12} \text{ м}$ – комптонівська довжина хвилі електрона.

Класична теорія розсіювання світла не могла пояснити ефект Комптона. Цей ефект дуже просто пояснює квантова теорія світла. Ефект Комптона спостерігається на вільному електроні, який перебуває в стані спокою. Вільний електрон – це зовнішній електрон, який слабо зв'язаний зі своїм атомом. Стан

спокую електрона – це поняття відносне. Порівняно зі швидкістю світла його швидкість руху можна вважати дуже малою. Ефект спостерігається під час розсіювання фотонів великих енергій – рентгенівських променів. Отже, «кулька» – фотон зіштовхується з «кулькою» – електроном. Електрон набуває практично всієї енергії падаючого фотона, енергія якого відповідно зменшується, і виходить далеко за межі атома. Падаючий фотон після зіткнення змінює напрям руху: «кульки» розлітаються в різні боки. На рис. 6.8 зображено векторну діаграму імпульсів під час зображено векторну діаграму імпульсів під час розсіювання: $\vec{p}_\phi, \vec{p}'_\phi, \vec{p}_e$ – імпульс відповідно падаючого та розсіяного фотона й електрона. Електрон називають *електроном віддачі*. Дослід показує, що електрон набуває швидкості, яка приблизно дорівнює швидкості світла.

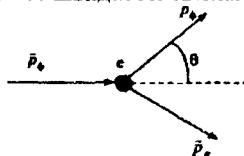


Рис. 6.8

Для того щоб підтвердити правильність такої схеми розсіювання фотона, необхідно теоретично довести експериментально здобуту формулу для визначення зміни довжини хвилі $\Delta\lambda$, рентгенівських променів.

А. Комптон уперше використав квантовий підхід для розв'язування цієї задачі.

Під час зіткнення «кульок» мають виконуватися закони збереження енергії та імпульсу:

$$h\nu + m_0c^2 = h\nu' + mc^2,$$

$$\vec{p}_\phi = \vec{p}'_\phi + \vec{p}_e.$$

де $h\nu$, $h\nu'$, m_0c^2 , mc^2 – енергія відповідно падаючого та розсіяного фотона, енергія спокою і повна енергія електрона віддачі. Використавши зв'язок енергії та імпульсу у вигляді

$$h\nu = cp_\phi,$$

а також

$$mc^2 = c\sqrt{p_e^2 + m_0^2c^2} + cp'_\phi,$$

після перетворень дістанемо формулу для визначення зміни довжини хвилі $\Delta\lambda$ при розсіюванні рентгенівських променів:

$$\Delta\lambda = \lambda' - \lambda = 2 \frac{h}{m_0c} \sin^2 \frac{\theta}{2}. \quad (6.25)$$

Якщо порівняти здобуту формулу з формулою (6.24), можна помітити, що комптонівська довжина хвилі електрона обчислюється так:

$$\lambda_e = \frac{h}{m_0c} = 2,42621 \cdot 10^{-12} \text{ м}. \quad (6.26)$$

Знайдене значення λ_e збігається з експериментальним.

Отже, *квантова теорія правильно пояснює ефект Комптона.*

Відмітимо, що в області невеликих частот або довгих хвиль, квантові властивості світла виявляються слабо і висновок класичної теорії світла про незмінність довжини хвилі (або частоти) при розсіюванні світла в каламутному середовищі правильний. Однак в області великих частот, або коротких хвиль, *квантові властивості світла стають визначальними*.

6.1.5 Корпускулярно-хвильовий дуалізм речовини

Гіпотеза де Бройля

Зважаючи на єдність законів природи та її властивостей, у 1924 році французький учений Луї де Бройль висуває сміливе припущення: *електрону притаманні хвильові властивості*.

Це означає, що руху електрона, як і фотона, відповідає хвильовий процес. Де Бройль припустив, що між корпускулярними і хвильовими характеристиками електрона існує такий самий зв'язок, як і між відповідними характеристиками фотона. Імпульс фотона

$$p = m_0 c = \frac{h\nu}{c} = \frac{h}{\lambda}.$$

Звідси можна знайти довжину хвилі де Бройля для електрона:

$$\lambda_e = \frac{h}{p} = \frac{h}{mv}. \quad (6.27)$$

Зв'язок між імпульсом p частинки та її кінетичною енергією W має вигляд:

$$p = \sqrt{2mW}. \quad (6.28)$$

Тоді довжина хвилі де Бройля

$$\lambda_e = \frac{h}{\sqrt{2mW}}. \quad (6.29)$$

Для електрона, який прискорюється електричним полем з різницею потенціалів $\Delta\varphi$ і набуває кінетичної енергії за рахунок роботи електричного поля, довжина хвилі де Бройля

$$\lambda_e = \frac{h}{\sqrt{2me\Delta\varphi}} = \frac{123}{\sqrt{\Delta\varphi}} \cdot 10^{-10} \text{ м}. \quad (6.30)$$

Дуже цікаве й сміливе припущення де Бройля можна прийняти, перевіривши його експериментально. Який же експеримент потрібно поставити? Щоб відповісти на це запитання, спочатку визначимо за формулою (6.30) довжину хвилі де Бройля.

Прискорювальні електричні поля у звичайних електронних приладах мають різницю потенціалів від 1 до 10^4 В. Відповідно довжина хвилі електрона, який пройшов таку прискорювальну різницю потенціалів, становить від 10 до 0,1 А. Такий самий діапазон довжин хвиль відповідає звичайним рентгенівським променям. Відомо, що рентгенівські промені можуть дифрагувати на кристалічних решітках металів.

Можна припустити, що й для хвиль де Бройля має існувати дифракція на кристалах. У 1927 році Девісон і Джермер виконали експерименти з дифракції хвиль де Бройля.

На рис. 6.9 зображено принципову схему дослідів Девісона і Джермера.

Пучок 1 монохроматичних електронів із електронної гармати P падає на

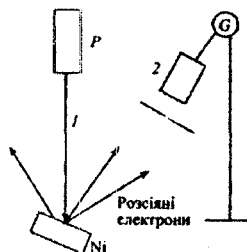


Рис. 6.9

поверхню кристала нікелю, структуру якого було добре вивчено за даними рентгеноструктурного аналізу. Розсіяні поверхнею кристала електрони потрапляли на спеціальний електрод 2, який з'єднано з гальванометром G. Приймач електронів 2 рухався так, що ловив електрони, розсіяні під різними кутами. Отже, для електронів, які мали енергію 54 еВ, для кута відбиття 50° було отримано перший дифракційний максимум. Довжина хвилі, визначена за формулою Вульфа-Брегів згідно зі здобутими експериментально даними, дорівнює $1,67 \cdot 10^{-10}$ м.

За формулою (6.30) для електронів, які мають енергію 54 еВ, визначили довжину хвилі де Бройля, що також дорівнює $1,67 \cdot 10^{-10}$ м. Результати експерименту і теоретичні розрахунки збігаються, а тому гіпотезу де Бройля підтверджено.

Хвильові властивості притаманні взагалі будь-якій частинці, яка має масу і швидкість.

Згодом спостерігалася дифракція нейтронів, атомів і навіть молекул. На рис. 6.10 наведено фотографію дифракційної картини електронів, а на рис. 6.11 – фотографію дифракційної картини нейтронів.

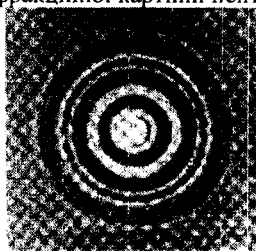


Рис. 6.10

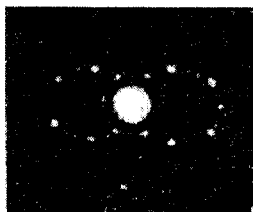


Рис. 6.11

І знову запитання: чому хвильових властивостей не виявлено в макроскопічних тіл, наприклад у кулі, що летить?

Визначимо довжину хвилі де Бройля для кулі. Нехай маса кулі дорівнює 10^{-3} кг, а її швидкість – 100 м/с. Довжина хвилі де Бройля такої кулі становить $6,62 \cdot 10^{-33}$ м! Таку малу довжину хвилі жодними дифракційними методами визначити не можна! Тому хвильові властивості в макроскопічних тіл практично відсутні.

Відповідь на запитання про хвильові властивості макроскопічних тіл можна дістати, урахувавши особливості формул квантової фізики, а саме: вони всі містять сталу Планка.

Якщо характеристики тіла або його руху мають значення набагато більші, ніж стала Планка $\hbar$, тобто у формулах можна знехтувати значенням $\hbar$ і вважати, що $\hbar \rightarrow 0$, тоді результати квантової фізики збігаються з висновками класичної фізики. Якщо ж у формулах квантової фізики не можна знехтувати значенням $\hbar = 6,62 \cdot 10^{-34}$ Дж $\cdot$ с, завжди діставатимемо некласичні результати!

Висновок: будь-якій частинці, що має масу і швидкість, відповідає хвильовий процес. Як тоді розуміти хвилі де Бройля? Щоб дати відповідь на це запитання, розглянемо ще один аспект опису поведінки елементарної частинки.

Отже, **електрон – це складний матеріальний об'єкт, який має хвильові властивості**. Які ж розміри електрона і яку область простору він заповнює, тобто яка локалізація електрона?

Згадаємо, що розуміє під локалізацією точкового об'єкта класична фізика.

1. Матеріальна точка одночасно характеризується певними значеннями координати x та імпульсу p_x :

$$v_x = \frac{dx}{dt} \text{ і } p_x = mv_x = m \frac{dx}{dt}.$$

2. Скупність послідовних положень точки, яка рухається, утворює певну лінію в просторі – траєкторію руху.

3. Принцип причинності дає змогу визначити положення та імпульс точки на її траєкторії в будь-який наступний момент часу. Якщо відоме значення сили F_x , яка діє на точку в будь-який момент часу, то можна визначити координату dx та імпульс dp_x у наступні проміжки часу dt :

4.

$$m \frac{d^2x}{dt^2} = F_x,$$

звідки

$$\frac{dp_x}{dt} = F_x \text{ і } \frac{dx}{dt} = \frac{1}{m} p_x.$$

Спробуємо застосувати такий самий підхід до опису локалізації електрона – хвилі де Бройля. Хвиля являє собою протяжний об'єкт, який заповнює певну область простору, вона не може бути скупчена в одній точці з координатою x . Тому говорити про траєкторію руху хвилі як про лінію немає сенсу! Водночас точно визначити координату та імпульс хвилі де Бройля в принципі неможливо.

Висновок: класичне (п. 1, 2 і 3) тлумачення локалізації електрона в квантовій механіці в принципі незастосовне!

Одночасно координату та імпульс частинки можна вказати з певним ступенем невизначеності, який задається співвідношеннями **невизначеностей Гейзенберга**:

$$\begin{aligned} \Delta x \Delta p_x &\geq \hbar; \\ \Delta y \Delta p_y &\geq \hbar; \\ \Delta z \Delta p_z &\geq \hbar, \end{aligned} \quad (6.31)$$

де Δx , Δy , Δz – невизначеності координат; Δp_x , Δp_y , Δp_z – невизначеності проекцій імпульсу на осі координат; $\hbar = \frac{h}{2\pi}$ стала Планка з рискою.

Невизначеність координат можна розуміти як інтервали координат, в яких може локалізуватись частинка. Невизначеність проекцій імпульсу на осі координат – це інтервали, в яких містяться проєкції імпульсу частинки. Справді, якщо ми застосуємо правила класичної фізики до визначення локалізації хвиль де Бройля, наприклад вважатимемо, що $\Delta p_x = 0$, то $\Delta x = \infty$, тобто про місце, де буде локалізовано частинку, нічого сказати не можна. Її з однаковою ймовірністю можна виявити в будь-якій точці простору. Навпаки, якщо $\Delta x = 0$, то $\Delta p_x = \infty$. Отже, значення імпульсу частинки зовсім не визначається.

Висновок: у квантовій фізиці існує принципова межа точності вимірювань. Вона випливає з природи речей, і її не можна перевищити жодним удосконаленням приладів і методів вимірювання.

Співвідношення невизначеностей Гейзенберга і встановлюють одну з таких меж. Співвідношення невизначеностей Гейзенберга можна також записати для часу та енергії:

$$\Delta t \Delta \varepsilon \geq \hbar, \quad (6.32)$$

де Δt – невизначеність часу; $\Delta \varepsilon$ – невизначеність енергії.

Це співвідношення означає, що чим менший час існування будь-якого стану або час, призначений для його спостереження, тим з меншою певністю можна говорити про енергію цього стану. Навпаки, чим більший цей час, тим з більшою точністю визначається енергія стану. Якщо стан стаціонарний, то він може існувати нескінченно довго. Саме з цієї причини енергія стаціонарного стану має цілком певне значення. Принцип невизначеностей Гейзенберга, сформульований у 1927 році, є важливим кроком в інтерпретації закономірностей мікросвіту і будови квантової механіки.

Співвідношення невизначеностей Гейзенберга мають *межу застосовності*: якщо характеристики тіла або його руху мають значення, набагато більші, ніж стала Планка $\hbar$, то співвідношення невизначеностей дають висновки класичної фізики.

А як же все-таки визначити положення електрона – хвилі де Бройля у просторі?

Хвилі де Бройля мають статистичне значення: інтенсивність хвилі, тобто квадрат модуля амплітуди хвилі $|A^2|$, у будь-якому місці простору пропорційна до ймовірності, з якою можна знайти частинку в цьому місці.

Хвильова функція

У квантовій фізиці для опису розподілу ймовірності знаходження частинки в даний момент часу в якійсь області простору вводиться деяка функція $\psi(x, y, z)$, яка називається

хвильовою функцією або псі-функцією. Фізичне значення псі-функції: імовірність dP того, що частинка міститься в елементарному об'ємі dV , пропорційна до квадрата модуля псі-функції $|\psi^2|$ та елементарного об'єму:

$$dP = |\psi|^2 dV. \quad (6.33)$$

Фізичний зміст має не сама ψ -функція, а квадрат її модуля, який визначає ймовірність перебування частинки в даній точці простору. Інакше кажучи, величина $|\psi|^2$ визначає інтенсивність хвиль де Бройля. Хвильова функція має задовольняти умову, яка називається **умовою нормування ймовірностей**:

$$\int \int \int |\psi|^2 dx dy dz = 1 \quad (6.34)$$

Цей інтеграл по безмежному нескінченному простору. Умова нормування ймовірностей означає, що перебування частинки десь у просторі є достовірною подією, і її ймовірність дорівнює 1.

Рівняння Шредінгера

У квантовій механіці постає важлива проблема про відшукування такого рівняння, яке б мало таке саме значення, як рівняння руху Ньютона для класичної механіки. Нагадаємо, що рівняння Ньютона дають змогу за відомими силами, які діють на тіло, і певними початковими умовами визначити для будь-якого моменту часу координати тіла та його швидкість, тобто описати рух тіла в просторі і часі. Розв'язуючи аналогічну задачу в квантовій механіці, необхідно врахувати те, що частинки мають хвильові властивості. Положення частинки описується завданням ψ -функції, тому рівняння має бути хвильовим.

Основне рівняння квантової механіки було знайдено у 1926 році Е. Шредінгером. Воно постулюється.

Правильність рівняння Шредінгера підтверджується тим, що висновки квантової механіки, здобуті на підставі цього рівняння в атомній та ядерній фізиці, дуже добре узгоджуються з дослідами. Рівняння Шредінгера має вигляд:

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \Delta \psi + U \psi = i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t}, \quad (6.35)$$

де

$$\Delta \psi = \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2}.$$

i – уявна одиниця; m – маса частинки; U – її потенціальна енергія.

Це часове рівняння. Але дуже часто важливо знайти стаціонарні розв'язки рівняння Шредінгера, які не містять часу. Вони мають значення для тих задач, в яких потенціальна енергія не залежить від часу, а залежить тільки від координат, тобто $U = U(x, y, z)$.

Таке рівняння називається **стаціонарним** рівнянням Шредінгера:

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} + \frac{2m}{\hbar^2} (E - U) \psi = 0. \quad (6.36)$$

Значення енергії E – повної енергії частинки, при яких має розв'язок це диференціальне рівняння, називаються **власними значеннями енергії**. Власному значенню енергії E відповідає **власна функція** ψ .

Якщо потенціальна енергія залежить тільки від координати x , то рівняння Шредінгера називається **одновимірним** і набирає вигляду:

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{2m}{\hbar^2} (E - U) \psi = 0. \quad (6.37)$$

Рівняння Шредінгера дає змогу розв'язувати важливі практичні задачі і

розраховувати стаціонарні стани руху частинок у різних зовнішніх полях.

6.1.6 Необхідно зрозуміти, запам'ятати і вміти визначити

1. Що таке відбивальна здатність тіла ρ ?
2. Що таке поглинальна здатність тіла α ?
3. Що таке випромінювальна здатність тіла?
4. Абсолютно чорне тіло.
5. Абсолютно біле тіло.
6. Абсолютно сіре тіло.
7. Що таке здатність тіла до випромінювання?
8. Закон Кірхгофа для теплового випромінювання.
9. Модель абсолютно чорного тіла.
10. Закон Стефана-Больцмана.
11. Формула Віна.
12. Закон зміщення Віна.
13. Закон Релея-Джінса. Ультрафіолетова катастрофа.
14. Формула Планка для теплового випромінювання.
15. Фотони і їхні властивості.
16. Гальмівне випромінювання. Короткохвильова межа гальмівного випромінювання.
17. Фотоефект.
18. Ефект Комптона.
19. Гіпотеза де Бройля. Хвилі де Бройля.
20. Невизначеності Гейзенберга.
21. Хвильова функція. Рівняння Шредінгера.

6.2 КВАНТОВА ТЕОРІЯ АТОМІВ

6.2.1 Спектр атома водню. Теорія Бора для атома водню

Протягом багатьох років спектр випромінювання водню вивчав швейцарський фізик І. Бальмер і в 1885 році встановив, що довжини хвиль відомих на той час дев'яти ліній спектра можна обчислити за формулою:

$$\frac{1}{\lambda} = R_{\infty} \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right), \quad (6.38)$$

де $R_{\infty} = 10\,967\,758 \text{ м}^{-1}$ – стала Рідберга; $n = 3, 4, 5, \dots$.

Спектр атома водню складається з окремих ліній і тому називається лінійчастим спектром.

Із (6.38) випливає, що спектральні лінії, які мають різні значення n , утворюють групу ліній – так звану **серію Бальмера**, розмішену у видимій частині спектра. Зі збільшенням числа n лінії цієї серії наближаються одна до одної і при $n = \infty$ існує межа серії Бальмера, їй відповідає довжина хвилі $3645,981 \cdot 10^{-10} \text{ м}$.

У 1908 році в інфрачервоній частині спектра **Ф. Пашен** виявив серію:

$$\frac{1}{\lambda} = R_{\infty} \left(\frac{1}{3^2} - \frac{1}{n^2} \right), \quad (6.39)$$

де $n = 4, 5, 6, \dots$

Подальшими дослідженнями спектра водню було встановлено, що в ньому спостерігаються ще чотири серії. **Серія Лаймена** спостерігається в далекій ультрафіолетовій частині спектра:

$$\frac{1}{\lambda} = R_{\infty} \left(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{n^2} \right), \quad (6.40)$$

де $n = 2, 3, 4, \dots$

Серія Брекета спостерігається в інфрачервоній частині спектра:

$$\frac{1}{\lambda} = R_{\infty} \left(\frac{1}{4^2} - \frac{1}{n^2} \right), \quad (6.41)$$

де $n = 5, 6, 7, \dots$

$$\frac{1}{\lambda} = R_{\infty} \left(\frac{1}{5^2} - \frac{1}{n^2} \right) \text{ і } \frac{1}{\lambda} = R_{\infty} \left(\frac{1}{6^2} - \frac{1}{n^2} \right),$$

де $n = 6, 7, 8, \dots$ – для **серії Пфунда** і $n = 7, 8, 9, \dots$ – для **серії Хемфрі**.

Отже, серії атома водню охоплюють весь оптичний діапазон електромагнітних хвиль і для них можна записати єдину формулу:

$$\frac{1}{\lambda} = R_{\infty} \left(\frac{1}{k^2} - \frac{1}{n^2} \right), \quad (6.42)$$

де k і n – цілі числа.

Формула (6.42) називається **серіальною формулою Бальмера–Рітца** для атома водню.

Також в інфрачервоній частині спектра спостерігаються відповідно **серії Пфунда**. Можна побачити, що для серії Лаймена $k=1$, для серії Бальмера $k=2$, для серії Пашена $k=3$, для серії Брекета $k=4$, для серії Пфунда $k=5$, для серії Хемфрі $k=6$. Для кожної серії завжди $n=k+1$, $n=k+2$, $n=k+3$ тощо. При $n = \infty$ всі довжини хвиль спектра водню збігаються відповідно до своїх меж.

Зрозуміло, що світло випромінюють атоми речовини. Тоді постає запитання:

Чому атом випромінює? Для того, щоб дати на нього відповідь, необхідно знати будову атома.

У 1911 році Е. Резерфорд, досліджуючи розсіювання α -частинок під час проходження їх через тонку металеву фольгу, доходить висновку, що в центрі атома в малій області об'ємом з лінійними розмірами 10^{-15} – 10^{-14} м зосереджено весь його позитивний заряд і практично всю масу. Цю область Резерфорд називає **ядром** атома. Навколо ядра в області з лінійними розмірами $\sim 10^{-10}$ м рухаються електрони, маса яких становить лише дуже малу частку маси ядра. Ядерна модель атома Резерфорда зовні нагадує Сонячну систему: у центрі системи міститься «сонце» – ядро, а навколо нього по орбітах рухаються «планети» – електрони. Тому її називають *планетарною*.

У найпростішому атомі – атомі водню – навколо ядра обертається один електрон. Орбіти електронів в атомі стаціонарні, атом – дуже стійка система, про що свідчать оптичні лінійчаті спектри атома водню та інших атомів, які характеризуються певним для всіх атомів даного елемента розташування спектральних ліній. Згідно з класичним розумінням моделі атома Резерфорда не можна пояснити стійкість атома та існування лінійчатого спектра його випромінювання атома. З погляду класичної електродинаміки електрон, обертаючись навколо ядра з прискоренням, має випромінювати електромагнітні хвилі.

Це випромінювання відбувається постійно, електрон поступово втрачає свою енергію і має рухатися по спіралі до ядра. Але тоді випромінювання атома має бути із суцільним спектром, а електрон неминуче має впасти на ядро, що призведе до руйнування атома. Насправді досліди показують таке:

- атом стійка система;
- атом випромінює енергію лише за певних умов;
- випромінювання атома має лінійчатий характер.

Вихід із глухого кута знайшов у 1913 році датський фізик Н. Бор.

Він створив теорію будови і випромінювання атома водню і воднеподібних атомів, яка ґрунтується на моделі атома Резерфорда. Однак йому довелося зробити припущення, зовсім чужі класичним уявленням. Ці припущення Бор сформулював як постулати.

Перший постулат Бора. Існують деякі стаціонарні стани атома, в яких він не випромінює енергію. Цим стаціонарним станам відповідають *певні* – стаціонарні орбіти, по яких рухаються електрони. Кожній орбіті відповідає *певне* значення енергії електрона. З віддаленням орбіти від ядра атома значення енергії електрона збільшується. Під час руху по стаціонарних орбітах електрони, незважаючи на існування в них прискорення, *не випромінюють* електромагнітні хвилі.

Другий постулат Бора. У стаціонарному стані атома електрон, рухаючись по коловій орбіті, повинен мати квантовані значення моменту імпульсу, які задовольняють умову:

$$L_n = mvr = n\hbar, \quad (6.43)$$

де $n = 1, 2, 3, \dots$

Третій постулат Бора. Під час переходу атома з одного стаціонарного

різко зменшується і т. д. Різке падіння сили струму пояснюється так: електрон проходять між катодом і сіткою через прискорювальне електричне поле, і їх кінетична енергія поступово збільшується. Вони зіштовхуються з атомами ртуті але зіштовхування має пружний характер і електрони поступово просуваються до сітки, долаючи слабеньке затримувальне електричне поле, потрапляють на анод. Силу струму в колі анода вимірює гальванометр.

Однак при певному значенні прискорювальної напруги електрони набувають електричному полі певного значення кінетичної енергії, їхні зіштовхування атомами ртуті стають непружними, і ці атоми поглинають усю кінетичну енергію електронів або її частину та переходять у збуджений стан. Кінетична енергія електронів зменшується, і вони, не маючи змоги подолати затримувальне поле сітки, не потрапляють на анод. При цьому сила струму в колі анода різко зменшується. З подальшим збільшенням напруги між катодом і сіткою ці процес повторюються.

З'ясувалося, що певне значення енергії електронів, яку можуть поглинає атоми ртуті, відповідає прискорювальній напрузі $U_1 = 4,86 \text{ В}$; $U_2 = 2 \cdot 4,86 \text{ В}$; $U_3 = 3 \cdot 4,86 \text{ В}$; $U_4 = 4 \cdot 4,86 \text{ В}$ і т. д., тобто кратне 4,86 В. Виходить, що **енергетичні стани атома дискретні і атом може поглинати тільки певні порції енергії:**

$$\Delta E_1 = E_2 - E_1, \Delta E_2 = E_3 - E_1 \text{ і т. д.},$$

де E_1, E_2, E_3 – енергія відповідно 1-го, 2-го, 3-го стаціонарного стану.

Отже, перший постулат Бора підтверджено!

Під час експериментів було виміряно довжину хвилі ультрафіолетового випромінювання, яке випускали збуджені електронним ударом атоми ртуті, вона дорівнювала $2,537 \cdot 10^{-7} \text{ м}$. Це випромінювання відбувалося під час переходу атом ртуті зі збудженого стану з енергією E_2 до основного енергетичного стану енергією E_1 .

Теоретичні розрахунки повністю збігаються з даними експерименту. **Отже підтверджено експериментально і третій постулат Бора!**

Другий постулат Бора?... Цей постулат експериментально не перевірявся і, як побачимо далі, виявився геніальною здогадкою Бора про **квантованість орбітального моменту імпульсу!**

Теорія Бора дає змогу обчислити радіуси орбіт електронів в атомі, енергії стаціонарного стану електрона в атомі, довести серіальну формулу Бальмера Рітца, дістати теоретичне значення сталої Рідберга.

Бор вважав, що рух електрона у воднеподібній системі відбувається по коловій орбіті радіуса r під дією кулонівської сили притягання до ядра, яка створює доцентрове прискорення:

$$\frac{mv^2}{r} = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r^2}, \quad (6.45)$$

де m – маса електрона; V – швидкість руху електрона по орбіті; e – заряд електрона; ϵ_0 – діелектрична стала.

Із другого постулату Бора визначимо швидкість руху електрона, підставимо в (6.45) і дістанемо формулу для визначення радіуса орбіти електрона:

$$r_n = \frac{4\pi\epsilon_0 \hbar^2}{m e^2} n^2, \quad (6.46)$$

де $n = 1, 2, 3, \dots$

Радіус першої орбіти Бора електрона при $n = 1$ такий:

$$r_1 = \frac{4\pi\epsilon_0\hbar^2}{me^2} = 0,529 \cdot 10^{-10} \text{ м}$$

Формулу для визначення радіусів орбіт електрона в атомі можна записати ще так:

$$r_n = n^2 r_1 \quad (6.47)$$

Отже, орбіти, по яких обертаються електрони в атомі, можуть мати не будь-які, а тільки певні **квантовані** значення, що визначаються цілим числом n .

Внутрішня енергія атома складатиметься з кінетичної енергії електрона та енергії взаємодії електрона з ядром:

$$E = \frac{mv^2}{2} - \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r} = \frac{1}{2} \frac{v^2}{4\pi\epsilon_0 r} \quad (6.48)$$

Підставивши радіус орбіти, дістанемо:

$$E_n = -\frac{me^4}{8h^2\epsilon_0^2} \frac{1}{n^2} \quad (6.49)$$

Енергія першого основного стану електрона при $n = 1$

$$E_1 = -\frac{me^4}{8h^2\epsilon_0^2} = -13,6 \text{ еВ} \quad (6.50)$$

Формулу для визначення внутрішньої енергії електрона в атомі можна записати ще так:

$$E_n = -E_1 \frac{1}{n^2} \quad (6.51)$$

Енергія електрона в атомі набуває низки квантованих значень, які визначаються цілим числом n .

Схему енергетичних рівнів атома водню наведено на рис. 6.14. Стрілками зображено переходи електронів, які відповідають випромінюванню різних серій у спектрі атома водню.

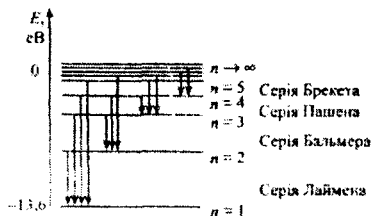


рис. 6.14

Якщо електрон в атомі водню перебуває на першому енергетичному рівні ($n = 1$), такий стан електрона і атома називається **основним**, або **незбудженим** станом. Усі інші енергетичні стани ($n > 1$) електрона відповідають збудженню атома. При збільшенні n енергетичні рівні наближаються до межі, яка відповідає значенню $n = \infty$.

При цьому значенні числа n енергія електрона $E_\infty = 0$. Знак «мінус» у (6.49)

показує, що електрон зв'язаний в атомі силою притягання до ядра.

Значення енергії $E_n = 0$ відповідає іонізації атома, тобто відриву від нього електрона. Отже, *під іонізацією атома водню розуміють стан електрона, коли він віддалений від ядра атома на таку відстань, що не може взаємодіяти з ядром.*

Атом перетворюється на позитивно заряджений іон. Енергія іонізації $E_{\text{іон}}$ атома пов'язана з потенціалом іонізації $\varphi_{\text{іон}}$:

$$E_{\text{іон}} = e\varphi_{\text{іон}} = \Delta E = E_{\infty} - E_n = \frac{hc}{\lambda} = R_{\infty}hc \left(\frac{1}{k^2} - \frac{1}{n^2} \right), \quad (6.52)$$

якщо $k = 1$ і $n = \infty$, то іонізація атома відбувається з основного стану і *перший потенціал іонізації атома*

$$\varphi_{\text{іон}} = \frac{R_{\infty}hc}{e} = 13.6 \text{ В},$$

де e – заряд електрона.

Згідно з правилом частот Бора під час переходу атома водню зі стану n до стану k випромінюється один квант енергії:

$$h\nu = E_n - E_k = -\frac{me^4}{8h^2\epsilon_0^2} \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{k^2} \right). \quad (6.53)$$

Визначимо частоту випромінювання:

$$\nu = \frac{me^4}{8h^3\epsilon_0^2} \left(\frac{1}{k^2} - \frac{1}{n^2} \right). \quad (6.54)$$

Порівняємо цю формулу з емпіричною серіальною формулою Бальмера-Рітца:

$$\frac{\nu}{c} = \frac{1}{\lambda} = R_{\infty} \left(\frac{1}{k^2} - \frac{1}{n^2} \right). \quad (6.55)$$

Можна побачити, що стала Рідберга визначається за формулою:

$$R_{\infty} = \frac{me^4}{8h^3\epsilon_0^2c} = 10\,967\,758 \text{ м}^{-1}. \quad (6.56)$$

Здобує теоретично значення сталої Рідберга збігається з визначеним експериментально.

Однак у теорії Бора із самого початку існують недоліки. Найголовніший із них – це внутрішні суперечності в самій теорії, а саме: Бор, користуючись квантовими постулатами, розглядає рух електрона в атомі з класичного погляду. Більш того, не вдалося створити теорію навіть атома гелію, який містить лише два електрони, не кажучи вже про багатоелектронні атоми. Очевидно, що теорія Бора, правильно пояснюючи одні факти, не здатна пояснити цілу низку інших. Теорія Бора являє собою лише перехідний етап на шляху створення послідовної теорії атомних і ядерних явищ.

6.2.2 Атом Гідрогену в квантовій механіці

Електрон в атомі водню рухається в кулонівському полі ядра і має потенціальну енергію

$$U(r) = -\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r}. \quad (6.57)$$

де r – відстань між електроном і ядром.

Запишемо стаціонарне рівняння Шредінгера для атома водню:

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{2m}{\hbar^2} (E - U) \psi = 0. \quad (6.58)$$

Із рівняння Шредінгера випливає, що в умовах, коли електрон зв'язаний в атомі, його рух має бути періодичним, а значення повної енергії – квантовані. Значення енергії, які може мати електрон в атомі, визначаються за формулою:

$$E = -\frac{me^4}{8\hbar^2 \epsilon_0^2 n^2}, \quad (6.59)$$

де n – **головне квантове число**.

Таким чином, розв'язок рівняння Шредінгера дає таке саме значення повної енергії електрона в атомі водню, як і теорія Бора. Проте не потрібно використовувати ніякі постулати. Отже, **енергія в атомі водню залежить тільки від головного квантового числа**.

Із розв'язку рівняння Шредінгера для атома водню випливає, що момент імпульсу електрона квантується за законом:

$$L_i = \hbar \sqrt{l(l+1)}, \quad (6.60)$$

де $l = 0, 1, 2, \dots, (n-1)$ – **орбітальне квантове число**.

Розглянемо докладніше з позицій квантової механіки стан електрона в атомі водню, який визначається головним квантовим числом $n = 1$ і орбітальним квантовим числом $l = 0$.

Із розв'язку рівняння Шредінгера випливає, що власні функції ψ містять цілі параметри n, l, m .

Параметр n називається ГОЛОВНИМ КВАНТОВИМ ЧИСЛОМ, параметр l називається ОРБІТАЛЬНИМ КВАНТОВИМ ЧИСЛОМ, параметр m називається МАГНІТНИМ КВАНТОВИМ ЧИСЛОМ.

При даному значенні n квантове число l може мати n різних значень:

$$l = 0, 1, 2, \dots, (n-1). \quad (6.61)$$

При даному значенні l квантове число m може мати $(2l+1)$ різних значень

$$m = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots, \pm l. \quad (6.62)$$

Енергія електрона в атомі залежить від головного квантового числа n . Виходить, що кожному власному значенню енергії E_n (крім E_l) відповідає кілька власних функцій $\psi_{n/l/m}$, які відрізняються значеннями квантових чисел l і m . Це означає, що атом водню може мати одне й те саме значення енергії, перебуваючи в кількох різних квантових станах.

Стани з однаковою енергією називаються ВИРОДЖЕНИМИ, а кількість різних станів з деяким значенням енергії називається КРАТНІСТЮ ВИРОДЖЕННЯ відповідного енергетичного рівня.

Кратність виродження енергетичних рівнів атома водню дорівнює n^2 .

Електрони в атомі, які займають стан з однаковим головним квантовим числом n , утворюють ЕЛЕКТРОННУ ОБОЛОНКУ, або ЕЛЕКТРОННИЙ ШАР.

Якщо $n = 1$, оболонку позначають літерою K , якщо $n = 2$ – літерою L , якщо $n = 3$ – літерою M , якщо $n = 4$ – літерою N тощо.

Оболонки поділяються на підоболонки, які відрізняються значенням

числа l .

Стани електрона з різними значеннями квантового числа l у квантовій механіці мають умовні позначення. Якщо $l = 0$, говорять, що електрон в s -стані, якщо $l = 1$ – у p -стані, якщо $l = 2$ – у d -стані, якщо $l = 3$ – у f -стані тощо. Значення головного квантового числа вказується перед умовним позначенням орбітального квантового числа l . Наприклад, електрон у стані з $n = 3$ і $l = 1$ позначається символом $3p$; у стані з $n = 2$ і $l = 0$ позначається символом $2s$; у стані з $n = 1$ і $l = 0$ позначається символом $1s$. Орбітальне квантове число l завжди менше від головного квантового числа n , тому можливі такі стани електрона:

$1s,$
 $2s, 2p;$
 $3s, 3p, 3d;$
 $4s, 4p, 4d, 4f$ тощо.

Різні стани характеризуються різними значеннями енергії електрона в цьому стані.

Отже, в багатоелектронному атомі енергію електрона визначають головне n орбітальне l квантові числа. Згідно зі сказаним на рис. 6.15 показано схему рівнів енергії атома водню й утворення серій випромінювання. У квантовій механіці доводиться, що можливі тільки такі переходи електрона, при яких орбітальне квантове число l змінюється на одиницю.

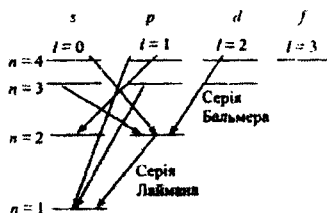


Рис. 6.15

Це правило називається правилом добору: $\Delta l = \pm 1$

Тоді серія Лаймана утворюється при переході $np \rightarrow 1s$ ($n = 2, 3, 4, \dots$); серія Бальмера утворюється при переході $np \rightarrow 2s$, $ns \rightarrow 2p$, $nd \rightarrow 2p$ ($n = 3, 4, 5, \dots$). Переходи електронів з одного стану в інший на рис. 6.15 зображено стрілками.

6.2.3 Просторове квантування. Спін електрона

Отже, із розв'язку рівняння Шредінгера дістали, що енергія електрона в атомі квантується за певним законом. Момент імпульсу електрона також набуває квантованих значень відповідно до рівняння

$$L_z = \hbar \sqrt{l(l+1)}.$$

Ми вже знаємо, що електрону, який рухається, відповідає хвиля де Бройля. Тому рух електрона навколо ядра атома можна уявити як замкнений сталий струм. Таке заряджене «коло», що обертається, має орбітальний момент імпульсу L .

і магнітний момент p_{ml}

$$p_{ml} = -\frac{e}{2m} \cdot L_l = -\frac{eh}{2m} \sqrt{l(l+1)}, \quad (6.63)$$

де m – маса електрона. Знак «мінус» показує, що орбітальний момент імпульсу L_l і магнітний момент p_{ml} електрона напрямлені в протилежні боки. Відношення магнітного моменту до моменту імпульсу електрона називається **орбітальним гіромагнітним** співвідношенням:

$$g_l = \frac{p_{ml}}{L_l} = \frac{|e|\hbar}{2m} \quad (6.64)$$

Який же напрям мають вектори p_{ml} і L_l згідно з квантовою механікою? Орієнтація векторів p_{ml} і L_l визначається відносно напрямку Z зовнішнього магнітного поля. Напрямок вектора орбітального моменту імпульсу задається кутом між вектором L_l і напрямком Z зовнішнього магнітного поля.

Квантова механіка строго доводить, що вектор моменту імпульсу електрона може мати лише такі орієнтації в просторі, при яких проекція L_{iz} вектора L_l на напрям Z зовнішнього магнітного поля набуває квантованих значень, кратних $\hbar$:

$$L_{iz} = m\hbar, \quad (6.65)$$

де $m = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots, \pm l$ – **магнітне квантове число**. Це правило називається **просторовим квантуванням**.

Отже, квантується модуль і напрям орбітального моменту імпульсу електрона в атомі.

Якщо в атомі є електрони, стан яких визначається однаковим значенням орбітального квантового числа l , але різними значеннями магнітного квантового числа m , стани таких електронів різняться саме орієнтацією вектора орбітального моменту імпульсу в просторі.

Виникає запитання: Чи підтверджуються ці висновки експериментально?

У 1921 році О. Штерн і В. Герлах поставили досліди, метою яких було виміряти магнітні моменти p_m атомів різних хімічних елементів. Момент імпульсу атома і його магнітний момент дорівнюють сумарним моментам електронів, оскільки магнітні моменти ядер мають набагато менше значення, ніж магнітні моменти електронів. Момент імпульсу атома і його магнітний момент збігаються із сумарними моментами валентних електронів, оскільки моменти електронів замкнених оболонок компенсуються. В елементів першої групи періодичної системи Менделєєва (срібла, натрію, літію та інших) є один валентний оптичний електрон. Отже, момент імпульсу і магнітний момент таких атомів збігаються з моментом імпульсу цього електрона. Таким чином, для визначення орбітального $\vec{L}_l$ і магнітного $\vec{p}_m$ моментів одного електрона поставлені досліди з атомами, які мають один валентний електрон на зовнішній оболонці.

На рис. 6.16 зображено схему досліду. У трубці, в якій створено вакуум порядку 10^{-5} мм рт. ст., розміщено срібну кульку K – джерело пучка атомів. Срібна кулька нагрівається до високої температури й атоми вилітають з її поверхні із середньою швидкістю 100 м/с. Із цих атомів за допомогою діафрагм вирізується вузький пучок, який проходить через сильне і неоднорідне магнітне поле, напрямлене перпендикулярно до пучка. Для створення великої

неоднорідності магнітного поля було застосовано електромагніт SN спеціальної форми. Проходячи через електромагніт, атоми срібла потрапляють на фотопластинку A .

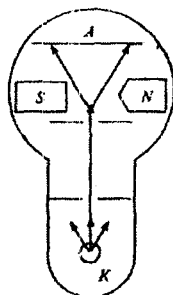


Рис. 6.16

Якби момент імпульсу $\vec{L}_i$ атома і його магнітний момент $\vec{p}_m$ мали довільні напрями в магнітному полі, то на фотопластинці утворився б неперервний розподіл потраплянь атомів з більшою щільністю розподілу всередині пластинки і з меншою біля її країв.

Проте досліди, поставлені зі сріблом, літєм, воднем та іншими хімічними елементами, дали зовсім інший результат. На рис. 6.17 зображено фотографію результату досліду Штерна і Герлаха з літєм. На фотопластинці утворилися дві різкі смуги. Тобто всі атоми відхилилися в магнітному полі у два боки, які відповідають двом можливим орієнтаціям магнітного моменту в зовнішньому полі.

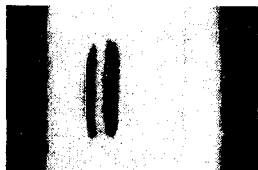


Рис. 6.17

У (6.63) величина

$$\mu_B = \frac{e\hbar}{2m}$$

називається **магнетоном Бора**,

$$\mu_B = 9,27 \cdot 10^{-24} \text{ Дж/Тл}.$$

Із (6.63) випливає, що магнітний момент p_m атома може дорівнювати $\sqrt{l(l+1)}$ магнетонам Бора. Для срібла Штерн і Герлах дістали, що проекція магнітного моменту атома на напрям магнітного поля дорівнює **одному магнетону Бора**.

Отже, досліди Штерна і Герлаха підтвердили не тільки просторове **квантування** моменту імпульсу і магнітного моменту, а й експериментально довели, що магнітні моменти електронів і атомів складаються з деякої кількості

«елементарних моментів», тобто мають *дискретну* природу, пов'язану з квантуванням моменту імпульсу.

Одиницею вимірювання магнітних моментів електронів і атомів є магнетон Бора.

У 1925 році С. Гоудсміт і Г. Уленбек припустили, що електрон має *власний* момент імпульсу L_s , який називається *спіном*, і *власний* магнітний момент p_{ms} .

Саме просторове квантування власного магнітного моменту p_{ms} і було знайдено в дослідях Штерна і Герлаха!

Власний магнітний момент p_{ms} електрона дорівнює одному магнетону Бора:

$$p_{ms} = \mu_B = \frac{eh}{2m}. \quad (6.66)$$

Спін L_s електрона квантується за законом:

$$L_s = \hbar \sqrt{s(s+1)}, \quad (6.67)$$

де s – спінове квантове число.

Із дослідів Штерна і Герлаха випливає, що для спіна електрона існує тільки дві орієнтації в магнітному полі:

$$2s+1 = 2 \text{ і } s = \frac{1}{2}.$$

Валентний електрон атомів першої групи таблиці Менделєєва перебуває у стані з $l = 0$. Тому момент імпульсу всього атома дорівнює спіну електрона. Саме знайдене просторове квантування моменту імпульсу в магнітному полі таких атомів і довело існування у *спіна* лише двох орієнтацій у зовнішньому полі.

Модуль спіна електрона можна обчислити за формулою (6.67):

$$L_s = \hbar \sqrt{\frac{1}{2} \left(\frac{1}{2} + 1 \right)} = \frac{\sqrt{3}}{2} \hbar.$$

За аналогією з просторовим квантуванням орбітального моменту імпульсу електрона проекція вектора власного моменту імпульсу на напрям зовнішнього магнітного поля є квантованою величиною і визначається за формулою:

$$L_{sz} = m_s \hbar, \quad (6.68)$$

де $m_s = \pm \frac{1}{2}$ – магнітне спінове квантове число.

Таким чином, проекція спінового моменту імпульсу електрона на напрям магнітного поля може набувати тільки двох значень:

$$L_{sz} = \pm \frac{1}{2} \hbar.$$

Відношення власного магнітного моменту до спінового моменту імпульсу електрона називається *спіновим гіромагнітним* співвідношенням:

$$g_s = \frac{p_{ms}}{L_s} = \frac{|e| \hbar}{m}. \quad (6.69)$$

Якщо існування в електрона орбітального і магнітного моментів імпульсу пов'язують з обертанням мікрострумів-електронів навколо ядра, тоді як же розуміти існування спіна в електрона? А дуже просто!

Спін – це внутрішня властивість електрона так само, як маса і заряд.

Різниця між цими властивостями електрона полягає лише в тому, що маса і заряд – це так звані зовнішні властивості, а спін – глибинна властивість, яка виявилася під час саме таких досліджень.

6.2.4 Квантові числа. Принцип заборони Паулі

Згідно з рівнянням Шредінгера існує чотири квантові числа: головне квантове число $n = 1, 2, 3, \dots$; орбітальне квантове число $l = 0, 1, 2, \dots, (n - 1)$; магнітне квантове число $m = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots, \pm l$; магнітне спінове число $m_s = \pm \frac{1}{2}$.

Головне квантове число n характеризує номери електронних оболонок або групу станів, у кожному з яких інші квантові числа можуть мати різні значення. Енергія електрона визначається головним чином значенням n . Стани електронів із даним n , але різними l і m відповідають дуже близьким значенням енергії. Нехтуючи залежністю енергії $E_{n/l/m}$ від двох останніх квантових чисел, маємо для одноелектронного атома:

$$E = -\frac{mc^4}{8h^2\epsilon_0^2n^2}.$$

Орбітальне квантове число l характеризує модуль моменту імпульсу електрона L :

$$L_l = h\sqrt{l(l+1)}.$$

Орбітальний момент імпульсу електрона – це вектор. Числове значення проекції орбітального моменту імпульсу на напрям зовнішнього магнітного поля таке:

$$L_z = mh.$$

Модуль і форма електронної хвилі $\psi_{n/l/m}$ характеризується квантовими числами n і l , які визначають *форму електронної хмари* і від яких залежить енергія електрона. Залежність енергії від числа m виявляється, якщо атом перебуває у зовнішньому магнітному полі або якщо магнітне поле породжується ядром і іншими електронами атома. Магнітне квантове число m характеризує орієнтацію електронної хмари у просторі. Розподіл заряду електрона для деяких значень чисел n , l і m наведено на рис. 6.18.

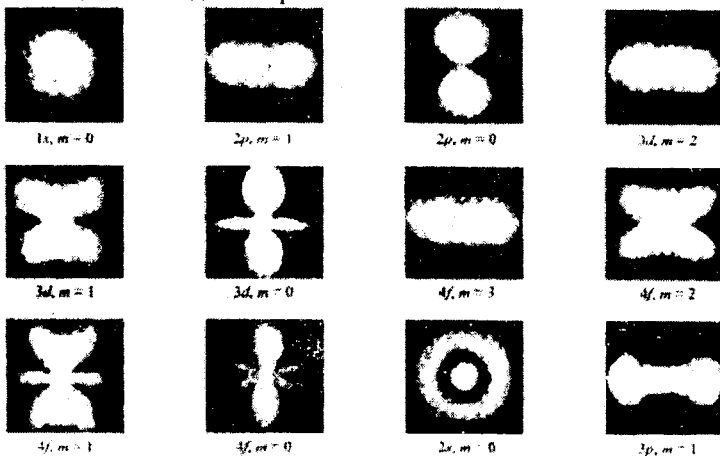


Рис. 6.18

Спінове квантове число характеризує орієнтацію власного моменту імпульсу електрона. Стани електронів із даним n, l і m , але різним m_s відповідають дуже близьким значенням енергії.

Отже, відомо, що стан кожного електрона в атомі характеризується чотирма квантовими числами:

- головним квантовим числом $n = 1, 2, 3, \dots, \infty$;
- орбітальним квантовим числом $l = 0, 1, 2, \dots, (n - 1)$;
- магнітним квантовим числом $m = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots, \pm l$;
- магнітним спіновим квантовим числом $m_s = \pm \frac{1}{2}$.

У 1925 році В. Паулі встановив квантово-механічний закон, який називається принципом Паулі або принципом заборони:

у будь-якому атомі не може існувати двох електронів, стаціонарний стан яких визначається набором однакових чотирьох квантових чисел n, l, m і m_s .

За принципом Паулі можна визначити кількість електронів, які мають однакові чотири, три, два і одне квантове число. Наприклад, максимальна кількість Z_1 електронів, які перебувають у станах, що визначаються чотирма квантовими числами, така:

$$Z_1 = (n, l, m, m_s) = 0 \text{ або } 1.$$

Максимальна кількість Z_2 електронів, які перебувають у станах, що визначаються трьома квантовими числами:

$$Z_2 = (n, l, m) = 2,$$

тобто відрізняються орієнтацією спінів.

Максимальна кількість Z_3 електронів, які перебувають у станах, що визначаються двома квантовими числами:

$$Z_3 = (n, l) = 2(2l + 1).$$

Максимальна кількість Z_4 електронів, які перебувають у станах, що визначаються одним квантовим числом:

$$Z_4 = (n) = 2n^2.$$

Згадаймо, електрони в атомі, які займають стан з однаковим головним квантовим числом n , утворюють електронну оболонку. Якщо $n = 1$, оболонку позначають літерою K , якщо $n = 2$, – літерою L , якщо $n = 3$, – літерою M , якщо $n = 4$, – літерою N тощо. У межах оболонки існують підоболонки, які відрізняються значенням числа l . Стани електрона з різними значеннями квантового числа l у квантовій механіці мають умовні позначення. Якщо $l = 0$, говорять, що електрон перебуває в s -стані, якщо $l = 1$, – у p -стані, якщо $l = 2$, – d -стані, якщо $l = 3$, – у f -стані тощо.

Нижче у таблиці наведено максимальну кількість електронів, які перебувають у станах, що характеризуються певними значеннями головного й орбітального квантових чисел.

Якщо електрони перебувають у деяких станах із певними значеннями квантових чисел n і l , вважається відомою так звана електронна конфігурація. Наприклад, основний стан атома кисню можна записати символічною формулою так:

$$1s^2 2s^2 2p^4.$$

На першому місці стоїть цифра, яка визначає головне квантове число, і другому – символ, який позначає орбітальне квантове число, а його верхній індекс відповідає кількості електронів, які мають однакове головне та орбітальне квантові числа.

Саме принцип Паулі пояснює будову періодичної системи елементів Д. І. Менделєєва.

n	Оболонка	Кількість електронів у станах					Максимальна кількість електронів
		s (l = 0)	p (l = 1)	d (l = 2)	f (l = 3)	g (l = 4)	
1	K	2	–	–	–	–	2
2	L	2	6	–	–	–	8
3	M	2	6	10	–	–	18
4	N	2	6	10	14	–	32
5	O	2	6	10	14	18	50

6.2.5 Бататоелектронні атоми та їх спектри

Ефект Зесмана

Спектр випромінювання атома дуже змінюється, якщо випромінювальний атом перебуває в магнітному полі. За відсутності магнітного поля енергія валентного електрона не залежить від його магнітного моменту, тобто визначається тільки числами n і l . Енергетичні рівні, які відповідають електронам з однаковим числом l , але різними значеннями числа m збігаються. У магнітному полі енергія електрона залежить від модуля та орієнтації магнітного моменту. Тепер енергетичні рівні, які відповідають електронам з однаковим числом l , але різними значеннями числа m , розщеплюються на стільки підрівнів, скільки значень може мати число m . Розщеплення рівнів викликає розщеплення спектральних ліній. Таке розщеплення ліній на три складові в сильному магнітному полі виявив у 1896 році голландський фізик Зесман. Це явище названо *нормальним ефектом Зесмана*, який теоретично вдалося пояснити значно пізніше.

Квантова механіка пояснює ефект Зесмана так.

Розглянемо $p \rightarrow s$ перехід електрона. Електрону в s -стані відповідають такі квантові числа: $l = 0$ і $m = 0$, а у p -стані – числа $l = 1$, $m = 0$, $m = +1$, $m = -1$. На рис. 6.19 зображено енергетичні рівні електрона і спектральні лінії за відсутності магнітного поля (а) і в магнітному полі (б). У частини збуджених атомів електрони перебувають на основному рівні, в іншій частини – на одному з розщеплених підрівнів, а в решти атомів – на другому розщепленому підрівні. Коли електрони переходять з основного рівня і підрівнів на нижній рівень, випромінюються фотони з різною енергією, або частотою. Тому спектральна лінія з частотою ω_0 розщеплюється на три лінії з частотами ω_0 і $\omega_0 \pm \Delta\omega$. Під час переходу електрона $d \rightarrow p$ енергетичні рівні розщеплюються в магнітному полі на стільки підрівнів, скільки значень може мати число m , яке відповідає d - і p -станам. Однак спектральних ліній все одно утворюється тільки три: з частотами ω_0 і $\omega_0 \pm \Delta\omega$.

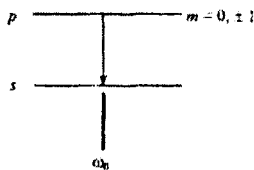


Рис. 6.19,а

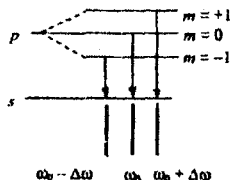


Рис. 6.19,б

Для магнітного квантового числа також існує правило добору: дозволені тільки такі переходи електрона, при яких це число або не змінюється, або змінюється на одиницю:

$$\Delta m = 0, \pm 1$$

У магнітному полі атом набуває додаткової енергії

$$\Delta E = -\mu_{sz} B.$$

Проекція магнітного моменту на вісь Z

$$\mu_{sz} = -\frac{e}{2m_e} L_{1z} = -\frac{e}{2m_e} m\hbar,$$

де m_e – маса спокою електрона.

Тоді додаткова енергія

$$\Delta E = \frac{e\hbar}{2m_e} mB = \mu_B Bm.$$

Рівням E'_1 і E'_2 , які утворюються в магнітному полі, відповідає енергія:

$$E'_1 = E_1 + \Delta E = E_1 + \mu_B Bm_1, \quad E'_2 = E_2 + \Delta E = E_2 + \mu_B Bm_2.$$

де E_1 і E_2 – енергії рівнів без магнітного поля ($E_1 > E_2$); m_1 і m_2 – магнітні квантові числа.

Частота спектральної лінії під час переходу електрона з одного стану в інший у магнітному полі визначається так:

$$\nu = \frac{E'_1 - E'_2}{h} = \frac{E_1 - E_2}{h} + \frac{\mu_B B(m_1 - m_2)}{h}.$$

Це означає, що частота лінії, яка утворюється в магнітному полі:

$$\nu = \nu_0 + \frac{\mu_B B \Delta m}{h}.$$

Якщо $\Delta m = 0$, то $\nu = \nu_0$. Але якщо $\Delta m = \pm 1$, то

$$\nu = \nu_0 \pm \frac{\mu_B B}{h} = \nu_0 \pm \Delta \nu.$$

Частота видимої частини спектра становить близько $5 \cdot 10^{14}$ Гц. Для магнітного поля з індукцією 10^4 Гц розщеплення спектральних ліній $\Delta \lambda = 0,2 \cdot 10^{-10}$ м.

Енергія електрона залежить і від спінового квантового числа m_s , тобто власного моменту імпульсу електрона.

Взаємодія орбітального магнітного моменту і власного моменту імпульсу (спіна) робить свій внесок у значення енергії електрона. Спін має дві можливі проекції на напрям орбітального моменту, тому енергія електрона залежить від напрямку спіна. Розглянемо, наприклад, атом натрію ($Z=11$). Десять електронів K - і L -оболонки в оптичних переходах участі не беруть, їхні спин-орбітальний момент дорівнює нулю. Одинадцятий валентний електрон у незбудженому атомі перебуває у стані $3s$. Отже, його орбітальний момент дорівнює нулю, а спіновий момент має довільний напрям. Якщо атом збуджений, то валентний електрон перебуває у стані, наприклад, $3p$. Проекція спіна електрона на напрям орбітального магнітного моменту може бути $\hbar/2$ або $-\hbar/2$. Тому енергія спин-орбітальної взаємодії буде мати два можливі значення. Відповідно, рівень $3p$ (а також $4p$ і всі наступні) розщеплюватимуться на два підрівні. У частини збуджених атомів електрони перебувають на одному з розщеплених підрівнів, у решти атомів – на другому розщепленому підрівні. Під час переходу електронів з підрівнів на нижній рівень випромінюються фотони з різною (хоча і дуже близькою) енергією, або частотою. Тоді жовта лінія натрію розщеплюється на дві лінії, відстань між якими $\Delta \lambda = 5,967 \cdot 10^{-10}$ м, тобто утворюється **жовтий дублет** натрію.

Характеристичні рентгенівські спектри атомів

Оптичні спектри дуже складні, і ідентифікація елементів за їхніми спектрами вимагає виконання низки умов. Оптичний спектр зовсім змінюється, якщо атом перебуває в хімічній сполуці. Ці недоліки не притаманні спектрам, які виникають під час переходів внутрішніх, найближчих до ядра електронів. Для всіх атомів, за винятком найлегших, випромінювання, яке виникає під час таких переходів, перебуває в рентгенівській частині спектра.

Рентгенівське випромінювання виникає під час обстрілу речовини швидкими електронами.

*Якщо енергія зовнішніх електронів дорівнює енергії зв'язку внутрішніх електронів, виникає **ХАРАКТЕРИСТИЧНЕ РЕНТГЕНІВСЬКЕ випромінювання**.*

Воно справді характеризує речовину. Характеристичне випромінювання має **лінійчатий** спектр. Особливість цих спектрів полягає в тому, що вони не залежать від того, перебуває атом у вільному стані чи в хімічній сполуці. Цей факт говорить про те, що виникнення характеристичних рентгенівських спектрів зумовлене процесами, які відбуваються в заповнених електронами оболонках атомів, не змінюваних при хімічних реакціях атомів. Рентгенівські спектри дуже прості. Вони складаються з кількох серій, які позначаються літерами *K, L, M, N* і *O*. Кожна серія містить невелику кількість ліній, які позначаються в порядку зростання частот індексами (α, β, γ) тощо. Спектри різних елементів дуже схожі.

Розглянемо утворення характеристичних рентгенівських спектрів (рис. 6.20).

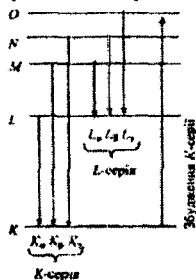


Рис. 6.20

Під час обстрілу речовини зовнішніми електронами атоми збуджуються, глибоко електрони вириваються з внутрішніх оболонок. Якщо виривається один із двох електронів К-оболонки, вільне місце може зайняти один з електронів L-, M-, V- або O-оболонки. Утворюється К-серія. У свою чергу, вільне місце на L-, M-, N- або O-оболонках може зайняти електрон наступної, віддаленої від ядра оболонки. Утворюються L-, M-, N-серії. У 1913 році англійський фізик Мозлі встановив закон:

$$\nu = R_{\infty} c (Z - \sigma)^2 \left(\frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2} \right), \quad (6.70)$$

або

$$\sqrt{\nu} = C(Z - \sigma). \quad (6.71)$$

де R_∞ – стала Рідберга; σ – стала екранування, яка для К-серії дорівнює 1; c – швидкість світла у вакуумі; Z – порядковий номер елемента в таблиці Менделєєва; n_1 і n_2 – квантові числа, які відповідають електронним оболонкам; C – стала, яка характеризує серію.

Закон Мозлі читається так: квадратний корінь із частоти є лінійною функцією атомного номера Z .

Цей закон мав вирішальне значення при розміщенні елементів у періодичній системі елементів Менделєєва. Вимірюючи частоти рентгенівського характеристичного випромінювання, можна визначити порядковий номер елемента в періодичній таблиці.

6.2.6 Спонтанне і вимушене випромінювання. Лазери

Одним із величезних досягнень квантової теорії є створення унікальних джерел світла, які називаються **оптичними квантовими генераторами або лазерами**.

Під час взаємодії випромінювання з речовиною спостерігаються такі процеси, як поглинання і розсіювання, що призводить до зменшення інтенсивності випромінювання на виході з речовини. Однак можливі процеси коли потік випромінювання, який проходить через речовину, підсилюється. Так процеси вперше помітив В. О. Фабрикант у 1939 році, і саме їх реалізовано в квантових генераторах. У 1964 році за створення квантових генераторів М. Г. Басов, О. М. Прохоров і американський фізик Ч. Таунс удостоєні Нобелівської премії.

Нехай атоми речовини мають тільки два енергетичні рівні 1 і 2 (рис. 6.21) енергії яких дорівнюють E_1 і E_2 .

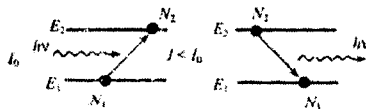


Рис. 6.21

Нехай електромагнітне випромінювання інтенсивністю I_0 проходить через речовину і має частоту

$$\nu = \frac{E_2 - E_1}{h},$$

тобто його частота дорівнює одній із частот цього атома. Тоді відбувається вимушений перехід атома зі стану з енергією E_1 у стан з енергією E_2 , тобто поглинання світла, і сам фотон $h\nu$ «зникає».

Далі збуджений атом може самовільно перейти зі стану E_2 у стан E_1 випромінюючи фотон з енергією $h\nu$. Так відбувається **спонтанне** випромінювання.

Тепер нехай електромагнітне випромінювання інтенсивністю I_0 і тієї самої

частоти проходить через ту саму речовину, атоми якої перебувають у збудженому стані з енергією E_2 (рис. 6.22). Кількість атомів у збудженому стані позначено N_2 , а кількість атомів у незбудженому стані – N_1 . Тоді фотон з енергією $h\nu$ може «скинути» атом зі збудженого стану E_2 в незбудований стан E_1 . Відбудеться випромінювання фотона з енергією $h\nu$, який додається до падаючого фотона, а отже, інтенсивність I на виході з речовини зростає. Таке випромінювання називається **вимушеним**, або **індукованим**.

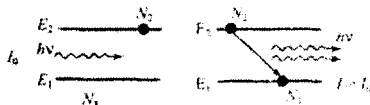


Рис. 6.22

Середовище, в якому інтенсивність світла, що проходить, зростає, називається ПІДСИЛЮЮЧИМ середовищем.

Дія підсилювального середовища визначається тим, який із двох процесів – поглинання чи випромінювання – переважає. Якщо переважає поглинання фотонів, то середовище послаблює світло, яке через нього проходить. Інтенсивність I випромінювання на виході з речовини зменшується за законом Бугера-Ламберта:

$$I = I_0 e^{-kx},$$

де k – коефіцієнт поглинання речовини; x – довжина шляху світла в речовині. Якщо головна роль належить вимушеному випромінюванню, то середовище посилює світло. Інтенсивність I випромінювання на виході з речовини збільшується, і закон Бугера-Ламберта набирає вигляду:

$$I = I_0 e^{kx}.$$

У підсилювальному середовищі коефіцієнт поглинання k стає від'ємним.

Таке середовище називається **середовищем із від'ємним коефіцієнтом поглинання**. Підсилення світла, яке проходить через речовину, буде тим більшим, чим більша кількість індукованих переходів з E_2 в E_1 і чим менша кількість переходів з E_1 в E_2 , тобто поглинання. Отже, умова, за якої можна досягти підсилення світла, яке проходить через речовину, така:

заселеність атомами рівня 2 має бути більшою, ніж заселеність рівня 1, тобто $N_2 > N_1$. Такий стан речовини називається інверсним станом.

Поняття **спонтанне** і **вимушене** випромінювання вперше ввів Ейнштейн у 1915 році. Він створив і теорію індукованого випромінювання, визначивши за допомогою цієї теорії теоретичне значення сталої Планка. Процес індукованого випромінювання знайшов практичне застосування в квантових генераторах. **Лазерами** називаються квантові генератори, які випромінюють у видимому й інфрачервоному діапазонах. Назву утворено від перших літер виразу: light amplification by stimulated emission of radiation – підсилення світла індукованим випромінюванням. У генераторах, які випромінюють у мікрохвильовому діапазоні, літеру l замінено на m . Це так звані **мазери**.

Отже, для того щоб відбувалося вимушене випромінювання, необхідно

перевести речовину в інверсний стан.

Процес переведення системи в інверсний стан називається накачуванням лазера.

Існує кілька способів переведення речовини в інверсний стан:

1) оптичне накачування; система опромінюється світлом з такою частотою, що $h\nu = E_2 - E_1$,

2) електричне накачування; якщо підсилювальне середовище газоподібне, то інверсний стан можна створити за допомогою непружних зіткнень атомів з електронами в газовому розряді;

3) за допомогою спеціальних молекулярних домішок можна вибірково зруйнувати деякі нижні енергетичні рівні, забезпечивши більшу заповненість атомами верхніх енергетичних рівнів порівняно з нижніми.

У лазерах інверсна заповненість рівнів досягається за трирівневою схемою, яку в 1955 році запропонували М. Г. Басов і О. М. Прохоров. Першим було створено рубіновий лазер, який працював в імпульсному режимі. Підсилювальне середовище – кристал рубіну Al_2O_3 з домішками окису хрому Cr_2O_3 , частка яких становить 0,03–0,05 %. У кристалічній решітці окису алюмінію певну частину атомів алюмінію замінено на іони хрому Cr^{+3} . Енергетичну схему рівнів іону хрому зображено на рис. 6.23: C – основний енергетичний рівень; A – широкий збуджений енергетичний рівень; B – подвійний метастабільний енергетичний рівень.

Рубін опромінюється зеленим світлом $h\nu$ від потужної імпульсної лампи, наповненої неонем і криптоном. Іони хрому переходять на широкий збуджений рівень A . У збудженому стані вони перебувають дуже малий час, приблизно 10^{-8} с і без випромінювання переходять на подвійний рівень B , передаючи залишки енергії кристалічній решітці рубіну. На рівні B вони можуть перебувати значно довше – 10^{-3} с, і там нагромаджується багато йонів. У такий спосіб створюється інверсна заповненість рівнів B і C . Далі іони хрому переходять із рівня B на рівень C , випромінюючи світло з довжинами хвиль 6,927 і 6,943 $\cdot 10^{-7}$ м. Імовірність індукованого переходу пропорційна до густини цього випромінювання. Тому для того, аби воно перевищувало непотрібне спонтанне, необхідно, щоб кожний фотон проходив речовину лазера (рубін) кілька разів. Для цього торці рубінового стержня полірують і один із них покривають товстим шаром срібла (дзеркало), а другий – тонким шаром срібла – напівпрозорий торець. Фотони, які утворилися під час переходу йонів хрому з рівня B на C , проходячи рубіновий стержень, викликають індуковані переходи, відбиваються від дзеркала (рис. 6.24, *а*) і йдуть до напівпрозорого торця. Частина з них виходить у вигляді випромінювання $h\nu$ через напівпрозорий торець (рис. 6.24, *б*), а частина повертається до дзеркала і знову викликає нові індуковані переходи з рівня B на C . Описані процеси повторюються, і лазер випромінює імпульс червоного світла.

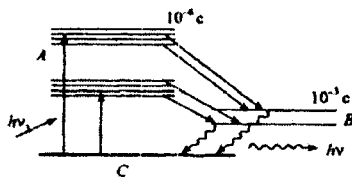


Рис. 6.23

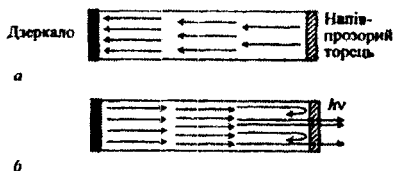


Рис. 6.24

Лазерному випромінюванню притаманні такі характерні особливості:

- когерентність;
- високий ступінь монохроматичності $-\Delta\lambda \approx 0,1 \cdot 10^{-10} \text{ м}$;
- поляризованість – якщо поставити дзеркало під кутом Брюстера;
- потужність сягає десятків і сотень мільйонів (!) ват;
- ідеально паралельний пучок когерентних променів за допомогою звичайних лінз можна сфокусувати так, що діаметр його перерізу становитиме 0,001 см: інтенсивність потоку досягає 10^{15} Вт/см^2 ;
- амплітуда електричного поля світлової хвилі – до 10^9 В/см . Це поле має більшу напруженість, ніж те, яке зв'язує в атомах і молекулах зовнішні електрони. Тому воно руйнує будь-які речовини;
- світловий тиск, який дуже важко виміряти в звичайному випромінюванні, у сфокусованого лазерного випромінювання сягає мільйона атмосфер;
- розбіжність пучка дуже мала. Якщо вона дорівнює 2", випущений із Землі промінь освітить на Місяці площину діаметром близько 5 км.

Ці особливості лазерного випромінювання зумовили сфери його застосування. Назвемо деякі з них. Із теорії дифракції світла випливає ідея запису об'ємного (на відміну від фотографії – плоского зображення) зображення предметів – так званих голограм. Але існуючі лампи та природні джерела світла не відповідають вимогам високого ступеня когерентності випромінювання. Лише створення лазерів дало змогу втілити в життя цю ідею – з'явилася голографія. Нині вже окрім статичних, монохроматичних голограм існують і рухомі, і поліхроматичні голограми.

Лазери прошивають калібровані отвори в надтвердих металах і алмазі; їх використовують у медицині – своєрідне зварювання тканин. Уможливорюється зв'язок на відстані, зокрема міжпланетний і навіть міжзоряний: за малої розбіжності пучка густина енергії потоку випромінювання зі зростанням відстані зменшується дуже повільно. Крім того, частота лазерного випромінювання

дорівнює 10^{14} – 10^{15} Гц, що перевищує частоту радіозв'язку у 10^7 – 10^9 раз. Ст можливим передавання по одному каналу величезного обсягу інформації наприклад десятки тисяч звукових і сотні телевізійних програм одночасно.

6.2.7 Необхідно зрозуміти, запам'ятати і вміти

1. Формула для серії Бальмера.
2. Формула для серії Лаймана.
3. Формула для серії Пашена.
4. Формула для серії Pfунда.
5. Узагальнена формула Бальмера-Рітца.
6. Експерименти Резерфорда.
7. Планетарна модель атома і проблема випромінювання.
8. Постулати Бора.
9. Досліди Франка-Герца.
10. Формула для закону квантування радіуса орбіти електрона в атомі Бора.
11. Формула для закону квантування енергії електрона в атомі Бора.
12. Формула для частоти випромінювання за теорією Бора.
13. Квантові числа. Принцип заборони Паулі.
14. Спін електрона.
15. Ефект Зеемана.
16. Характеристичні рентгенівські спектри атомів.
17. Спонтанне і вимушене випромінювання. Лазери.

6.3 КВАНТОВА ТЕОРІЯ КРИСТАЛІВ

6.3.1 Вступ. Класифікація за характером сил взаємодії

Речовина може перебувати в газоподібному, рідкому або твердому стані. Фазовий перехід газ – рідина, газ – тверде тіло називають *конденсацією*. Тому іідкий і твердий стани речовини називають її *конденсованим станом*.

Властивості речовини в газовій фазі істотно відрізняються від властивостей речовини в конденсованому стані.

Основна причина відмінності властивостей – це різні відстані між молекулами в газі, у рідині та у твердому тілі.

Сили взаємодії між молекулами газу дуже малі порівняно із силами в конденсованому стані.

Молекули газу практично вільні. Кожна молекула може незалежно від інших молекул виконувати поступальний, обертальний і коливальний рухи. Інакше кажучи, молекули газу мають *поступальні, обертальні та коливальні* ступені вільності.

У конденсованому стані між молекулами діють величезні сили, і вони обмежують вільність руху. Молекули не можуть ні обертатися, ні рухатися поступально. Відстані між ними можуть змінюватися дуже мало. Молекули можуть виконувати лише коливання навколо деяких положень рівноваги, тобто в молекул конденсованої фази є тільки коливальні ступені вільності. Великі сили взаємодії приводять до того, що на відміну від газу речовина в конденсованому стані берегає свій об'єм. Малі відстані між молекулами конденсованої фази і великі сили взаємодії неминуче приводять до того, що молекули в просторі розміщені порядковано. Ідеальний порядок спостерігається в ідеальному кристалі. Говорять, що існує *далекий порядок*. Це означає, що коли ми рухатимемося від деякого йона (чи молекули) у певному напрямі, то через однакові відстані неодмінно виявлятимемо інші йони. Такий ідеальний стан і називають *далеким порядком*.

Молекули в рідинах уже мають деяку змогу зсуватися одна відносно одної, тому певний порядок існує тільки в розміщенні найближчих сусідів. Такий стан називають *близьким порядком*. Нагадаємо, що в газі молекули рухаються цілком вільно. На відміну від суто індивідуального поведіння молекул газу в конденсованому стані спостерігаються елементи колективного поведіння молекул.

Зазначені особливості конденсованого стану вкрай ускладнюють вивчення твердих тіл і рідин. Проте головні труднощі зумовлюються тим, що атоми й молекули підпорядковані квантовим закономірностям. З огляду на це нам доведеться не тільки замислитися над формулюванням і розв'язуванням відповідних багаточастинкових задач, а й розглянути зовсім нові *квантові статистичні розподіли*.

Кристалами називають тверді тіла, які мають тривимірну періодичну гомогенну структуру. Ця періодичність (далекий порядок), що існує на атомному рівні, приводить до того, що кристали мають форму правильних симетричних многогранників. Такі правильні многогранники можуть утворюватися з рідини або з газу тільки за рівноважних умов.

Великі поодинокі правильні кристали називаються **монокристаліми**. Більшість твердих тіл – це **полікристали**. Вони складаються з безлічі дрібних монокристалів, зорієнтованих безладно їх ще називають **кристалітами** або **кристалічними зернами**. Кристалів безліч. Кожна хімічна речовина в цьому термодинамічному стані має цілком певну кристалічну структуру.

Розрізняють йонні, атомні, молекулярні та металеві кристали.

Йонні кристали. У вузлах кристалічної решітки розміщені йони різних знаків (рис. 6.25).

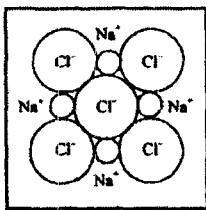


Рис. 6.25

Наприклад, у кристалі кухонної солі (NaCl) в одних вузлах містяться позитивні йони натрію (Na^+), в інших – негативні йони хлору (Cl^-). Зв'язок між ними **гетерополярний**. Найчастіше йонні кристали утворюються різними солями.

Атомні або валентні кристали. У вузлах решітки містяться нейтральні атоми, між якими існує **гомеополярний зв'язок**, що здійснюється парами валентних електронів. Такі кристали мають напівпровідники, вуглець і багаті органічних сполук.

Молекулярні кристали. У вузлах решітки містяться нейтральні молекули зв'язок між якими здійснюється Ван-дер-Ваальсовими силами. Таку кристалічну будову мають азот, аргон, вуглекислий газ, парафін.

Металеві кристали. У вузлах містяться позитивні йони, які „цементуються” вільними, колективізованими валентними електронами. Форма металевих кристалів, у більшості випадків, найпростіша.

Дуже продуктивною для пояснення низки властивостей кристалів виявилася **модель вільних електронів**.

З'ясувалося також, що, вивчаючи енергетичні спектри електронів кристалах, можна не тільки зрозуміти, чому одні кристали є діелектриками, інші – напівпровідниками чи металами, а й розібратися в таких складних явищах як надпровідність.

Багато квантових моделей виявилися доволі вразливими для критики, хоча мали значні досягнення. Наприклад, при створенні теорії теплоємності кристалів А. Ейнштейн припустив, що всі атоми кристала здійснюють гармонічні коливання однакової частоти, і розглядав кристал як систему таких ідентичних квантових осциляторів. Здебільшого це дуже примітивна модель, але навіть вона дала змогу встановити правильну залежність теплоємності кристала від температури, чого не змогла зробити класична теорія з її ступенями свободи.

У наступних розділах буде викладено основні положення квантової

статистики, з'ясовано поведінку електронів у кристалах і розглянуто квантові підходи до пояснення теплових, електричних і магнітних властивостей кристалів. Окремо ми будемо розглядати напівпровідники та метали, а також контактні явища.

У рамках курсу фізики для вищих технічних навчальних закладів ми зможемо висвітлити доволі невелике коло питань квантової фізики кристалів. У багатьох випадках це будуть тільки деякі поняття, без докладних математичних викладок.

6.3.2 Елементи квантової статистики

Якщо кількість частинок у системі дуже велика, то можна й потрібно застосовувати ймовірнісні або статистичні методи. Ці методи дають змогу з'ясувати доволі загальні й точні закономірності поведінки великих ансамблів частинок. Згадаємо, як блискуче вдалося описати розподіл частинок ідеального газу за енергіями за допомогою розподілу Максвелла-Больцмана.

Ідея виявлення загальних закономірностей, як правило, справджується і для квантових частинок.

Потрібно лише врахувати такі особливості:

1. На відміну від класичних частинок однакові квантові частинки (наприклад, електрони) принципово нерозрізніювані. Заміна одного електрона іншим не змінює ймовірностей, не змінює квадрата модуля повної багаточастинкової хвильової функції. До того ж квадрат модуля хвильової функції залишається сталим, як для симетричної, так і для несиметричної хвильової функції.

2. Хвильові функції несиметричні в частинок з півцілим спіном і симетричні для частинок із цілим спіном. Частинки з півцілим спіном мають підпорядковуватись принципу заборони Паулі, тобто в однаковому стані не може бути більш як одна частинка. На частинки з цілим спіном заборона Паулі не поширюється, і в одному стані може перебувати скільки завгодно частинок. Тому варто припустити, що статистичні закономірності для різних типів частинок мають бути різними.

Справді, для частинок з півцілим спіном створено *статистику Фермі-Дірака*, а для частинок із цілим спіном – *статистика Бозе-Ейнштейна*.

3. Розмір елементарної комірки фазового простору для класичних частинок такий:

$$\Delta\Gamma_{cl} = (\Delta x \Delta y \Delta z) (\Delta p_x \Delta p_y \Delta p_z). \quad (6.72)$$

До того ж кожна з величин може набувати будь-яких як завгодно малих значень, причому збільшення координат і збільшення імпульсу ніяк не пов'язані між собою.

Зовсім інша ситуація у квантових частинок. Координати й імпульси квантових частинок пов'язані *співвідношеннями невизначеностей Гейзенберга*:

$$\Delta x \Delta p_x \geq \hbar;$$

$$\Delta y \Delta p_y \geq \hbar;$$

$$\Delta z \Delta p_z \geq \hbar.$$

Тому елементарна комірка фазового простору для квантових частинок не може бути меншою за h^3 :

$$\Delta \Gamma_{\text{кв}} = (\Delta x, \Delta y, \Delta z) (\Delta p_x, \Delta p_y, \Delta p_z) \geq h^3. \quad (6.73)$$

4. Енергія класичної частинки може набувати неперервного ряду значень тоді як енергія квантової частинки – тільки дискретного ряду значень.

З урахуванням усіх цих особливостей і було здобуто статистичні розподіли для квантових частинок. Наводимо їх без доведення.

Розподіл Бозе–Ейнштейна

Цьому розподілу підпорядковуються частинки з цілим спіном, такі як *мюони, К-мезони, фотони*. Вони не підпорядковуються правилу заборони Паулі описуються симетричними хвильовими функціями, і в елементарній комірці фазового об'єму може міститися будь-яка кількість мікрочастинок. Такі частинки називаються *бозонами*.

Функція розподілу $f_b(W_i)$ визначає середню кількість частинок у даному стані, або «заселеність» станів із даною енергією W_i :

$$f_b(W_i) = \frac{1}{e^{\frac{W_i - \mu}{kT}} - 1}, \quad (6.74)$$

де W_i – значення енергії i -ї частинки; T – абсолютна температура; k – стала Больцмана; μ – хімічний потенціал у розрахунку на одну частинку.

Нагадаємо, що хімічний потенціал – це робота в ізобарно-ізотермічних умовах при збільшенні кількості частинок у системі на одиницю. Формула для розрахунку хімічного потенціалу:

$$\mu = \frac{U - TS + PV}{N}. \quad (6.75)$$

де U – внутрішня енергія системи; S – ентропія; P – тиск; V – об'єм; N – кількість частинок.

Розподіл Фермі–Дірака

Цей розподіл підходить для частинок з півцілим спіном, для таких частинок як *електрони, протони, нейтрони*. Такі частинки описуються несиметричними хвильовими функціями. В елементарній комірці фазового об'єму може перебувати тільки одна частинка. Частинки підпорядковуються правилу заборони Паулі і називаються *ферміонами*. Функція розподілу для них має вигляд:

$$f_F(W_i) = \frac{1}{e^{\frac{W_i - \mu}{kT}} + 1}. \quad (6.76)$$

Позначення в розподілі Фермі–Дірака такі самі, як у розподілі Бозе–Ейнштейна.

Неважко побачити, що квантові і класичні розподіли дуже схожі. Більш того їх можна записати у вигляді єдиної формули:

$$f(W_i) = \frac{1}{e^{\frac{W_i - \mu}{kT}} + \delta}. \quad (6.77)$$

Для розподілу Максвелла – Больцмана $\delta = 0$, $\mu = 0$; для розподілу Бозе

Ейнштейна $\delta = -1$, для розподілу Фермі-Дірака $\delta = +1$. На рис. 6.26 зображено всі три розподіли.

Виродження системи квантових частинок

Якщо мікрочастинки перебувають на великих відстанях одна від одної, сили взаємодії між ними мізерно малі. Частинки практично незалежні, і система таких частинок досить добре описується моделлю ідеального газу. Цій моделі відповідає розподіл Максвелла-Больцмана.

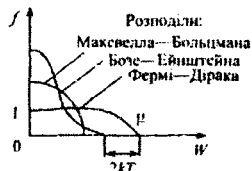


Рис. 6.26

Зі збільшенням густини речовини і зменшенням температури відстані між молекулами зменшуються і сили взаємодії стають уже істотними. Надалі, коли відстані між частинками стають порівнянними з довжиною хвилі де Бройля, починає виявлятися квантовий характер взаємодії. Тепер уже частинки мають підпорядковуватись квантовим статистичним розподілам Бозе-Ейнштейна або Фермі-Дірака.

Відхилення поведінки газу квантових частинок від класичної називається виродженням газу.

Неважко визначити межу або критерій того, що вже доведеться враховувати квантовий характер взаємодії частинок. Іншими словами, знайти межу **виродження** газу.

Візьмемо, наприклад, розподіл Фермі-Дірака і запишемо його в такому вигляді:

$$f_F = \frac{1}{\exp\left(\frac{W_i - \mu}{kT}\right) + 1} = \frac{1}{\frac{\exp(W_i/kT)}{\exp(\mu/kT)} + 1}. \quad (6.78)$$

Якщо величина

$$A = \exp(\mu/kT) \ll 1, \quad (6.79)$$

то одиницею у функції розподілу можна знехтувати, і тоді розподіл Фермі-Дірака перетворюється на розподіл Максвелла-Больцмана:

$$f_M = A \cdot \exp\left(-\frac{W_i}{kT}\right). \quad (6.80)$$

Величину A називають **параметром виродження**:

$$A = \frac{n_0 h^3}{(2\pi m k T)^{3/2}}. \quad (6.81)$$

де n_0 – концентрація частинок; m – маса частинки; k – стала Больцмана; h – стала Планка; T – абсолютна температура.

Знаючи A , можна обчислити **температуру виродження** A_B , тобто температуру, при якій виродження стає істотним. Для цього потрібно взяти $A = 1$, і тоді

$$T_B = \frac{\hbar^2 n_0^{2/3}}{2\pi m k}.$$

Для водню $T_B \approx 1\text{ K}$, для фотонного газу $T_B = \infty$. Для електронного газу в металі $T_B = 2 \cdot 10^4\text{ K}$. Тому звичайні гази за нормальних умов *невироджені*, а фотонний газ і газ вільних електронів у металі *вироджені*.

6.3.3 ДЕЯКІ ВЛАСТИВОСТІ МЕТАЛІВ

6.3.3.1 Спектр електронів у металі

Розглянемо такі властивості металевих кристалів, що визначаються поведінкою електронів провідності. Відомо, що в металах є деяка кількість «вільних» або «колективізованих» електронів. В основному це зовнішні валентні електрони. Кожен із них може досить легко рухатися усередині кристала під дією навіть невеликих зовнішніх, полів. Саме так необхідно розуміти термін *електронний газ*.

Електрон – частинка з півцілим спіном, тобто *ферміон*. Електрони підпорядковані розподілу Фермі-Дірака:

$$f_F = \frac{1}{\exp\left(\frac{W_i - \mu}{kT}\right) + 1}.$$

Для різних значень температури вигляд функції буде різним. Спочатку розглянемо вигляд функції для $T = 0\text{ K}$. Залежність функції розподілу від енергії W_i наведено на рис. 6.27.

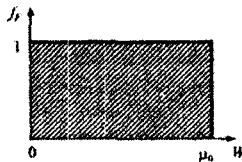


Рис. 6.27

Як бачимо, для всіх значень енергії навіть до значення енергії, що дорівнює хімічному потенціалу μ_0 при $T=0\text{ K}$, функція розподілу дорівнює одиниці. Це означає, що ймовірність заповнення стану в цьому інтервалі енергій дорівнює одиниці. Інакше кажучи, всі стани повністю заповнені. Звичайно – це наслідок принципу заборони Паулі, відповідно до якого в одному стані може перебувати тільки один ферміон. Наочно цю ситуацію можна уявити собі так. Нехай електрон, що має найменшу енергію з усіх можливих. Отже, він перебуває на найнижчому енергетичному рівні. Жодний інший електрон не має права претендувати на цей уже зайнятий рівень. Наступний електрон може розміститися тільки на наступному дозволеному рівні. І знову тільки один.

Так послідовно заповнюються всі дозволені рівні енергії без прогалин.

Тільки-но всі електрони розмістяться на енергетичних рівнях, більше нікому займати наступні вищі рівні, функція розподілу стрибком спадає до нуля. Як випливає з формули, цей спад відбудеться, коли значення енергії дорівнюватиме

значенню хімічного потенціалу при температурі абсолютного нуля: при $T = 0$ $W_i = \mu_0$. Цю енергію називають **енергією Фермі** і позначають W_F .

Енергія Фермі – це максимальне значення енергії, що її може мати електрон при $T = 0$ К.

Відповідно, найвищий енергетичний рівень називають **рівнем Фермі**. Значення енергії Фермі, що відповідає виродженому газу, істотно менше від теплової енергії за нормальних умов. Таку саму теплову енергію $W = 3/2kT$ вільна частинка мала б при температурі $T \approx 10^4$ К.

Тепер у функції розподілу замість хімічного потенціалу можна записувати енергію Фермі:

$$f_F = \frac{1}{\exp\left(\frac{W_i - W_F}{kT}\right) + 1} \quad (6.83)$$

Тепер розглянемо функцію Фермі для температури, яка не дорівнює нулю, але ще далека від температури виродження (рис. 6.28).

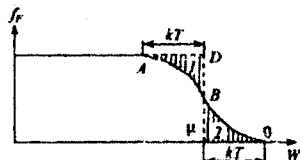


Рис. 6.28

Суцільною лінією зображено функцію розподілу для $T \neq 0$, пунктиром – для $T = 0$. «Хвіст» кривої виявився трохи розмитим в інтервалі енергій, який дорівнює приблизно $2kT$, тобто існує невелика частина електронів, яка може займати рівні енергії, вищі від рівня Фермі. Нижче від рівня Фермі з'являється невелика кількість вільних рівнів.

Для більшості електронів ситуація ніяк не змінилася. Вони так само щільно заповнюють абсолютно всі прилеглі знизу рівні енергії. При кімнатній температурі тільки приблизно 3% електронів мають можливість переходити на сусідні рівні.

Отже, перелічимо особливості електронного газу в металах:

1. Електронний газ вироджений, тобто істотно виявляється квантовий характер поведінки. Зокрема, енергія електрона квантована, електрон може перебувати тільки на дискретних енергетичних рівнях.

2. Електрон – частинка з півцілим спіном, і для електронного газу в металі справджується розподіл Фермі-Дірака. Електрон підпорядкований правилу заборони Паулі.

3. При температурі абсолютного нуля всі рівні енергії, нижчі від рівня Фермі, зайняті, а вищі від рівня Фермі – вільні.

4.3 підвищенню температури дуже невелика частина електронів може перейти на вищі рівні. І тільки ці електрони можуть сприймати енергію ззовні. Тому в процесах електропровідності або при оцінюванні теплоємності потрібно враховувати тільки цю невелику кількість електронів.

6.3.3.2 Теплоємність кристалів

Нагадаємо, що класична теорія доволі успішно розв'язала задачу про розрахунок теплоємності кристалів при кімнатних температурах.

Частинки в кристалі здійснюють тільки коливальний рух. Отже, повна кількість ступенів вільності є $i=6$. На кожний ступінь вільності припадає внутрішня енергія $U=0,5 kT$. Повна внутрішня енергія одного кіломоля

$$U = \frac{i}{2} RT = \frac{6}{2} RT = 3RT. \quad (6.84)$$

А молярна теплоємність кристала при сталому об'ємі

$$C_V = \frac{\partial U}{\partial T} = 3R. \quad (6.85)$$

Цей результат збігається з експериментальним законом Дюлонга і Пті, відповідно до якого теплоємність усіх твердих тіл, зокрема й металів, при кімнатній температурі близька до $3R$.

Однак у металах існують і вільні електрони. Тому варто було б додати ще три поступальні ступені вільності. А тоді теплоємність була б ще в півтора рази більшою. Класична теорія не могла подолати ці труднощі. А квантова це зробила. Досить згадати, що сприймати енергію можуть не більш як 3 % електронів. Тому й непотрібно було враховувати внесок електронів у теплоємність.

Більш істотні труднощі класичної теорії полягали в тому, що вона ніяк не могла пояснити досить складну експериментальну залежність теплоємності від температури (рис. 6.29).

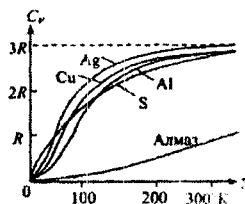


Рис. 6.29

При $T \rightarrow 0$ теплоємність також прямує до нуля.

З підвищенням температури теплоємність спочатку зростає пропорційно до куба температури, далі зростання сповільнюється і лише потім теплоємність прямує до значення, яке дорівнює $3R$.

Було кілька спроб створити квантову теорію теплоємності кристалів. Цю проблему досліджували Ейнштейн, Дебай, Борн та інші.

Основна ідея квантової теорії теплоємності кристалів доволі проста. Атоми в кристалі здійснюють коливання, тому енергія таких осциляторів має бути квантована. Енергія квантового осцилятора може набувати лише значень, пропорційних до частоти коливань:

$$W = N h \nu = N h \omega. \quad (6.86)$$

Але перш ніж виконувати подальші обчислення, потрібно в якийсь спосіб визначити або задати частотний спектр коливань. Можна припустити, як це зробив Ейнштейн, що взагалі всі осцилятори мають однакову частоту і виконують незалежні коливання. Зауважимо, що навіть таке просте припущення

дало змогу зрозуміти залежність теплоємності від температури. Але швидше за все коливання мають бути зв'язаними, оскільки між частинками існують великі сили взаємодії. Тоді цілком логічним виглядає припущення Дебая про те, що частоти осциляторів у кристалі можуть змінюватися від нуля до деякого максимального значення ν_m . При цьому максимальну частоту можна дістати з умови рівності енергії осцилятора середній тепловій енергії:

$$h\nu_m = kT. \quad (6.87)$$

Залишилося тепер дізнатися, скільки осциляторів мають ті чи ті частоти. Для цього довелося б сформулювати і розв'язати задачу з використанням квантових багаточасткових рівнянь, але ця справа безнадійна. Пішли іншим шляхом.

Якщо в кристалі відбуваються зв'язані коливання, то в ньому мають поширюватися *пружні хвилі*. Оскільки кристал обмежений у просторі, то право на існування мають тільки *стоячі хвилі*, вузли яких містяться на поверхні кристала. Раніше ми досить докладно розглянули корпускулярно-хвильовий дуалізм і вже звикли до думки, що кожна частинка може іноді поводитися як хвиля, а будь-яка хвиля має змогу виявити себе як частинка.

Якщо електромагнітну хвилю можна було уявити, як потік фотонів, або фотонний газ, то пружну хвилю можна розглядати як потік фононів, або фононний газ.

Енергія фонона:

$$W_f = h\nu = \hbar\omega, \quad (6.88)$$

імпульс фонона:

$$p_f = h\nu/v. \quad (6.89)$$

Спін фононів виявився таким, що дорівнює нулю. Отже, фонони підпорядковані статистиці Бозе–Ейнштейна. Фонони можуть випускатися і поглинатися, але кількість їх не стала, тому хімічний потенціал для фононного газу дорівнює нулю.

У такому разі функція розподілу набирає вигляду:

$$f(W) = \frac{1}{\exp\left(\frac{h\nu}{kT}\right) - 1}. \quad (6.90)$$

Тепер лишається обчислити внутрішню енергію кристала як енергію фононного газу і, нарешті, теплоємність. Остаточна формула Дебая для теплоємності кристала така

$$C = 3R \cdot f_0\left(\frac{T}{\Theta}\right), \quad (6.91)$$

де C – теплоємність кристала; R – універсальна газова стала; $f_0\left(\frac{T}{\Theta}\right)$ – функція Дебая; T – абсолютна температура; $\Theta = h\nu_m/k$ – *характеристична температура Дебая*.

При температурі Дебая в кристалі збуджуються всі можливі частоти, і вона визначається з умови:

$$\frac{h\nu_m}{k\Theta} = 1. \quad (6.92)$$

звідки

$$\Theta = \frac{h\nu_m}{k}. \quad (6.93)$$

Якщо температура кристала набагато більша за температуру Дебая, то можна не враховувати квантові ефекти. При $T \rightarrow 0$ $f_D \rightarrow 0$, при $T \gg \Theta_D \rightarrow 1$, при температурах поблизу нуля $f_D = B \cdot T^{-3}$.

Таким чином, отримано універсальну залежність теплоємності кристалів C_V від відносної температури T/Θ .

Цю залежність зображено на рис. 6.30

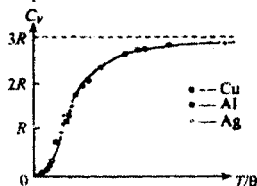


Рис. 6.30

Різними точками нанесено експериментальні дані для міді, алюмінію, срібла. Це був великий успіх квантової теорії.

Наприкінці ще два зауваження:

- теорія теплоємності справджується для будь-яких кристалів, а не тільки для діелектриків, тому що електронна складова теплоємності для металів невелика;
- існують речовини, теплоємність яких не описується формулою Дебая. Як правило, це речовини зі складними кристалами.

6.3.3.3 Електропровідність і надпровідність

У класичній теорії Друде–Лоренца вважалося, що електрон, який розганяється зовнішнім полем, періодично непружно зіштовхується з іонами ґратки, віддає їм усю кінетичну енергію і зупиняється. Далі процес розгону відновлюється до наступного зіткнення. Вважається, що відстань, яку проходить електрон між зіткненнями, дорівнює періоду ґратки.

Вдалося вивести закон Ома в диференціальній формі:

$$j = \gamma E = \frac{n_0 e^2 \tau}{m} E, \quad (6.94)$$

де j – густина струму; E – напруженість зовнішнього електричного поля; n_0 – концентрація електронів; e – заряд електрона; m – маса електрона; τ – час вільного пробігу; γ – питома провідність.

Таким чином, дуже проста і наочна модель дала змогу пояснити пропорційність густини струму до напруженості зовнішнього поля E , що і змістом закону Ома в диференціальній формі. Закон підтверджується дослідженнями.

Час вільного пробігу τ можна визначити через середню швидкість v довжину вільного пробігу λ , яка дорівнює періоду ґратки d :

$$\tau = \lambda/v = d/v.$$

Тоді формула для питомої провідності набирає вигляду

$$\gamma = \frac{ne^2 d}{2m\nu} \quad (6.95)$$

а питомий електричний опір

$$\rho = \frac{1}{\gamma} = \frac{2m\nu}{ne^2 d} = \frac{2m}{ne^2 \tau} \quad (6.96)$$

Перш ніж іти далі, тобто починати враховувати квантовий характер явища електропровідності, проаналізуємо уважно класичну формулу для питомої провідності.

Для порівняння з експериментом потрібно знати середню дрейфову швидкість v електрона. Її можна оцінити, скориставшись формулою для густини струму:

$$j = ne^2 v.$$

Так як густина струму в провіднику становить кілька ампер на квадратний сантиметр, то швидкість

$$v = \frac{j}{ne} = \frac{10 \cdot 10^4}{1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 10^{28}} = 10^{-4} \text{ м/с.}$$

Тоді питомий опір дорівнюватиме $\rho \approx 10^{-16} \text{ Ом} \cdot \text{м}$. Жодний провідник не має такого надзвичайно малого питомого електричного опору. Навіть у такого гарного провідника, як мідь, $\rho \approx 10^{-8} \text{ Ом} \cdot \text{м}$.

Отже, класична теорія електропровідності не дає змоги дістати правильне числове значення ρ .

Це перший істотний недолік класичної теорії.

Другий недолік класичної теорії – це її нездатність пояснити температурну залежність питомого опору від температури.

На рис. 6.31 наведено цю залежність для дуже чистих металів.

При температурах, вищих за температуру Дебая, питомий опір лінійно зростає з підвищенням температури. Коли температура прямує до нуля, питомий опір також прямує до нуля. Обоє явищ класична теорія пояснити не може.

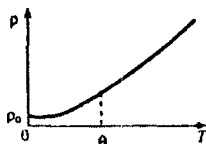


Рис. 6.31

Тобто, класична теорія електропровідності не може правильно пояснити температурну залежність питомого опору від температури.

Згадаймо, що квантову частинку можна розглядати як хвилю де Бройля. Довжина хвилі де Бройля λ пов'язана з імпульсом p :

$$\lambda = \frac{h}{p} = \frac{h}{m\nu}$$

А будь-яка хвиля має розсіюватися і дифрагувати на такій упорядкованій структурі, як кристалічна решітка. Досліди з дифракції електронів на кристалічній решітці описувалися в розділі з квантової фізики. Однак дифракція відбувається лише за такої умови: *довжина хвилі має бути сумірною з періодом*

кристалічної решітки.

У розглядуваному випадку довжина хвилі де Бройля для електронів провідності

$$\lambda = \frac{h}{mv} = \frac{6,62 \cdot 10^{-34}}{1,67 \cdot 10^{-27} \cdot 10^{-1}} \approx 4 \cdot 10^{-7} \text{ м.}$$

а період решітки $d \approx 10^{-10}$ м, тобто $\lambda \gg d$.

Отже, ні про яку дифракцію таких дуже довгих хвиль на кристалі не може бути й мови. Дістали, можливо, несподіваний, але неминучий висновок: *кристал прозорий для електронних хвиль.*

До речі, кристал прозорий і для електромагнітних хвиль оптичного діапазону, оскільки довжини хвиль тут порядку 10^{-7} м, а це теж набагато більше, ніж період решітки. На кристалі можлива дифракція електромагнітних хвиль рентгенівського діапазону або дуже швидких електронів. Тоді який же механізм розсіювання електронних хвиль?

І тут може допомогти аналогія з розсіюванням світлових хвиль. Як відомо, світло розсіюється в каламутних середовищах або в кристалах, що містять домішки у вигляді чужих атомів, а також будь-які дефекти, точніше неоднорідності. Електронні хвилі також мають розсіюватися на неоднорідностях. При температурі, відмінній від абсолютного нуля, такі неоднорідності виникають через флуктуацію густини в мікрооб'ємах за рахунок ангармонічних теплових коливань іонів кристалічної решітки. Неоднорідностями є також домішки і дефекти.

Отже, у чистих бездефектних кристалах відбувається розсіювання електронних хвиль на теплових коливаннях решітки. У свою чергу, теплові коливання можна представити у вигляді стоячих пружних хвиль, а їх – у вигляді квазічастинок *фононів*.

Електричний опір металів зумовлений розсіюванням електронів на фононах.

Квантова теорія електропровідності використовує як квантові розподіли, так і викладені раніше уявлення про механізм розсіювання електронів. Наведемо одну з формул для питомого електричного опору (формулу Зоммерфельда):

$$\rho = \frac{mv_F}{ne^2 \lambda_F}. \quad (6.97)$$

На перший погляд формула збігається з класичною, але зміст деяких величин, що входять до неї, зовсім інший: v_F – швидкість електрона, енергія якого дорівнює енергії Фермі; λ_F – середня довжина пробігу такого електрона. Її можна обчислити за формулою:

$$\lambda_F = \frac{Ed}{\pi n_0 k T}. \quad (6.98)$$

де E – модуль пружності; d – період кристалічної решітки; n_0 – кількість атомів у одиниці об'єму; k – стала Больцмана; T – абсолютна температура.

Квантова формула не тільки правильно визначає питомий електричний опір чистих металів, а й легко пояснює температурну залежність.

Справді, якщо довжина хвилі λ_F обернено пропорційна до абсолютної температури T , то питомий електричний опір ρ буде прямо пропорційний до

температури і прямуватиме до нуля, якщо $T \rightarrow 0$ К.

На рис. 6.32 наведено експериментальну залежність питомого електричного опору твердого натрію від температури, що чудово ілюструє міць квантової теорії.

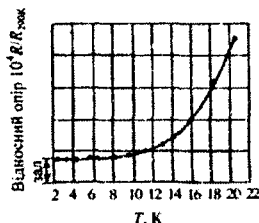


Рис. 6.32

Проте якщо придивимося уважніше, то помітимо, що експериментальна крива не прямує до нуля, тобто при температурі абсолютного нуля опір не дорівнює нулю. Виникає деякий залишковий опір. Причина появи залишкового опору вже зазначалася: це розсіювання електронних хвиль на домішках і дефектах. Це розсіювання не залежить від температури, тому зі зменшенням температури його внесок стає визначальним. Можна припустити, що повний питомий опір дорівнює сумі опорів:

$$\rho = \rho_T + \rho_i \quad (6.99)$$

де ρ_T – питомий електричний опір, зумовлений тепловими коливаннями решітки; ρ_i – питомий електричний опір, зумовлений домішками і дефектами. Розрахувати його не вдається.

Надпровідність

Явище, яке спостерігається в багатьох металах і сплавах і полягає в раптовому падінні до нуля їхнього електричного опору під час охолодження нижче від певної критичної температури T_k , називається надпровідністю.

Така температура називається температурою надпровідності. Уперше явище надпровідності було виявлено у ртуті голландським фізиком Каммерлінг-Оннесом у 1911 році. З тих пір знайдено або синтезовано понад 500 надпровідників.

На рис. 6.33 наведено залежність електричного опору ртуті від температури поблизу абсолютного нуля.

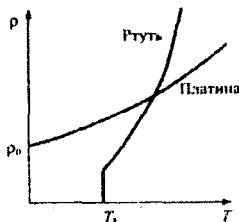


Рис. 6.33

При температурі $T_K = 4,15$ К опір ртуті різко зменшується більш ніж у 10^{15} раз, тобто практично до нуля. Там само для порівняння наведено криву для платини, в якій не спостерігається надпровідності. Для неї опір, як і має бути, прямує до залишкового опору ρ_0 .

Температура переходу в надпровідний стан різна в різних надпровідників. Так, для вольфраму $T_K = 0,01$ К, для сплаву Nb_3Sn $T_K = 18$ К. Останнім часом вдалося створити надпровідники, критична температура яких виявилася набагато вищою за температуру рідкого азоту, і вже незабаром з'являться нові технології і прилади з чудовими властивостями. Явище надпровідності пов'язане з тим, що при низьких температурах два електрони з антипаралельними спінами поєднуються в так звану *куперовську пару*, причому відповідна електронна хвиля не розсіюється на теплових коливаннях йонів решітки. Інакше кажучи, енергія таких електронів при проходженні через решітку не змінюється, а отже, опору немає. Також відзначимо, що магнітне поле не проникає всередину надпровідника, а це означає, що надпровідник поводить себе як ідеальний діамagnetик.

6.3.4 Зонна теорія кристалів

Утворення енергетичних зон у кристалах

Як було показано раніше, енергетичний спектр електронів в ізольованому атомі має дискретний характер. Це означає, що конкретний електрон може мати тільки дискретне значення енергії, зумовлене правилом квантування. Кожному значенню головного квантового числа n відповідає цілком певне значення енергії електрона. Наочно цей спектр зручно зображувати у вигляді набору паралельних ліній, як це показано на рис. 6.34.

Для електрона в окремому атомі існують дуже вузькі дозволені енергетичні зони, поділені широкими забороненими зонами.

Якщо два однакові атоми перебувають доволі далеко один від одного, як, наприклад, у газі, то енергетичні спектри відповідних електронів у кожному атомі будуть зовсім ідентичними. Якщо поступово зближувати атоми, то на електрон одного атома почне впливати поле іншого атома. І чим ближчі атоми, тим сильніший вплив. Природно, це не може не позначитися на характері енергетичного спектра.

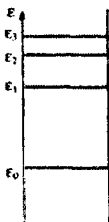


Рис. 6.34

При зближенні двох атомів кожен енергетичний рівень розщеплюється на два підрівні.

Розщеплення рівнів енергії в кристали

Якщо розглядається система з трьох атомів, то кожний енергетичний рівень розщепиться на три рівні або підрівні. У процесі зближення N атомів кожний рівень перетворюється на N підрівнів. Інакше кажучи, відбувається розщеплення кожного рівня на дуже велику кількість підрівнів.

В ізольованому атомі енергетичні рівні звичайно займають інтервал порядку кількох електрон-вольт. Звідси випливає, що різниця енергії між сусідніми підрівнями становить нескінченно малу величину $\delta\epsilon \approx 10^{-22}$ еВ. Тому й говорять, що така система великої кількості підрівнів являє собою ***енергетичну зону***. Трактично це неперервна смуга дозволених енергій.

Однак ні в якому разі не можна забувати, що енергетична зона складається з уже великої кількості близько розміснених, але все ж таки ***дискретних рівнів***. Це має принципове значення, оскільки принцип Паулі забороняє перебувати в однаковому стані більш ніж одному електрону (точніше двом, але з різними спінами). Експерименти підтверджують наявність енергетичних зон у кристалах.

Енергетичну зону утворює кожний енергетичний рівень як незбудженого, так і збудженого атома. Зони утворюють як зовнішні валентні електрони, так і електрони внутрішніх електронних оболонок.

Хвильові функції внутрішніх заповнених оболонок атомів зменшуються з віддаленням від ядра набагато швидше, ніж хвильові функції зовнішніх електронів. Тому хвильові функції електронів внутрішніх оболонок перекриваються значно слабкіше, ніж хвильові функції зовнішніх електронів. Відповідно, і ширина енергетичних зон, утворених зовнішніми електронами, у кілька разів більша від ширини енергетичних зон, утворених електронами внутрішніх зон.

Дискретні енергетичні рівні ізолюваних атомів перетворюються в кристалах на систему дозволених енергетичних зон.

Між цими дозволеними зонами зберігаються і заборонені зони. Від структури зонного енергетичного спектра електронів залежать фізичні властивості кристалів.

Типи й особливості енергетичних зон

Кількість дозволених і заборонених зон, а також їхня ширина залежать від типу кристала і способу заповнення електронних оболонок атомів кристала. Тому енергетичні спектри різних кристалів доволі індивідуалізовані.

Перелічимо деякі характерні особливості енергетичних спектрів електронів у кристалах:

1. Загальна кількість енергетичних зон велика, оскільки кожний дозволений енергетичний рівень ізолюваного атома може перетворитися на дозовану енергетичну зону. Кількість електронів, що заповнюють ці зони, істотно менша за повну кількість підрівнів. Тому можливі частково заповнені зони.

2. Дозволені зони відокремлені забороненими зонами. Ширина обох типів зон може бути будь-якою. Зокрема, ширина забороненої зони може бути як дуже великою, так і дуже малою.

3. Не обов'язково, щоб кожна дозволена зона з'являлася в результаті розщеплення тільки одного дозволеного рівня. Цілком можливе «перекривання» сусідніх зон, утворених при розщепленні двох і більше рівнів.

На рис. 6.35 як приклад зображено схему утворення верхніх енергетичних зон для кристала натрію.

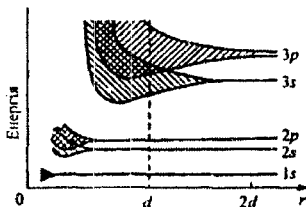


Рис. 6.35

4. Ширина зон, утворених внутрішніми електронами, невелика. Вони звичайно цілком заповнені, а тому ці зони ніяк не впливають на властивості кристала.

5. Найбільший інтерес становлять дозволені зони, утворені зовнішніми валентними електронами. Ці зони називають **валентними зонами**. Деякі з таких зон можуть бути порожніми, а деякі заповненими цілком або частково.

6. Зони, заповнені частково, називають **зонами провідності**. У таких зонах електрон може легко перейти на найближчий вільний рівень, бо для цього йому достатньо змінити свою енергію тільки на $\delta\varepsilon \approx 10^{-22}$ еВ. Але навіть у дуже слабких полях електрон легко набуває енергії $\varepsilon \approx 10^{-6} - 10^{-8}$ еВ.

7. Заповнена зона не може бути зоною провідності. Вона не має вільних рівнів. Найближча зона, де є незайняті рівні, відповідає першому збудженому стану ізолюваного атома. При $T = 0$ К у цій зоні немає електронів, але вони там можуть з'явитися в результаті теплового або іншого збудження електрона. Саме ця зона і буде тепер зоною провідності.

Однак для того, щоб потрапити в зону провідності, електрон має «перестрибнути» через заборонену зону, а для цього потрібна вже чимала енергія.

8. Спосіб заповнення енергетичних зон електронами схожий на спосіб заповнення електронних оболонок атома. Розглядають випадок $T = 0$ К і керуються принципом заборони Паулі. Тоді спочатку розміщуються електрони на найнижчих рівнях або в зонах, утворених внутрішніми електронами. Далі заповнюються вищі зони.

Енергетичні спектри в металах, діелектриках і напівпровідниках

Провідники – це речовини, що добре проводять електричний струм. Провідниками є метали. У них існує зона провідності. До того ж у провідників відсутня заборонена зона, оскільки сусідні дозволені зони перекриваються. Спрощену структуру енергетичних зон провідника наведено на рис. 6.36.

Зону провідності заштриховано горизонтальними лініями. Попередню розташовану нижче цілком заповнену зону заштриховано похилими лініями.

Діелектрики – речовини, що не проводять електричний струм. На рис. 6.37



Рис. 6.36

зображена схема енергетичних зон.

Тут усе дуже просто. Валентна зона цілком зайнята, а до наступної зони так далеко ($\Delta\varepsilon > 3$ eВ), що туди електронів практично не дістатися. Тому верхня зона, позбавлена електронів, не може стати зоною провідності. Отже, маємо діелектрик.

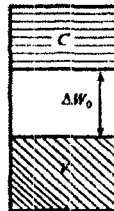


Рис. 6.37

Напівпровідники – речовини, що здатні проводити електричний струм, але набагато гірше, ніж метали. У напівпровідників валентна зона цілком зайнята, а можлива зона провідності при $T = 0$ К порожня, як у діелектриків. Проте ширина забороненої зони набагато менша, ніж у діелектриків. На рис. 6.38 зображено схему енергетичних зон для власного напівпровідника.

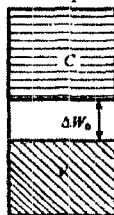


Рис. 6.38

При ширині забороненої зони $\Delta\varepsilon \approx 0,1$ eВ навіть теплової енергії досить для переходу електрона в зону провідності.

Вузька заборонена зона – не єдина відмінність енергетичного спектра напівпровідника від енергетичного спектра діелектрика. У напівпровідниках істотну роль відіграють домішки. Кожний чужий атом створює правильне періодичне поле ідеального кристала, і це призводить до появи додаткових

«домішкових» енергетичних рівнів, розміщених у забороненій зоні. Тепер електрон не обов'язково одним стрибком потрапляти з валентної зони в зону провідності, а можна поступово підніматися по такій «енергетичній драбині». При цьому в зону провідності можна легко ввести ще кілька електронів, заповнивши додаткову *домішкову провідність*.

6.3.5 Напівпровідники

Напівпровідниками традиційно називали речовини, питомий електричний опір яких при кімнатній температурі більший, ніж у металів, але менший, ніж діелектриків. Зрозуміло, що таке визначення не встановлює чітких меж. Вважають, що питомий електричний опір напівпровідників лежить у межах 10^{-5} до 10^8 Ом $\cdot$ м. Розміщення напівпровідників між добрими і поганими провідниками нагадує розміщення рідини між твердим тілом і газом. У рідині шукали риси подібності як із газом, так і з твердим тілом, з'ясовуючи розбіжності. При цьому знайшли і власні унікальні властивості рідини. Те саме відбулося з напівпровідниками. При уважнішому вивченні виявився цілий букет особливих властивостей напівпровідників. Наприклад, провідність напівпровідників сильно залежить від температури, опромінення світлом або потоком елементарних частинок, від електромагнітних полів. Особливо сильно впливають на провідність домішки. Так, введення в кристал германію домішки бору в кількості всього 10 % приводить до збільшення електропровідності більш ніж у 100 раз. Істотно впливають також зміни в кристалічній решітці. Саме те, що так легко змінити властивості напівпровідників унаслідок незначних і керованих впливів забезпечило їм центральне місце в електронних технологіях.

Які ж речовини є напівпровідниками? По-перше, це чисті хімічні елементи. На рис. 6.39 зображено частину періодичної системи елементів Д. І. Менделєєва в якій виділено елементи з напівпровідниковими властивостями.

II	III	IV	V	VI	VII
Берилій Be	Бор B	Вуглець C			
		Кремій Si	Фосфор P	Сера S	Хлор Cl
	Галій Ga	Германій Ge	Арсен As	Селен Se	Бром Br
	Індій In	Олово Sn	Сурма Sb	Телур Te	Йод I

Рис. 6.39

По-друге, це сполуки, утворені з елементів, розміщених симетрично щодо четвертої групи.

По-третє, це окисли металів, сульфідні, телуриди і т. ін.

Нарешті, багато органічних сполук теж виявляють напівпровідникові властивості.

Ми виділили напівпровідники в окремий розділ не тільки тому, що вони

мають дуже цікаві властивості, а й тому, що вони зробили технічну революцію в електроніці і вимірювальній техніці.

У межах нашого курсу буде розглянуто лише деякі питання фізики напівпровідників. Зокрема, спинимося на електричних і контактних явищах.

Окремо розглядатимемо властивості власних і домішкових напівпровідників.

6.3.5.1 Власні напівпровідники

Власними напівпровідниками є дуже чисті речовини. Кількість домішок у них дуже мала і становить звичайно не більш як $(10^{-8} - 10^{-11}) \%$. Власними напівпровідниками є германій, кремній, селен і багато інших інтерметалевих сполук.

На рис. 6.40 наведено типовий спектр власного напівпровідника.

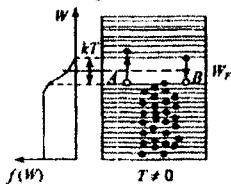


Рис. 6.40

Він має такі особливості:

- при температурі абсолютного нуля валентна зона заповнена, а зона провідності зовсім вільна;
- ширина забороненої зони ΔW невелика і становить звичайно соті або десяті частки електронвольта;
- рівень, що відповідає значенню хімічного потенціалу при $T = 0$ К, міститься приблизно в середині забороненої зони.

Провідність власного напівпровідника

При $T = 0$ у зоні провідності немає електронів, а у валентній зоні немає вільних рівнів. Отже, провідність власного напівпровідника дорівнює нулю, тобто він поводить себе як діелектрик. З підвищенням температури частина електронів, одержавши додаткову теплову енергію, може перейти в зону провідності. Щоправда, таких електронів небагато, оскільки навіть при температурі $T = 300$ К середня теплова енергія становить $\epsilon_0 = kT \approx 2,5 \cdot 10^{-3}$ еВ, а ширина забороненої зони $\Delta W \approx 0,1$ еВ. Проте вільних рівнів у зоні провідності дуже багато й електрони легко, навіть при накладанні слабких полів можуть переходити на вільні рівні. З'являється **електронна провідність**. Проте у валентній зоні після переходу електрона в зону провідності з'являються вакантні енергетичні рівні. І на ці рівні можуть легко перейти електрони з сусідніх рівнів, а на їхнє місце – інші електрони. Таким чином, у валентній зоні також уможливується здійснення провідності. Ця провідність здійснюється електронами валентної зони, що послідовно займають вакансії. Послідовне

заповнення вакансій, що відкриваються, цілком можна розглядати і як п'реміщення, або міграцію, самих вакансій. Місце, звільнене електрон (вакансію), можна уявляти як *позитивно заряджену дірку*, а відповіді провідність можна назвати *дірковою провідністю*.

Власний напівпровідник має як електронну так і діркову провідність

Справді (рис. 6.41), у кристалі, наприклад германію, кожний атом зв'язані міцним ковалентним зв'язком з чотирма сусідніми атомами.

Германій має чотири валентні електрони, і зв'язок утворюється при обмі валентним електроном із сусідом. Збудження валентного електрона і перехід його в зону провідності означає, що із одного із зв'язків електрон перейшов у простір між атомами. На його місці залишилася вакансія, яку негайно займе будь-який сусідніх валентних електронів.

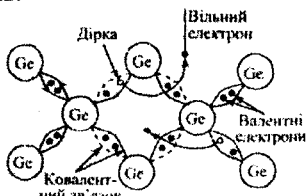


Рис. 6.41

Характеристики дірки зрозумілі. Заряд її дорівнює елементарному, а тільки зі знаком «плюс». Якщо спин електрона $s_e = -\hbar/2$, то спин дірки $s_d = +\hbar/2$. Імпульси та енергії електрона і дірки чисельно однакові. Дірка, як і електрон підпорядковується статистиці Фермі-Дірака і принципу заборони Паулі.

Усі величини, які стосуються електронної провідності, позначають індексом n (від англійського слова negative), а діркової провідності – індексом p (від англійського слова positive). У власному напівпровіднику концентрації електронів у зоні провідності дорівнює концентрації дірок у валентній зоні $n_n = n_p = n$. Зі зростанням температури дедалі більше електронів переходить у зону провідності. Їхню концентрацію можна оцінити з таких міркувань. Кількість електронів у зоні провідності мала, і їхньою взаємодією можна знехувати. Тоді можна говорити про *ідеальний газ електронів*, а до такого газу застосовується формула Больцмана:

$$n/n_0 = \exp(-U/kT), \quad (6.100)$$

яка має ймовірнісний характер. Величина n/n_0 – це кількість частинок, які дістали енергію U , тоді як уся сукупність частинок перебуває в тепловій рівновазі середньою енергією

$$\epsilon = kT. \quad (6.101)$$

У нашому випадку $U = \Delta W$, де ΔW – ширина забороненої зони. Точніший розрахунок із використанням закону квантового розподілу Фермі-Дірака дає:

$$n = CT^{3/2} \exp(-\Delta W/kT). \quad (6.102)$$

Як видно, кількість електронів провідності різко, за експоненціальним законом зростає з ростом температури. Точно така сама формула справджується

вичайно, і для концентрації дірок у валентній зоні.

Питома електрична провідність:

$$\gamma = en\mu. \quad (6.103)$$

де e – заряд електрона; n – концентрація носіїв заряду; μ – рухливість носіїв заряду.

У власних напівпровідників є два види носіїв заряду: *електрони і дірки*. Тому формулу для провідності треба записати у вигляді:

$$\gamma = en_n\mu_n + ep_p\mu_p. \quad (6.104)$$

Проте $n_n = n_p = n$, звідки

$$\gamma = en(\mu_n + \mu_p) = e(\mu_n + \mu_p) CT^{3/2} \exp(-\Delta W/kT). \quad (6.105)$$

Остаточна формула для провідності власного напівпровідника набирає вигляду:

$$\gamma = A \exp(-\Delta W/kT). \quad (6.106)$$

Така залежність провідності від температури добре підтверджується дослідом.

На рис. 6.41 зображено результати дослідів з електропровідності чистого германію в координатах $\ln \gamma - 1/T$.

Дослідні точки добре описуються лінійною залежністю. Користуючись нею, можна легко визначити ширину забороненої зони ΔW . Її часто називають *тегєю активації*. Так і визначають ширину забороненої зони у власних напівпровідниках.

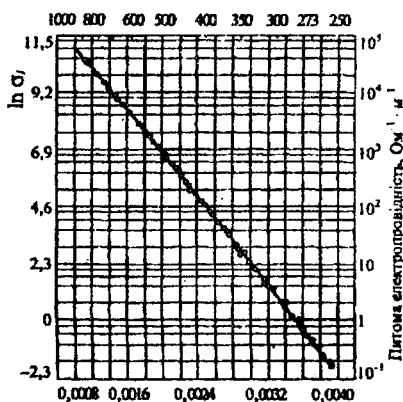


Рис. 6.41

Як правило, рухливість електронів більша, ніж дірок. Різні значення рухливості електронів і дірок можуть бути пояснені різними умовами їхніх переміщень. Електрон провідності переміщується в просторі між вузлами вдалині від іонів, а рух дірок пов'язаний з послідовним зайняттям вакантних місць поблизу іонів решітки. Таким чином, провідність власного напівпровідника – це, в сновному, *електронна провідність*.

6.3.5.2 Домішкові напівпровідники

Істотно збільшити провідність можна, додавши до чистого власного напівпровідника невелику кількість домішок. До такого самого ефекту приводять різні дефекти в кристалах. При цьому змінюється правильне періодичне поле і звичайно, енергетичний стан електронів.

Енергетичні рівні чужих домішкових атомів не збігаються з енергетичними рівнями основних атомів і часто розміщені навіть усередині забороненої зони основного напівпровідника. На рис. 6.43 зображено такий локальний рівень домішкового атома, який лежить усередині забороненої зони ближче до дна зони провідності.

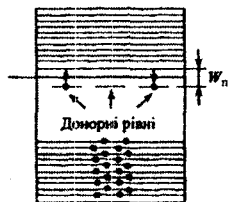


Рис. 6.43

За ширини забороненої зони ΔW_0 ширина зони, що відокремлює локальний рівень від дна зони провідності, становить тільки ΔW_n . Якщо $\Delta W_0 = 1 \dots 3$ еВ, то $\Delta W_n = 0,01 \dots 0,1$ еВ. Зрозуміло, що електрону, який перебуває на цьому **домішковому рівні**, легко перейти в зону провідності і при тій самій температурі цей рівень забезпечує істотну додачу електронів у зону провідності. Саме тому електрична провідність збільшується. Таку ситуацію маємо, наприклад, коли один атом германію замінюється атомом сурми (рис. 6.44).

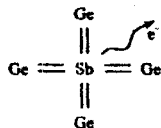


Рис. 6.44

Сурма (Sb) – представник V групи, має п'ять валентних електронів, і германій – всього чотири. Тому в процесі утворення зв'язків виникає «п'ятий зайвий». Він набагато слабкіше зв'язаний зі своїм атомом і легко може потрапити в зону провідності. Атом сурми, введений у кристал германію, функцію донора. Звідси і терміни **донорна домішка**, **донорні рівні**, **донорний напівпровідник**. Частіше говорять: **напівпровідник n-типу**.

Якщо ж атом германію буде замінено атомом тривалентного елемента наприклад атомом галію, то тепер уже буде не вистачати одного електрона для утворення нормального ковалентного зв'язку з чотирма сусідами. Тому з'явиться вакансія, і на неї може перейти електрон від якогось іншого атома германію створивши на звільненому місці нову вакансію. Інакше кажучи, усередині кристала блукатимуть дірки, і це приведе до появи домішкового рівня поблизу

валентної зони, а також до збільшення концентрації дірок і, звичайно, до збільшення діркової провідності (рис. 6.45).

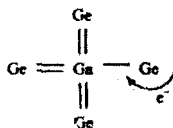


Рис. 6.45

Домішки, введення яких ініціює процес утворення дірок, називають **акцепторними домішками**. Відповідно, говорять про **акцепторні рівні**, **акцепторні напівпровідники**. Частіше послуговуються терміном **напівпровідник p-типу**. Таким чином, донорна домішка збільшує кількість електронів у зоні провідності, але не змінює кількості дірок у валентній зоні. Тому електричний струм забезпечується переважно електронами в зоні провідності.

У донорних напівпровідниках основними носіями є електрони. Напівпровідники n-типу мають електронну провідність.

Що ж до акцепторної домішки, то вона збільшує кількість дірок у валентній зоні, але не збільшує кількості електронів у зоні провідності. Тому електричний струм забезпечується переважно дірками у валентній зоні.

В акцепторних напівпровідниках основними носіями є дірки. Напівпровідники p-типу мають діркову провідність.

Тому при введенні до напівпровідника донорної домішки концентрація електронів n_n збільшується, а концентрація дірок n_p зменшується. Введення акцепторної домішки збільшує концентрацію дірок і водночас зменшує концентрацію електронів провідності.

6.3.6 Контактні явища

Явища, які відбуваються на межі двох різнорідних кристалів, називають **контактними явищами**. Приклади:

- 1) поява «запірного шару», який забезпечує однобічну провідність електричного струму;
- 2) поява термоЕРС, яка залежить від температури;
- 3) нагрівання або охолодження місця контакту під час проходження через нього постійного струму.

Поверхневий шар. Робота виходу

Підґрунтям усіх контактних явищ є те, що атоми й електрони поверхневого шару кристала перебувають в умовах, що істотно відрізняються від умов у глибині кристала. Атом, розміщений далеко від поверхні, оточений з усіх боків атомами-сусідами. Силкові поля досить симетричні або принаймні однакові для всіх атомів. В атомів поверхневого шару немає сусідів з одного боку, тому силкові поля спотворюються, і це призводить до змін у розміщенні атомів. З погляду електрона відбувається зміна форми потенціальних кривих, зміна структури і

форми енергетичних зон. Отже, у поверхневих шарах спотворюється енергетичний спектр електронів. Характер і розмір змін, звичайно, су індивідуальні, тобто в кожного кристала вони свої.

Якщо прикласти один кристал до іншого, то виникне додаткова причі зміни енергетичного спектра через взаємний вплив. До того ж цей взаєми вплив підсилюється за рахунок ще одного поверхневого ефекту.

Відомо, що над поверхнею кристала завжди є тонкий шар електронів, ш вилетіли з нього. Справа в тім, що при температурі, відмінній від абсолютної нуля, електрони одержують додаткову теплову енергію, середнє значення як складає величину порядку kT . Енергія в деякої незначної частини електронів може виявитися достатньою для вильоту з кристала.

Роботою виходу називають енергію, яку треба надати, щоб вирвал електрон з поверхні твердого тіла або рідини у вакуум у стан, при якому його кінетична енергія дорівнює нулю. Енергію відраховують від енергії Фермі.

Робота виходу дорівнює різниці між мінімальною енергією електрона в вакуумі й енергією Фермі.

Нагадаємо, що енергія Фермі дорівнює значенню хімічного потенціалу.

Робота виходу A_B складає звичайно декілька електронівольт. Так, для літ $A_B = 2,38$ еВ, а для германію $A_B = 4,76$ еВ. Робота виходу може бути істоті зменшена, якщо на поверхні кристала буде нанесена плівка іншої речовини. малою роботою виходу. Експериментально роботу виходу визначають, вивчаюч явища фотоелектронної і термоелектронної емісії.

Приконтактний шар

З'ясуємо тепер, що відбувається під час зближення двох різних кристалів. Товщина поверхневого шару електронів δ_e , які вилетіли із кристала, мала становить звичайно $10^{-9} \dots 10^{-10}$ м. Електрони не віддаляються від поверхні кристала більш, ніж на кілька міжатомних відстаней.

Тому якщо кристали перебувають на відстані, набагато більшій, ніж δ_e , тоді їх електронні шари не перекриваються і взаємний вплив відсутній (рис. 6.46).

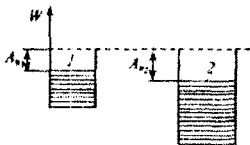


Рис. 6.46

Рівні Фермі в кристалах різні, різні і роботи виходу. Робота виходу більша тому кристалі, у якому енергія Фермі менша. При одній і тій самій температурі концентрація електронів у шарі буде більша там, де робота виходу менша. нашому випадку $W_1 > W_2$, $A_{B1} < A_{B2}$, $n_1 > n_2$.

З наближенням кристалів до відстаней, порівнянних з товщиною шару електронів δ_e , шари перекриваються. У стані термодинамічної рівноваги концентрація електронів має вирівнятися. Електрони почнуть переходити в т

зону, де концентрація їх менша, тобто від першого до другого кристала. При цьому другий кристал зарядиться негативно, а перший – позитивно. З'явиться **подвійний електричний шар** (рис. 6.47).



Рис. 6.47

Перехід електронів триватиме доти, доки не зрівняються значення хімічних потенціалів кристалів, що контактують ($\mu_1 = \mu_2$). Оскільки робота виходу електрона з кристалів різна, то між поверхнями кристалів встановиться **контактна різниця потенціалів** подвійного електричного шару $\Delta\phi$, що дорівнює різниці робіт виходу:

$$\Delta\phi_k = A_{e2} - A_{e1} \quad (6.107)$$

Концентрація електронів у металах, напівпровідниках і в діелектриках різна. Метал легко може віддати частину своїх електронів у подвійний електричний шар для встановлення рівноваги, бо в нього їх багато, а от напівпровідник з тією самою метою має «мобілізувати» електрони з глибинних шарів кристала.

Тому зміни енергетичного спектра в металі відбуваються у вузькому шарі поблизу поверхні завтовшки $l_m = 10^{-9} \dots 10^{-10}$ м. Товщина такого шару в напівпровіднику може досягати $l_n = 10^{-6} \dots 10^{-5}$ м. Найбільший інтерес становлять контакти металу з металом, металу з напівпровідником і напівпровідника з напівпровідником. Розглянемо їх докладніше.

Контакт двох металів

Це найбільш простий випадок. Концентрація вільних електронів в обох металах досить велика, а товщина подвійного електричного шару невелика і має порядок міжвузлових відстаней.

Питомий електричний опір у цьому шарі не відрізняється від питомого опору іншого об'єму металів.

Через контакт між двома металами електричний струм проходить однаково добре в обох напрямках.

Середня енергія електронів різна в різних металах, різна і залежність енергії Фермі від температури. Тому спостерігаються **термоелектричні явища**.

Ефект Зеебека полягає в тому, що в електричному колі, яке складається з послідовно з'єднаних провідників із різних матеріалів, виникає **термоЕРС**, якщо в місцях контактів підтримується різна температура T_1 і T_2 (рис. 6.48).

Для невеликих інтервалів температури термоЕРС пропорційна до різниці температур:

$$\varepsilon_T = \alpha_T (T_2 - T_1), \quad (6.108)$$

де α_T – коефіцієнт термоЕРС, який практично не залежить від температури. Для металів коефіцієнт термоЕРС невеликий і становить звичайно кілька мікровольт

на кельвін. Ефект Зеебека експериментально було відкрито ще в 1821 році, відтоді він з успіхом застосовується для вимірювання температури за допомогою різних *термопар*.

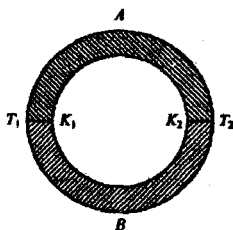


Рис. 6.48

Ефект Пельтьє полягає в тому, що в місці контакту різнопродовідників виділяється або поглинається теплова енергія, якщо через контакт пропускається постійний електричний струм. Ще в 1834 році Пельє експериментально встановив, що кількість виділеної або поглиненої енергії пропорційна до заряду, який пройшов через контакт:

$$Q = a_p q = a_p It, \quad (6.109)$$

де a_p – коефіцієнт Пельтьє.

Фізична причина цього ефекту полягає в тому, що середня енергія носіїв заряду в матеріалах, які перебувають у контакті, різні. Пояснимо це на простому прикладі. Нехай поле напрямлено зліва направо, як показано на рис. 6.4. Електрони рухаються проти поля, тобто справа на ліво. Для переходу з металу 1 у метал M_2 на контакті 1 електронам потрібно подолати потенціальний бар'єр. Енергію для подолання бар'єра електрони беруть у навколишніх молекул. Контакт при цьому охолоджується до температури T_1 . На контакті 2 відбувається зворотнє явище. Електрон переходить з металу з більшою середньою енергією метал з меншою середньою енергією, віддаючи надлишкову енергію решітці. Температура контакту при цьому підвищується до T_2 . Тому і з'являється різниця температур. Ця різниця температур при контактах металів порівняно невелика становить усього кілька градусів. Як ми побачимо далі, для напівпровідників різниця температур може досягати десятків градусів. Ефект Пельє використовується в *термохолодильниках*.

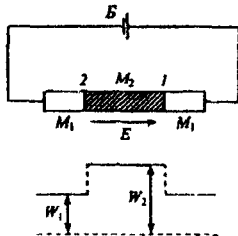


Рис. 6.49

Ефект Томсона полягає в тому, що при проходженні струму по однорідному провіднику, уздовж якого існує градієнт температури, відбувається виділення або поглинання тепла. Кількість теплоти, яка виділяється, пропорційна до заряду $q = It$, який проходить через провідник, і до градієнта температури:

$$Q_T = \beta_T q \text{grad} T = \beta_T It \text{grad} T, \quad (6.110)$$

де β_T – коефіцієнт Томсона.

Ефект Томсона пояснюється дифузією електронів від гарячого кінця до холодного, де середня кінетична енергія електронів менша. Надлишок енергії електрони віддають решітці.

Усі термоелектричні явища мають однакові причини. Тому між термоелектричними коефіцієнтами існують прості зв'язки:

$$\beta_T = T \frac{d\alpha_T}{dT} \quad \text{і} \quad \alpha_P = T\alpha_T. \quad (6.111)$$

Контакт металу і напівпровідника

У місці контакту також виникають подвійний електричний шар і контактна різниця потенціалів, спостерігаються термоелектричні ефекти. Основна відмінність від контакту метал–метал полягає в тому, що зміни поширюються на значну глибину в напівпровіднику (до багатьох сотень міжатомних відстаней), а в металі вони, як і раніше, зосереджені в тонкому поверхневому шарі.

Характер змін залежить не тільки від типу напівпровідника, (p -або n -тип), а й від відносного значення роботи виходу з металу A_m і напівпровідника A_n .

Розглянемо чотири можливі випадки контакти металу і напівпровідника, коли зазор між ними становить близько $3 \cdot 10^{-10}$ м.

1. Напівпровідник n -типу, $A_m > A_n$ (рис. 6.50). У стані рівноваги метал зарядиться негативно, а напівпровідник – позитивно. Вектор напруженості контактної області E_k буде напрямлений від напівпровідника до металу. Основні носії заряду – електрони будуть зміщуватися полем усередину напівпровідника, збіднюючи тим самим приконтактну область носіями заряду. Опір приконтактної зони при цьому зростатиме, досягаючи значень близько 10^6 Ом. Таким чином, приконтактна область буде **запірним шаром** для основних носіїв заряду. Так виникає **випрямний контакт**. На рисунку також показано, як змінилися енергетичні зони в напівпровіднику. Валентна зона на межі контакту піднялася до рівня Фермі F , а зона провідності симетрично змістилася.

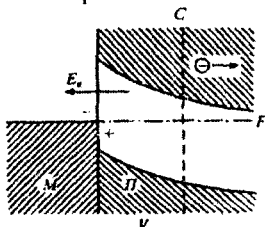


Рис. 6.50

3. Напівпровідник р-типу, $A_m > A_n$ (рис. 6.51). Метал зарядиться позитивно, напівпровідник – негативно. Валентна зона зміститься до рівня Фермі F . Приконтактна область буде збагачена основними носіями-дірками. Опір контакту зменшується.

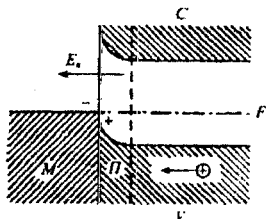


Рис. 6.51

3. Напівпровідник n-типу, $A_m < A_n$ (рис. 6.52). Потік електронів із металу більший, ніж із напівпровідника. Метал зарядиться позитивно, напівпровідник – негативно. Зона провідності в напівпровіднику буде ближчою до рівня Фермі F . Під дією контактного поля основні носії – електрони, рухатимуться до контакту, збагачуючи його електронами. Опір приконтактної зони напівпровідника зменшиться. Утвориться **антизапірний шар**, або **невипрямний контакт**.

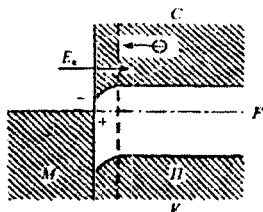


Рис. 6.52

4. Напівпровідник р-типу, $A_m < A_n$ (рис. 6.53). Метал заряджається позитивно, напівпровідник – негативно. Під дією напруженості контактного поля основні носії-дірки рухаються від контакту, збіднюючи приконтактну зону. Опір приконтактної зони зростає, утворюється **запірний шар**. При цьому ближчою до рівня Фермі F буде зона провідності, а валентна зона симетрично зміщується від рівня Фермі.

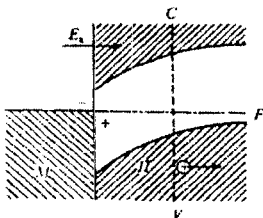


Рис. 6.53

Отже, із чотирьох можливих випадків запірний шар утворюється тільки в двох: напівпровідник *p*-типу та $A_m > A_n$ напівпровідник *p*-типу та $A_m < A_n$.

Електричний опір контакту залежить від напрямку зовнішнього електричного поля. Якщо напрям вектора напруженості зовнішнього поля E_z збігається з напрямом вектора напруженості контактного шару E_k , то концентрація носіїв у приконтактній зоні зменшується й опір зони контакту зростає. Таке ввімкнення називають **зворотним ввімкненням**. Струм при такому ввімкненні різко зменшується.

Якщо напрям E_z протилежний E_k , то приконтактний шар збагачується носіями заряду й опір приконтактного шару зменшується. Таке ввімкнення називають **прямим ввімкненням**. Струм у цьому разі зростає.

Залежність густини струму j від прикладеної різниці потенціалів V лишиється формулою

$$j = Ae^{\frac{eV}{kT}} - 1. \quad (6.112)$$

Знак «плюс» відповідає прямому ввімкненню, знак «мінус» – зворотному. Зольт-амперну характеристику контакту наведено на рис. 6.54. Отже, у прямому напрямі струм проходить, а в зворотному не проходить.

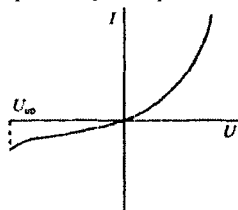


Рис. 6.54

Якщо напруга на контакті змінюється за гармонічним законом, то контакт буде пропускати струм тільки в одному напрямі, тобто працюватиме як **випрямлювач змінного струму**.

На контакті металу і напівпровідника, звичайно, відбуваються й явища Зеебека і Пельтьє, як і на контакті двох металів. Більш того, через великі розбіжності в концентрації й енергії носіїв заряду ефекти сильніші. Так, коефіцієнт термоЕРС α_r має значення:

- для міді $\alpha_r = 1,83$ мкВ/К;
- для закису міді $\alpha_r = 1200$ мкВ/К. Різниця температур під час ефекту Пельтьє:
- для двох металів $\Delta T = (3 \dots 5)$ К;
- для спая метал-напівпровідник $\Delta T = (60 \dots 100)$ К.

Контакт двох напівпровідників

Найбільший інтерес становить контакт напівпровідників різних типів, тобто контакт електронного і діркового напівпровідників. У цьому разі контактне поле розподілиться як в одному, так і в іншому напівпровіднику відповідно до концентрації носіїв заряду.

Електронно-дірковий перехід, що утворюється в приконтактній зоні напівпровідників p -типу і n -типу провідності, скорочено називають ***p-n* переходом**. Схематично $p-n$ перехід зображують так, як показано на рис. 6.54. Характеристики $p-n$ переходу, зокрема його опір і ємність, можна легко змінювати за допомогою зовнішніх полів та інших впливів. Звичайно, на контакті утворюється запірний шар і виникає явище випрямлення змінного струму.

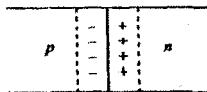


Рис. 6.55

На рис. 6.56 і 6.57 схематично зображено поведінку запірного шару, коли на нього впливає зовнішнє статичне електричне поле. Якщо до напівпровідника p -типу приєднано «плюс», а до напівпровідника n -типу «мінус», то електрони рухаються проти зовнішнього поля, а дірки, рухаючись вздовж поля, входять у приконтактну область, збагачуючи її носіями заряду (див. рис. 6.56).

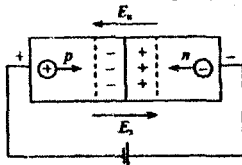


Рис. 6.56

Ширина запірного шару зменшується, опір також зменшується. Таке ввімкнення називається **прямим**. Якщо до напівпровідника p -типу підімкнено «мінус», а до напівпровідника n -типу – «плюс», то концентрація носіїв заряду в зоні контакту зменшиться. Ширина області, збагаченої носіями заряду, зростає, опір контакту збільшується. Таке ввімкнення називається **зворотним**.

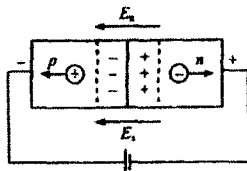


Рис. 6.57

Характеристики $p-n$ переходу можна змінювати і за допомогою інших впливів. Під час опромінювання світлом $p-n$ переходу пари «електрон-дірка» утворюються, будуть дифундувати усередині зразка і, дійшовши до контакту, вони поділяться контактним полем. Дірки підуть у зону діркової провідності, а електрони – у зону електронної провідності.

Контакти двох напівпровідників широко використовують у мікроелектроніці для випрямлення і підсилення електричного струму або напруги.

6.3.7 Необхідно зрозуміти, запам'ятати і вміти

1. Кристалічні та аморфні тіла.
2. Види міжатомних зв'язків у кристалі. Іонний зв'язок.
3. Відмінність між класичною і квантовою статистикою.
4. Густина квантових станів. Повна статистична функція розподілу.
5. Дати приклади Бозе-часток (бозонів).
6. Чим бозони відрізняються від ферміонів?
7. Записати і прокоментувати функцію розподілу Бозе-Ейнштейна.
8. Записати і прокоментувати функцію розподілу Фермі-Дірака.
9. Сформулювати умови граничного переходу від квантових статистик Фермі і Бозе до класичної статистики Максвелла-Больцмана.
10. Теплоємність виродженого електронного газу Фермі в металах.
11. Записати закон Дюлонга-Пті та намалювати залежність $C(T)$.
12. У чому полягають суперечності закону Дюлонга-Пті з експериментом?
13. Які базові гіпотези покладено в основу теорії теплоємності Ейнштейна?
14. Записати вираз для нульової енергії та подати її фізичну інтерпретацію.
15. Чи враховував Ейнштейн нульову енергію?
16. Записати (або вивести) теплоємність кристала за Ейнштейном.
17. Які суперечності класичної теорії теплопровідності розв'язуються в рамках теорії Ейнштейна?
18. У чому полягає вдосконалення теорії теплоємності Ейнштейна, зроблене Дебаєм?
19. Дати визначення фонону. Розподіл Планка.
20. Дати визначення ферміонів.
21. Чому фонон не можна вважати «істинною» елементарною частинкою?
22. Недоліки класичної теорії електропровідності металів.
23. Квантова теорія електропровідності.
24. Елементи теорії надпровідності. Куперівські пари.
25. Магнітні властивості надпровідника. Ефект Мейснера. Надпровідники I -го і 2-го роду.
26. Енергетичні зони в кристалах. Наближення сильного зв'язку.
27. Загальна характеристика наближення слабого зв'язку, що описує енергетичний спектр електронів у кристалах.
28. Енергетичний спектр електронів у металах, напівпровідниках і діелектриках.
29. Власні напівпровідники. Механізм їхньої провідності.
30. Домішкові напівпровідники. Донорні й акцепторні домішки.
31. Температурна залежність провідності напівпровідників. Терморезистори.
32. Контактні явища. Контакт двох металів. Контактні різниці потенціалів.
33. Контакт електронного і діркового напівпровідників.
34. Вольт-амперна характеристика $p-n$ переходу. Випрямна дія діода.
35. Напівпровідниковий триод (транзистор) і принцип його роботи.
36. Явища Зеебека, Пельтьє і Томсона.

6.4 ЯДРО АТОМА. ЕЛЕМЕНТАРНІ ЧАСТИНКИ

6.4.1 Характеристика ядра. Ядерні сили

Ядро атома – це квантова позитивно заряджена мікрочастинка. Властивості ядра легше зрозуміти, знаючи, що воно складається тільки з двох типів елементарних частинок: протонів і нейтронів, їх називають одним словом **нуклон**. Протон і нейтрон дуже схожі між собою. Це видно з такої таблиці:

Характеристика	Частинки	
	протон	нейтрон
Маса спокою	$1,693 \cdot 10^{-27} \text{ кг}$	$1,675 \cdot 10^{-27} \text{ кг}$
Заряд	$+1,602 \cdot 10^{-19} \text{ Кл}$	0
Радіус	$0,8 \cdot 10^{-15} \text{ м}$	$0,8 \cdot 10^{-15} \text{ м}$
Час життя	10^{30} років	15,3 хв
Спін	Півцілий(1/2)	Півцілий(1/2)
Магнітний момент	$2,79 \mu_N$	$-1,91 \mu_N$
Статистика	Фермі—Дірака	Фермі—Дірака
Баріонний заряд	1	1

Нейтрони з протонами споріднює ще й те, що ядерні сили між будь-якою парою таких частинок є однакові.

Як і будь-які елементарні частинки, нейтрон і протон характеризуються і іншими властивостями, або, як їх ще називають, **зарядами неелектричного походження**. Відмітимо лише один з них – **баріонний заряд**. Він є в кожній частинки. Як і інші заряди, він адитивний і не змінює свого значення. Баріонний заряд позначається літерою B і набуває тільки цілих значень. Баріонний заряд електрона і фотона дорівнює нулю, а нейтрона і протона – одиниці. При будь-яких перетвореннях ядер і елементарних частинок баріонний заряд залишається сталим. Цим пояснюється стабільність ядер.

Властивості ядра

Масовим числом A називають загальну кількість нуклонів в ядрі, тобто суму протонів Z і нейтронів N :

$$A = Z + N. \quad (6.113)$$

Кількість протонів Z збігається з порядковим номером хімічного елементу в періодичній системі елементів Д. І. Менделєєва. Існують ядра, в яких кількість протонів однакова, а кількість нейтронів різна, їх називають **ізотопами**. Ядра однаковою кількістю нейтронів і різною кількістю протонів називають **ізобарами**. Відомо понад 300 стабільних і понад 2000 нестабільних ізотопів. У більшості ядер кількість протонів майже дорівнює кількості нейтронів. Лише у важких елементів нейтронів більше, ніж протонів.

Заряд ядра дорівнює сумі зарядів усіх протонів ядра:

Розподіл заряду по об'єму ядра в загальному випадку нерівномірний. Він відхиляється від сферично симетричного, і тому ядро має *квадрупольний електричний момент*.

Спін ядра може бути цілим (при парному A) або півцілим (при непарному A), оскільки протон і нейтрон – ферміони з півцілим спіном.

Магнітний момент ядра визначається магнітними моментами нейтрона і протона. Основний внесок дають спінові магнітні моменти, хоча існують і орбітальні магнітні моменти.

Радіус ядра – величина умовна, як і має бути для квантових мікрочастинок згідно зі співвідношенням невизначеності. Найбільш імовірне значення радіуса ядра становить $10^{-13} \dots 10^{-15}$ м.

Як бачимо, розмір ядра в багато разів менший, ніж розмір атома (10^{-10} м). Відомо, що радіус ядра зростає як $A^{1/3}$, тобто: *об'єм ядра пропорційний до кількості нуклонів у ньому*.

Густина ядерної речовини надзвичайно велика і сягає 10^{17} кг/м³. До того ж густину мають усі ядра. Тому можна припустити, що нуклони однаково щільно розміщені в усіх ядрах.

Ядерні сили

Між нуклонами в ядрі можливі всі чотири відомі досі види взаємодії:

- *сильна,*
- *електромагнітна,*
- *слабка,*
- *гравітаційна.*

Основна з них – сильна взаємодія, яка забезпечується ядерними силами. Незначну конкуренцію можуть становити лише електромагнітні сили, але й вони у 137 разів слабкіші. Про гравітаційні сили навіть не варто й згадувати, їхня інтенсивність у 10^{38} разів менша, ніж інтенсивність ядерних сил.

Перелічимо особливості ядерних сил.

1. Ядерні сили – це сили притягання.

2. Ядерні сили – це сили короткодійності. Радіус їхньої дії становить близько $2 \cdot 10^{-15}$ м, тобто порівнянний із розмірами самих нуклонів.

3. Ядерні сили однакові для будь-якої пари нуклонів, тобто вони мають властивість *зарядової незалежності*. Нейтрон притягається до нейтрона так само, як протон до протона або протон до нейтрона. Як з'ясувалося пізніше, нуклон все ж розрізняє партнера за відносним напрямом його спіна. Ядерні сили істотно залежать від орієнтації спінів нуклонів, що взаємодіють.

4. Ядерні сили мають *властивість насичення*. Це означає, що конкретний нуклон задовольняється взаємодією лише з найближчими сусідами і зовсім не цікавиться рештою нуклонів ядра.

5. Саме існування ядерних сил пов'язане з процесом обміну деякими *проміжними частинками*. Тому ядерну взаємодію іноді називають *обмінною взаємодією*. Загалом нейтрони обмінюються π -мезонами. π -мезон, або *піон*, – елементарна частинка, маса спокою якої майже в 280 раз більша за масу спокою

електрона.

Піон може мати одиничний позитивний заряд (π^+), або одиничний негативний заряд (π^-), або бути нейтральним (π^0). Ці частинки не мають спіна та баріонне заряду і вельми нестабільні. Час життя зарядженого піона $\tau \approx 10^{-8}$ с, нейтрального $\tau \approx 10^{-16}$ с. Піони існують і як вільні частинки, і разом із нуклонами. Згідно сучасними уявленнями, будь-який нуклон безперервно випускає і поглинає піони

Нуклон оточено мезонною шубою, яка складається з віртуальних піонів.

При достатньому зближенні нуклонів віртуальні піони одного нуклона поглинаються іншими нуклонами. Цей обмін і приводить до появи міжнуклонних обмінних взаємодій. Можливі лише такі типи обміну, при яких зберігаються електричні і баріонні заряди:

$$p \leftrightarrow p + \pi^+; \quad n \leftrightarrow p + \pi^-;$$

$$p \leftrightarrow p + \pi^0; \quad n \leftrightarrow n + \pi^0.$$

Зазначимо, що магнітний момент незарядженого нейтрона легко пояснити тим, що він деякий час перебуває у стані ($p + \pi^-$).

Певний нуклон у даний час може бути протоном, а може бути й нейтроном. Як протон він стабільний, як нейтрон – нестабільний і може загинути. Одні часті взаємні перетворення не дають йому цієї можливості, і саме тому існують стабільні ядра. Хоча іноді така загибель все ж таки відбувається, кількості протонів і заряд ядра зростають на одиницю і з ядра випускається електрон. Відбувається β -розпад ядра.

Згідно з сучасними уявленнями, для будь-якого виду взаємодії існує свій носій взаємодії:

для ядерної взаємодії – піон;

для електромагнітної взаємодії – фотон;

для гравітаційної взаємодії – гравітон;

для слабкої взаємодії – проміжний бозон.

6.4.2 Енергія зв'язку

Енергія зв'язку одного нуклона дорівнює роботі, яку потрібно виконати, щоб віддалити його від ядра в нескінченність. А втім, через малий радіус дії ядерних сил достатньо просто витягти нейтрон із ядра і далі не відносити.

Енергія зв'язку всього ядра дорівнює роботі роз'єднання всіх нуклонів, легко визначити, знаючи масу спокою кожного нуклона і масу спокою всього ядра, за відомою формулою зв'язку маси й енергії:

$$\Delta W = [Zm_p + Nm_n - M_s]c^2. \quad (6.115)$$

Питома енергія зв'язку – це енергія, яка припадає на один нуклон:

$$\omega = \frac{\Delta W}{A}. \quad (6.116)$$

Спираючись на особливості ядерних сил, можна припустити, що питома енергія зв'язку для більшості стабільних ядер однакова.

Залежність питомої енергії зв'язку ω від масового числа A , тобто в кількості нуклонів у ядрі, наведено на рис. 6.57. Справді, для масових чисел A

28 до 138 питома енергія зв'язку близька до значення 8,7 МеВ. При дуже великих значеннях масового числа вона знижується приблизно до 7,6 МеВ. При невеликих значеннях A крива немонотонна, причому для легких елементів значення ω в кілька разів менші, ніж для важких. Така залежність питомої енергії від масового числа дає змогу сподіватися на отримання енергії як при поділі важких, так і при злитті легких ядер.

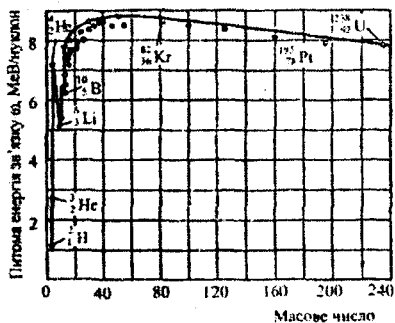


рис. 6.57

6.4.3 Моделі будови ядра

Існує кілька моделей будови ядра, кожна з яких дає змогу пояснити певну групу експериментальних фактів. Розглянемо дві основні моделі ядра: *крапельну* і *оболонкову*.

Крапельну модель запропонував М. Борн у 1936 році. Він ототожнив ядро з краплею зарядженої рідини. Справді, у них багато спільного:

- 1) радіус дії сил взаємодії порівнянний з розмірами частинок;
- 2) сили мають властивість насичення;
- 3) середня густина речовини не залежить від кількості частинок;
- 4) як у краплі, так і в ядрі є певна рухомість частинок;
- 5) зі зростанням кількості частинок зменшується «стійкість» і краплі, і ядра. Зі збільшенням кількості протонів підвищуються сили кулонівського відштовхування.

Також, існують й істотні відмінності. Найменша крапля містить мільярди частинок, і до такої системи можна застосувати статистичні методи. А ядро містить не більш як 300 нуклонів. І все ж наведені аналогії достатньо переконливі, і крапельна модель ядра допомагає пояснити механізм поділу ядра і навіть дістати формулу, яка подає зв'язок між Z і A для стійких ядер:

$$Z_{\text{ст}} = \frac{1}{1,98 + A^{-2/3}}. \quad (6.117)$$

Оболонкову модель запропонували в 1950 році М. Гепперт-Маєр і І. Х. Єнссон. Ця модель складається з мікрочастинок, що мають підпорядковуватися квантовим закономірностям — принципу заборони Паулі. Нагадаємо, що при вивченні атома вдалося зрозуміти схему заповнення електронних оболонок,

застосовуючи правила квантування і принцип Паулі. Дещо аналогічне намагалися зробити й для ядра. Тут оболонку утворюють нуклони, енергія яких однакова, а інші квантові характеристики різні. Заповнення наступної нуклонної оболонки починається лише після заповнення попередньої. Оболонкова модель дала змогу пояснити існування *магічних ядер*, які є аналогами інертних хімічних елементів. Оболонкова модель пояснює спіни і парність основних станів ядер, а також магнітні моменти цих станів.

Ядро – квантова частинка, і його енергія може мати тільки дискретні значення. Воно може перебувати в основному стані, який відповідає мінімальному значенню енергії, або в збудженому стані, так само як електрон в атомі. Щоб перейти у збуджений стан, ядро має отримати енергію ззовні. Повертаючись до основного стану, ядро має віддати таку саму енергію. У цьому сенсі енергетичний спектр ядра схожий на енергетичний спектр електрона в атомі. Однак відстані між найближчими енергетичними рівнями в ядрі у мільйони разів більші, ніж в атомі. Електрон в атомі легко перевести у збуджений стан будь-яким фотоном. Ядро, щоб перейти навіть на перший збуджений рівень, ядро має поглинути таку частинку, як нейтрон або фотон з дуже великою енергією. Маючи настільки велику додаткову енергію, ядро може реалізувати кілька альтернативних варіантів позбавлення від цієї енергії і переходу в основний стан. Можливе випускання різних елементарних частинок або фотонів великих енергій, можливий навіть поділ ядра. Більш того, можливий цілий ланцюг послідовних перетворень з випусканням на кожному етапі різних частинок. Особливо яскраво це виявляється в явищі штучної радіоактивності.

6.4.4 Ядерні реакції

Ядерними реакціями називають перетворення одних ядер в інші. Перетворення можуть відбуватися спонтанно або викликатися штучно. Відомі такі спонтанні перетворення, як поділ важких ядер або деякі види розпадів ядра, при яких із нього вилітають деякі елементарні частинки. Величезна кількість найрізноманітніших перетворень відбувається під час зіткнення ядер з іншими ядрами або з елементарними частинками. Нам належить ознайомитися з деякими найбільш важливими типами ядерних реакцій, зрозуміти їхні основні закономірності.

Особливості ядерних реакцій

1. Перетворення одних ядер в інші визначається фундаментальною властивістю елементарних частинок — їхньою *взаємною перетворюваністю*. Саме тому з ядра може вилітати електрон, або α -частинка, або фотон, або нейтрон тощо, хоча в ядрі є тільки нейтрони і протони.

2. Ядерні реакції відбуваються зі збудженими ядрами, до того ж спосіб збудження ядра відіграє, як правило, вторинну роль. Наприклад, поділ ядра може статися після поглинання нейтрона, або фотона, або будь-якої іншої частинки.

Перше, що потрібно зробити, – це в той чи інший спосіб перевести ядро до збудженого стану.

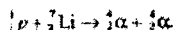
Отримана ядром енергія перерозподіляється між нуклонами, і в такому стані ядро може перебувати доволі довго. Середній час життя такого ядра в десятки і

сотні мільйонів разів більший від звичайного ядерного часу.

3. Якщо енергія надходить до ядра внаслідок поглинання ядром нейтрона або протона, виникає нове **складене ядро** з іншими значеннями Z і N . Складене ядро також може існувати дуже довго, а вже потім відбувається його перетворення.

4. Перетворення часто відбуваються доти, доки в кілька етапів в кінці ланцюга перетворень не з'явиться стабільний ізотоп. Однак не слід чекати, що збуджене ядро може виконати перетворення в будь-який спосіб. Як і в будь-якому природному процесі, не можна порушувати закони збереження, до того ж саме всі закони збереження.

Наприклад, можна собі уявити реакцію поглинання протона ядром ізотопу



літію, внаслідок якої виникнуть дві α -частинки:

У цій ядерній реакції не порушується ні закон збереження енергії, ні закон збереження заряду, ні закон збереження баріонного заряду. Порушується лише закон збереження парності. Реакція не відбувається.

Способи запису ядерних реакцій

Ядерні реакції записують, як правило, за аналогією з хімічною реакцією. Спочатку записують ядра, які вступають у реакцію, потім складене ядро і далі ядра, що з'явилися внаслідок реакції. Наприклад, при опромінюванні ядер азоту α -частинками (ядрами атома гелію) утворюється спочатку ядро ізотопу заліза ${}^{26}_{14}\text{Fe}$, яке потім перетворюється в ядро ізотопу кисню ${}^{17}_8\text{O}$, і випромінюється протон 1_1p . Реакція записується так:



Оскільки баріонні та електричні заряди до і після реакції мають залишатися такими самими, то сума верхніх і сума нижніх індексів до і після реакції має зберігатися. Це зручний спосіб перевірки правильності запису реакції.

Іноді використовують скорочений запис такого вигляду:



Ефективність ядерної реакції

Для здійснення ядерної реакції звичайно опромінюють тонкий шар речовини (мішень) потоком інших ядер або елементарних частинок. Не кожна частинка, що налітає, потрапляє в ядро-мішень, не кожне зіткнення призведе до реакції. Ефективність ядерної реакції характеризують **ефективним перерізом ядерної реакції**, або просто **перерізом реакції** σ .

$$\sigma = \frac{N}{n}. \quad (6.120)$$

де N – кількість ядерних реакцій за одиницю часу; n – інтенсивність пучка, або густина потоку частинок (кількість частинок, які проходять через одиничну площинку за одиницю часу перпендикулярно до площинки).

Одиниця перерізу – 1 м^2 . Як правило, переріз ядерних реакцій становить близько 10^{-28} м^2 через коротку дію ядерних сил. Це значення і вибрали за одиницю

перерізу і назвали **барном**: $1 \text{ барн} = 10^{-28} \text{ м}^2$. Перерізи ядерних реакцій залежать тільки від властивостей частинок, які вступають в реакцію, а й від енергії частинки, що летить. Якщо енергія цієї частинки велика і довжина хвилі де Бройля істотно менша за радіус ядра r , то переріз, як правило, близький до геометричного перерізу ядра-мішені:

$$\sigma \approx \pi \cdot r^2.$$

Якщо довжина хвилі де Бройля істотно більша за радіус ядра, то переріз ядерної реакції значною мірою визначається енергетичним спектром складено ядра, що виникло.

Наприклад, переріз захоплення ядром урану $^{235}_{92}\text{U}$ теплових нейтронів у кілька разів більший, ніж швидких нейтронів. Відбувається так зване резонансне захоплення. Перерізи досліджених ядерних реакцій наведено в довідниках.

Енергія ядерних реакцій

Ядерні реакції можуть відбуватися як з поглинанням, так і з виділення енергії. У першому випадку їх називають **ендотермічними**, у другому - **екзотермічними**. Якщо відомі маси спокою ядер до і після реакції, то енергію ядерної реакції можна обчислити за формулою:

$$\Delta W = [(m_1 + m_2) - (m_3 + m_4)]c^2, \quad (6.121)$$

де m_1, m_2, m_3, m_4 — маси спокою ядер і елементарних частинок до і після реакції відповідно.

Іноді енергію реакції записують прямо в рівнянні реакції. Розглянемо докладніше кілька найбільш важливих ядерних реакцій.

Реакція поділу

Важкі ядра можуть перетворюватися на кілька легших ядер-уламків. Такий процес, або таку ядерну реакцію, називають **поділом ядра**. Установлено, що поділятися можуть ядра, для яких виконується умова:

$$\frac{Z^2}{A} > 17. \quad (6.122)$$

Умова виконується для всіх ядер, починаючи з ізотопу срібла $^{108}_{47}\text{Ag}$. Для нього $Z^2/A \approx 20$. За інших однакових умов більша ймовірність поділу саме більш важких ядер. Дуже важкі ядра, для яких $Z^2/A \geq 49$, зовсім не стійкі і не можуть існувати. Відомі реакції поділу, які відбуваються самовільно. Г. Флеров і К. Петржа відкрили такий спонтанний поділ ядер урану. Він відбувається дуже рідко. Період піврозпаду такого процесу становить близько 10^{16} років.

Найбільший інтерес становлять реакції поділу, які відбуваються після поглинання ядром будь-якої елементарної частинки. Найлегше поділ відбувається під час захоплення ядром нейтрона, якому не потрібно долати кулонівський бар'єр, щоб проникнути в ядро. Хоча при відповідних енергіях ядро здатне захопити γ -квант, і протон, і дейтрон, і інші елементарні частинки і потім поділитися. Практичний інтерес становить реакція поділу ядер урану, плутоніку та торію, які використовують на атомних станціях для виробництва електроенергії.

Наведемо приклад поділу ядра урану-235 під час захоплення ним повільно:

нейтрона:



Це зовсім не єдиний варіант поділу. Унаслідок поділу можуть утворюватися й інші ядра-уламки. Найбільш імовірне утворення двох ядер-уламків, маси яких приблизно однакові. Оскільки важкі ядра перевантажені нейтронами, то одночасно з утворенням ядер-уламків виділяються вільні нейтрони. Під час кожного поділу виділяються два або три нейтрони. Реакція поділу проходить з виділенням величезної енергії – до 200 МеВ на один поділ. При поділі 1 г урану виділяється енергія, в кілька мільйонів разів більша за енергію, отриману при згорянні 1 г нафти або вугілля. Основну частину енергії становить кінетична енергія уламків (до 168 МеВ). Решта залишається у-квантам. Ядра-уламки перебувають у збудженому стані, тому витримують цілу низку послідовних розпадів із випромінюванням різних елементарних частинок.

Реакції синтезу

Внутрішня енергія ядер може виділятися і при злитті легких ядер. Приклади реакцій синтезу:



У цих реакціях виділяється значно більше енергії, ніж при реакціях поділу. Такі реакції називають **термоядерними**. Мабуть, саме вони відбуваються в надрах зірок.

Щоб почалася термоядерна реакція, потрібно подолати кулонівські бар'єри, тобто потрібно, щоб початкові ядра мали достатню кінетичну енергію. Найпростіше це можна зробити, якщо створити високу температуру, близьку до 10^8 К. У водневій бомбі висока температура створюється завдяки вибуху «звичайної» атомної бомби, принцип дії якої ґрунтується на використанні реакції поділу.

Уже протягом багатьох років учені намагаються створити умови для перебігу керованої термоядерної реакції. А умови виявилися дуже непростими. Необхідно створити не тільки високу температуру, коли речовина у стані **плазми**, а й достатньо високу густину цієї плазми. температури.

Нині вже розв'язано принципові питання і учені працюють над створенням зразка термоядерного реактора

6.4.5 Радіоактивний розпад. Закон радіоактивного розпаду

Нестабільне ядро може перетворюватися в інше ядро, якщо з нього вилітають будь-які елементарні частинки.

Природною радіоактивністю називають радіоактивність нестійких ізотопів, що існують у природі.

Штучною радіоактивністю називають радіоактивність штучно отриманих в

ядерних реакторах **радіоізотопів**. Нині відомо близько 300 природних і понад 3000 штучних радіоізотопів.

За своєю природою радіоактивність – це розпад складених ядер, тобто ядерна реакція. Однак у звичайних ядерних реакціях час життя складеного ядра в наших масштабах часу дуже малий. Прийнято виділяти в окрему групу ядерних реакцій радіоактивні розпади, для яких час життя можна безпосередньо виміряти завдяки сучасним можливостям вимірювальної техніки. До радіоактивних відносять ядра, час життя яких

$$\tau = (10^{-9} + 10^{22}) \text{ с.}$$

Розпад ядра – подія випадкова, і вона може статися в будь-який момент часу.

Якщо кількість частинок велика, кількість розпадів dN час dt має бути пропорційна до загальної кількості частинок N і інтервалу часу dt .

$$\frac{dN}{N} = -\lambda dt, \text{ або } dN = -\lambda \cdot N dt, \quad (6.125)$$

де λ – стала розпаду. Інтегруючи це рівняння, дістаємо:

$$\int_0^N \frac{dN}{N} = -\lambda \int_0^t dt, \quad \ln \frac{N}{N_0} = -\lambda t,$$

або

$$N = N_0 e^{-\lambda t} = N_0 e^{-t/\tau}, \quad (6.126)$$

де N_0 – загальна кількість ядер у початковий момент часу; N – кількість ядер, що не розпалися за час t ; λ – стала розпаду; $\tau = 1/\lambda$, – середній час життя.

Це рівняння називають **законом радіоактивного розпаду**.

Часто користуються ще однією характеристикою інтенсивності радіоактивного розпаду – **періодом піврозпаду**.

Період піврозпаду – це час, за який розпадається половина початкової кількості ядер.

Зв'язок періоду піврозпаду зі сталою радіоактивного розпаду λ , та із середнім часом життя τ очевидний:

$$\tau_{1/2} = \frac{1}{\lambda} \ln 2 = \tau \ln 2. \quad (6.127)$$

Кількість A розпадів за одиницю часу можна визначити, помноживши кількість ядер N , існуючих в даний момент часу, на сталу розпаду:

$$A = \lambda N. \quad (6.128)$$

Цю характеристику називають **активністю радіонукліда**. Одиницю радіоактивності – **беккерель** (Бк). Розглянемо особливості основних типів радіоактивних розпадів.

Альфа-розпад

Радіоактивне ядро випускає альфа-частинку, яка складається з двох нейтронів і двох протонів, тобто ядро атома гелію ${}^4_2\text{He}$. При цьому баріонний заряд материнського ядра зменшується на чотири одиниці, а електричний – на дві одиниці. За цей вид розпаду відповідає **сильна взаємодія**. Енергетично α -розпад вигідний, оскільки енергія зв'язку дочірнього ядра менша, ніж у материнському. Заважає виходу зарядженої частинки кулонівський потенціальний бар'єр ядра.

хоча квантова частинка може «просочуватися» через бар'єри.

Як показали досліди, енергія α -частинки, що вийшла з ядра, не може мати довільного значення. Існує дискретний ряд дозволених значень енергії, як і при випромінюванні фотонів.

Дискретний енергетичний спектр α -частинок – це наслідок існування енергетичних рівнів у ядрі.

Дочірнє ядро звичайно перебуває у збудженому стані і для переходу в основний стан випромінює жорстке короткохвильове електромагнітне випромінювання. Часто говорять, що ядро випускає γ -кванти або γ -промені.

Бета-розпад

При бета-розпаді баріонний заряд (кількість нуклонів) не змінюється, а електричний заряд змінюється на ± 1 . З ядра вилітає електрон або позитрон, або відбувається захоплення протоном електрона власного атома, звичайно з К-оболонки.

При бета-розпаді перетворюється окремий нуклон.

Тому розпади визначаються не кулонівськими і не ядерними, а тільки **слабкими взаємодіями**. Наведемо схеми перетворень для трьох видів β -розпаду:

$${}^1_0n \rightarrow {}^1_1p + {}^0_{-1}e + {}^0_0\nu.$$

1. Електронний розпад чи β^- -розпад:

Нейтрон перетворюється на протон, електрон і електронне антинейтрино. Протон залишається в ядрі, а електрон і електронне антинейтрино вилітають із ядра.

2. Позитронний розпад, або β^+ -розпад:

$${}^1_1p \rightarrow {}^1_0n + {}^0_{+1}e + {}^0_0\nu.$$

Протон перетворюється на нейтрон, позитрон і електронне нейтрино. Нейтрон залишається в ядрі, а позитрон і електронне нейтрино вилітають із ядра.

3. К-захоплення:

$${}^1_1p + {}^0_{-1}e \rightarrow {}^1_0n + {}^0_0\nu.$$

Протон ядра захоплює електрон із найближчої К – оболонки атома і перетворюється на нейтрон і електронне нейтрино. Із ядра вилітають тільки нейтрино. Нейтрино не має електричного заряду, маса спокою нейтрино в десятки мільйонів разів менша за масу спокою електрона. Нейтрино не вступає ні в сильні, ні в електромагнітні взаємодії.

І все ж нейтрино існує! Електронне нейтрино було знайдено експериментально Ф. Райнесом і К. Коуеном у 1953 році.

Гамма-розпад

Цей вид ядерного перетворення важко назвати ядерним розпадом, оскільки ні баріонний, ні електричний заряд ядра при цьому не змінюються. Просто збуджене ядро викидає залишкову енергію у вигляді жорсткого

електромагнітного випромінювання.

Проте випромінювання має дискретний спектр. Випромінюються, по суті, частинки-фотони. Їх називають **ядерними фотонами**. Енергія ядерних фотонів у тисячі разів перевищує енергію фотонів, які випромінюються при переході електронів атома зі збуджених станів.

Ядерний фотон, або γ -фотон, залишає ядро, але не обов'язково залишає межі атома. Іноді він поглинається одним з електронів атома. Таке явище називають **внутрішньою конверсією**. Електрон, отримавши таку велику енергію, вилітає з атома, і атом перетворюється на йон. Можливий і більш екзотичний варіант: перетворення γ -фотона на електрон-позитронну пару.

У 1958 році було відкрито і зворотний процес – процес резонансного поглинання γ -квантів ядром атома.

Цей ефект називається **ефектом Мессбауера**. Буквально за кілька років було виконано величезний обсяг експериментальних робіт і розроблено методики його використання в багатьох дослідженнях.

6.4.6 Елементарні частинки

Під елементарними частинками на даному етапі їх пізнання розуміють такі мікрочастинки, про внутрішню структуру яких як об'єднання з іншими частинок жодних достовірних даних не існує. Елементарна частинка веде себе як одне ціле, хоч має здатність до перетворень і взаємодій з іншими частинками.

Зазначимо, що в кожній частинці неодмінно є її двійник – антипод, тобто **античастинка**. Маси спокою частинки й античастинки однакові, так само як і середній час життя. Електричні заряди частинки і античастинки однакові за величиною, але різні за знаком. Магнітні моменти частинки і античастинки або паралельні, або антипаралельні спіну.

Існують зовсім нейтральні частинки, наприклад фотон, які повністю збігаються за своїми властивостями зі своїми античастинками.

Нині відкрито понад 350 елементарних частинок і є впевненість, що цей перелік далекий від закінчення. Щоправда, більшість елементарних частинок — це нестабільні частинки.

Стабільні частинки: фотон, електрон, протон, нейтрино.

Основні характеристики елементарних частинок:

Середній час життя нестабільних частинок перебуває в межах від 10^{-23} до 10^3 с.

Маса спокою елементарних частинок міститься в межах від нуля (для фотона) до 10^4 MeV. Для порівняння: маса спокою електрона дорівнює 0,5 MeV.

Розміри елементарних частинок містяться в межах від 10^{-19} (для електрона) до 10^{-15} м (для нуклонів і піонів).

Спін елементарних частинок може бути як цілим (фотон, піон), так і півцілим (електрон, протон, нейтрон, нейтрино), причому значення його містяться в межах від 0 до 9/2.

Електричний заряд елементарних частинок може бути як позитивним, так і негативним. Величина заряду кратна елементарному заряду. Найчастіше частинка

або нейтральна, або несе одиничний заряд.

Закони збереження

У світі елементарних частинок законів збереження налічується більше, ніж у всьому іншому світі. Мало того, частина цих законів — **точні**, а частина — **наближені**. Точні закони виконуються при всіх фундаментальних взаємодіях, а наближені — тільки при деяких.

Точними є закони збереження енергії, імпульсу і моменту імпульсу.

Як відомо, ці закони відбивають відповідно **однорідність часу, однорідність і ізотропність фізичного простору**. Точними є також закони збереження **електричного, неелектричного зарядів**, хоча їхнє походження не встановлено. У частинних випадках виконуються закони збереження **баріонного і лептонного зарядів**.

Наближені закони збереження виконуються тільки для сильної й електромагнітної взаємодії і не виконуються для слабких взаємодій.

Нагадаємо, що кожний закон збереження пов'язаний з деякою квантовою фізичною величиною (енергією, імпульсом). Саме квантування визначає, що ця величина може мати тільки певні дискретні значення. Для пояснення поведінки елементарних частинок доводиться вводити нові величини і нові закони збереження.

Так було введено нові квантові числа S (strange) — **дивність** і C (charm) — **чарівність**. Ці квантові числа мають тільки цілі значення 0, 1, 2,...

Відповідно, з'явилися закони збереження **дивності і чарівності**, але вони не є точними законами. Поглиблене вивчення показує, що закони збереження **парності, ізотопічного спіна** тощо також наближені.

Класифікація елементарних частинок

Можна запропонувати кілька варіантів класифікації елементарних частинок, ґрунтуючись на деякій властивості. Ми розглянемо класифікацію, в основу якої покладено належність елементарних частинок до фундаментальних взаємодій.

До першої групи належать частинки, які беруть участь у сильній взаємодії, їх називають **адронами**. До цієї групи належать протони, мезони, неони, нейтрони і т. ін. До адронів належить найбільша кількість елементарних частинок. Звичайно, при потребі адрони можуть брати участь і в електромагнітній, слабкій і гравітаційній взаємодії. У середині групи адронів іноді виокремлюють частинки з півцілим спіном і називають їх **баріонами** (важкими). Це протони, нейтрони, гіперони і т. ін. Другу підгрупу становлять частинки з цілим спіном, їх називають **мезонами** (середніми). У цю підгрупу входять піони, каони.

Другу групу становлять частинки, які не беруть участі в сильних взаємодіях. Тут також можна виокремити дві підгрупи залежності від характеру спіна.

Перша підгрупа складається тільки з однієї частинки — **фотона**. Спін фотона дорівнює ± 1 . Тому фотон упорядкований статистичі Бозе-Ейнштейна, тобто він є **бозоном**. Фотон бере участь в електромагнітній і гравітаційній

взаємодіях.

У другу підгрупу входять всі інші частинки, які не беруть участі в сильній взаємодії. Усі вони мають півцілий спин, тобто вони – *ферміони*. Називають їх частинки *лептонами* (легкими). Відомо 12 лептонів: електрон – e^- , мюон – μ^- , лептон – τ^- , три види нейтрино (електронне – ν_e , мюонне – ν_μ , τ^- – нейтрино), і також 6 античастинок перелічених лептонів.

6.4.7 Будова елементарних частинок. кварки

Заголовок може викликати легке здивування. Якщо елементарні частинки ще з чогось складаються, то не варто було б саме ці «складові» називати *елементарними*, або *фундаментальними*.

Відомо, що в різних ядерних реакціях елементарні частинки можуть виникати і зовсім зникати разом з усім комплектом своїх індивідуальних властивостей. Згадаємо хоча б народження двох

γ -квантів при зіткненні електрона і позитрона. До того ж при такому зіткненні можливі й інші варіанти, зокрема поява безлічі інших елементарних частинок. Але при всьому цьому кожному з частинок можна «відновити» й ідентифікувати.

Проте існує достатньо відомостей, що деякі елементарні частинки явно мають ознаки внутрішньої структури. Так, відомо, що в баріонів і мезонів маса й заряд розподілені нерівномірно по об'єму.

Отже, рано чи пізно довелося б замислитися про існування якихось ще дрібніших частинок, які можна було б назвати *фундаментальними частинками*. До такого розвитку уявлень природно підштовхує і вся історія поступового проникнення в глибини матерії. Спочатку «неподільним» був атом. Потім з'явилося ядро і електронна оболонка, потім нуклони в ядрі...

Першими чітко сформулювали ідею про існування частинок, з яких можна скласти такі великі елементарні частинки, як адрони американські фізики М. Гел-Ман і Г. Цвейг у 1964 році. Вони назвали ці частинки *кварками*. Нині гіпотеза кварків набула загального визнання, оскільки дала змогу дуже просто побудувати систематику елементарних частинок, пояснити цілу низку експериментальних фактів. Більш того, ця гіпотеза, як і належить «серйозній теорії», дала змогу передбачити існування нових частинок. На тлі таких справді грандіозних успіхів аргумент про відсутність у природі вільних кварків не тільки не став вирішальним, а й веде до нового розуміння поведінки речовини на таких глибоких рівнях.

Те, що кварки не можуть існувати поодинокі як вільні частинки, мабуть, і є фундаментальною властивістю матерії на цьому структурному рівні. Існує навіть такий термін: *утримання кварків усередині елементарної частинки*.

Адже не можна ж до нескінченності застосовувати загальну схему, скажімо, Сонячної системи для опису дедалі глибших рівнів матерії.

Під час обговорення гіпотези кварків потрібно відмовитися від багатьох звичних характеристик мікрочастинок, очікуючи на появу зовсім нових властивостей. Мають з'явитися нові квантові характеристики і, відповідно, нові

закони збереження. Можливі нові механізми взаємодії і нові типи носіїв взаємодії. Очікування виявилось не марним. Кварки й справді дуже відрізняються від елементарних частинок.

Перша, зовсім приголомшлива відмінність: кварки і антикварки мають електричний заряд, менший за елементарний. Заряд кварка може дорівнювати $\pm 1/3$ або $\pm 2/3$ елементарного заряду.

Друга відмінність: кварки мають малий баріонний заряд $B = 1/3$. Втім, можна сказати й інакше: елементарним є заряд кварка, який у три рази менший від елементарного заряду електрона:

$$q_m = \frac{1}{3} \cdot e = 5,34 \cdot 10^{-20} \text{ Кл.}$$

Тоді колишні носії елементарного заряду – електрон і протон повинні мати по три нові елементарні заряди. Те саме можна сказати й про новий мінімальний баріонний заряд. Тому логічно почати відлік «елементарності» або «фундаментальності» з глибшого рівня – з рівня кварків.

Кварки – первинні елементарні частинки.

Спочатку припускалося існування тільки трьох різних кварків і такої самої кількості антикварків; їх назвали *u-кварком*, *d-кварком* і *s-кварком*. Комбінуючи ці кварки, вдалося систематизувати всі відомі на той час баріони і мезони. До того ж кожний мезон складається з одного кварка і одного антикварка, а кожний баріон – із трьох кварків.

Приклад: протон складається з двох *u*-кварків і одного *d*-кварка:

$$(p \leftrightarrow uud).$$

Електричний заряд *u*-кварка дорівнює $+2/3e$, *d*-кварка – $-1/3e$. Тому сумарний електричний заряд протона дорівнює $+1e$. Баріонний заряд кожного виду кварка становить $1/3$. Відповідно, повний баріонний заряд протона $B = 1$.

З відкриттям нових елементарних частинок довелося збільшити кількість кварків до п'яти. З'явилися *c-кварки* і *b-кварк*. Останнім часом з'явився ще *t-кварк*. Можливо, нових кварків не буде. Тоді їхня кількість дорівнюватиме кількості лептонів, які поки що відносять до фундаментальних частинок.

Спіни всіх кварків – півцілі. Маси спокою містяться в межах від 0,5 до 2 Гев.

Зауважимо, що фізики, які вивчають елементарні частинки і кварки, спілкуються дещо незвичною мовою. Так, замість того, щоб сказати «*d*-кварк», вони можуть говорити, що цей кварк має *аромат d*, або кварки мають аромати *u*, *d*, *s*, *c*, *b*, *t*.

Може йтися і про те, що певний кварк має певне значення краси, або дивності, або чарівності.

По суті – це і є нові квантові числа.

Нижче у таблиці наведено значення квантових чисел для п'яти кварків (*u*, *d*, *s*, *c*, *b*).

Така велика кількість квантових чисел у кваркіє виявилась необхідною для того, щоб виконувався принцип заборони Паулі. Нарешті, кварки одного й того самого аромату можуть відрізнятися ще однією квантовою характеристикою – *кольором*. Колір кварка може мати три значення: *червоний*, *жовтий* і *блакитний*, суміш яких за аналогією з оптикою – біла. Колір антикварка

вважається додатковим до кольору кварка. Так що система кварк – антиквар завжди біла.

Квантове число	Аромати кварків				
	<i>u</i>	<i>d</i>	<i>s</i>	<i>c</i>	<i>b</i>
Електричний заряд <i>u</i>	2/3	-1/3	-	2/3	-
Баріонний заряд <i>B</i>	1/3	1/3	1/3	1/3	1/3
Спін <i>I</i>	1/2	1/2	1/2	1/2	1/2
Ізотонічний спін <i>T</i>	1/2	1/2	0	0	0
Дивність <i>S</i>	0	0	-1	0	0
Чарівність <i>C</i>	0	0	0	1	0
Краса <i>K</i>	0	0	0	0	1

Принцип Паулі виконується, якщо виконується принцип безбарвності адрона.

Інакше кажучи, адрон можна скласти тільки з таких кварків і антикварків, щоб у сумі утворилася безбарвна біла частинка.

Взаємодія кварків усередині адрона також незвичайна. Взаємодія ця сильна. Як і в будь-яких взаємодіях, існує і відповідний носій. Його називають *глюоном* (від англійського слова glue – клей). За аналогією із сильною взаємодією вважають, що кварки постійно генерують і поглинають глюони. Про властивості глюонів дещо відомо:

- маса спокою глюона дорівнює нулю, як і у фотона. Тому у вакуумі глюон має рухатися зі швидкістю світла;

- *спін глюона дорівнює одиниці. Отже, глюони -- це бозони;*

- колір глюона має три такі самі значення, як і у кварків. Глюон може бути червоний, жовтий і блакитний. Тоді при випусканні або поглинанні глюона кварк має змінювати свій колір. Але аромат кварка при цьому не може змінюватися. Наприклад, *d*-кварк не може перетворитися на *s*-кварк. Якоюсь мірою колір кварка або глюона аналогічний електричному заряду при електромагнітній взаємодії.

Теорію взаємодії кольорових кварків і глюонів називають квантовою хромодинамікою.

Отже, глюон – це так само фундаментальна частинка, як і кварк. Його також не можна знайти поза адроном, як і кварк. Для нього також існує принцип утримання.

У зв'язку з цим висловлюється припущення, що сили взаємодії не зменшуються з відстанню і для відриву кварка від адрона треба було б надати кварку нескінченно велику енергію. Також припускають, що сили взаємодії мають властивість насичення, як і сили взаємодії між нуклонами. Тоді частинка, яка складається з кварка і антикварка, може виявитися достатньо замкненою і може вилетіти з елементарної частинки так само, як α -частинка вилітає з ядра. Це експериментально підтверджено. Справді, мезон може залишити адрон і далі існувати як вільна частинка мезон, який складається саме з кварка і антикварка.

Згідно з квантовою хромодинамікою утримання кварків зумовлене тим, що всі глюони, що їх випускають кварки, зосереджуються тільки поблизу лінії, яка

сполучас кварки, утворюючи вузьку трубку *глюонного поля*. При цьому глюонне поле не розсіюється, а тому глюони також не вилітають з адронів, через що їх також не можна знайти. Якщо ця інтерпретація неспостережуваності кварків правильна, то вона дає цікаву можливість обмежити нескінченний поділ структури матерії. Атоми можна поділити на електрони і ядра, ядра можна розділити на протони і нейтрони, а протони і нейтрони – на кварки. Далі нічого вже не можна поділити. Важко уявити, як частинка може мати внутрішню структуру, якщо вона навіть не може утворитися.

Одним із дослідних фактів, який нині розглядається як свідчення на користь існування кварків, є те, що в адронах знайдено деякі точкові утворення – так звані *партони* (від англійського слова *part* – частина). Дані про партони було здобуто в експериментах із розсіювання електронів і нейтрино на нуклонах. Ці дані дали змогу оцінити заряди партонів, і вони виявилися надзвичайно близькими до дрібних зарядів кварків.

Гіпотеза кварків не тільки пояснює багато властивостей адронів, а й розкриває механізм ядерних взаємодій. З часом, можливо, появляться і інші теорії про будову матерії.

6.4.8 Необхідно зрозуміти, запам'ятати і вміти

1. Ядро атома. Властивості нуклонів.
2. Ядерні сили. Енергія зв'язку. Енергетичні рівні.
3. Ядерні реакції. Закони збереження.
4. Ефективність ядерної реакції.
5. Ядерні реакції поділу і синтезу.
6. Ядерні реактори.
7. Радіоактивні α , β - і γ -розпади.
8. Основний закон радіоактивного розпаду.
9. Період піврозпаду, активність.
10. Елементарні частинки. Квантові характеристики і взаємні перетворення частинок.
11. Закони збереження.
12. Класифікація і склад елементарних частинок.
13. Кварки.
14. Фундаментальні взаємодії в природі: сильна, електромагнітна, гравітаційна і слабка. Носії взаємодії.

6.5 ПРАКТИЧНІ ЗАНЯТТЯ

6.5.1 Приклади розв'язування задач

Квантова та атомна фізика

Задача 1. Яку енергетичну світимість має абсолютно чорне тіло, якщо максимум його випромінювальної здатності припадає на довжину хвилі 484 нм?

Дано: $\lambda_{\text{max}} = 484 \cdot 10^{-9} \text{ м.}$ $R_e = ?$	Розв'язання Відповідно до закону Стефана-Больцмана $R_e = \alpha \sigma T^4,$ де α --- коефіцієнт сірості.
---	--

Для абсолютно чорного тіла $\alpha = 1$. Знайшовши з першого закону Віна температуру, дістанемо

$$R_e = \sigma \left(\frac{h}{\lambda_{\text{max}}} \right)^4.$$

Перевіримо одиницю:

$$[R_e] = \left[\frac{\text{Вт}}{\text{м}^2 \text{К}^4} \cdot \frac{\text{м}^4 \text{К}^4}{\text{м}^4} \right] = \left[\frac{\text{Вт}}{\text{м}^2} \right].$$

Виконуємо обчислення:

$$R_e = 5.67 \cdot 10^{-8} \left(\frac{2.9 \cdot 10^{-3}}{484 \cdot 10^{-9}} \right)^4 = 73.0 \cdot 10^6 \text{ Вт/м}^2.$$

Задача 2. На пластинку падає монохроматичне світло $\lambda = 0,42$ мкм. Фотострум припиняється при затримувальній різниці потенціалів $U = 0,95$ В. Визначити роботу виходу електрона з поверхні пластини.

Дано: $\lambda = 0,42 \cdot 10^{-6} \text{ м;}$ $U_3 = 0,95 \text{ В.}$ $A_{\text{вих}} = ?$	Розв'язання Записуємо рівняння Ейнштейна для фотоефекту: $h\nu = A_{\text{вих}} + \frac{m v_{\text{max}}^2}{2}.$
--	---

Фотострум припиняється, якщо робота зовнішнього електричного поля дорівнює максимальній кінетичній енергії фотоелектронів.

$$\frac{m v_{\text{max}}^2}{2} = eU,$$

де $e = 1,6 \cdot 10^{-19}$ Кл — заряд електрона.

Тоді закон збереження енергії має вигляд

$$h \frac{c}{\lambda} = A_{\text{вих}} + eU.$$

Звідси знаходимо роботу виходу електрона:

$$A_{\text{вих}} = \frac{hc}{\lambda} - eU.$$

Перевіримо одиницю:

$$[A_{\text{вих}}] = \left[\frac{\text{Дж} \cdot \text{с} \cdot \text{м}}{\text{м} \cdot \text{с}} \right] = [\text{Дж}] = [\text{Дж}].$$

Виконуємо обчислення:

$$A_{\text{вих}} = \frac{6,62 \cdot 10^{-34} \cdot 3 \cdot 10^8}{0,42 \cdot 10^{-6}} - 1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 0,95 = 3,2 \cdot 10^{-19} \text{ Дж}.$$

Задача 3. Визначити максимальну кінетичну енергію та швидкість фотоелектрона, вирваного з поверхні металу випромінюванням з енергією 6,25 еВ, якщо червона межа фотоефекту $3,1 \cdot 10^{-7} \text{ м}$ ($1 \text{ еВ} = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Дж}$).

Дано:

$$\varepsilon = 6,25 \text{ еВ} = 10^{-18} \text{ Дж};$$

$$\lambda_0 = 3,1 \cdot 10^{-7} \text{ м}.$$

$$E_k \text{ --- ?}$$

$$v \text{ --- ?}$$

Розв'язання

Запишемо закон збереження енергії:

$$h\nu = A_{\text{вих}} + \frac{mv_{\text{max}}^2}{2} = A_{\text{вих}} + E_k.$$

Червона межа фотоефекту визначається за формулою

$$\lambda_0 = \frac{hc}{A_{\text{вих}}}.$$

Звідси знаходимо роботу виходу електрона:

$$A_{\text{вих}} = \frac{hc}{\lambda_0}.$$

Якщо енергія падаючого фотона значно менша від енергії спокою електрона $E_0 = m_0 c^2 = 0,51 \text{ MeV} = 8 \cdot 10^{-16} \text{ Дж}$, то кінетична енергія електрона обчислюється за класичною формулою:

$$E_k = \frac{mv^2}{2}.$$

Якщо енергія фотона є порівнянна з E_0 , то кінетична енергія обчислюється за релятивістською формулою:

$$E_k = (m - m_0)c^2 = m_0 c^2 \left(\frac{1}{\sqrt{1 - v^2/c^2}} - 1 \right).$$

Енергія фотона набагато менша від енергії спокою електрона E_0 , тому його кінетичну енергію можна обчислити за класичною формулою. Отже, маємо:

$$E_k = \varepsilon - A_{\text{вих}} = \varepsilon - \frac{hc}{\lambda_0};$$

$$E_k = 6,25 \cdot 1,6 \cdot 10^{-19} - \frac{6,62 \cdot 10^{-34} \cdot 3 \cdot 10^8}{3,1 \cdot 10^{-7}} = 3,6 \cdot 10^{-19} \text{ Дж}.$$

Максимальна швидкість фотоелектронів

$$v = \sqrt{\frac{2E_k}{m_0}}.$$

Перевіряємо одиницю:

$$[v] = \left[\sqrt{\frac{\text{Дж}}{\text{кг}}} \right] = \left[\sqrt{\frac{\text{кг} \cdot \text{м} \cdot \text{м}}{\text{с}^2 \cdot \text{кг}}} \right] = \left[\sqrt{\frac{\text{м}^2}{\text{с}^2}} \right] = \left[\frac{\text{м}}{\text{с}} \right].$$

Виконуємо обчислення:

$$v = \sqrt{\frac{2 \cdot 3,6 \cdot 10^{-19}}{9,1 \cdot 10^{-31}}} = 8,9 \cdot 10^5 \text{ м/с}.$$

Задача 4. Визначити енергію, масу та імпульс фотона з довжиною хвилі 240 нм.

Дано:

$$\lambda = 240 \cdot 10^{-9} \text{ м.}$$

$\varepsilon = ?$

$m_\phi = ?$ $p_\phi = ?$

Розв'язання

Фотон – це частинка світла, швидкість світла $c = 3 \cdot 10^8$ м/с.

$$\varepsilon \text{ Енергія фотона } \varepsilon = h\nu = h \frac{c}{\lambda}$$

Енергія будь-якої частинки визначається за формулою

$$\text{Ейнштейна } \varepsilon = mc^2.$$

Тоді

$$h \frac{c}{\lambda} = m_\phi c^2;$$

$$m_\phi = \frac{h}{c\lambda}.$$

$$\text{Імпульс фотона } p_\phi = m_\phi c = \frac{h}{\lambda}$$

$$\varepsilon = \frac{6,62 \cdot 10^{-34} \cdot 3 \cdot 10^8}{240 \cdot 10^{-9}} = 8,3 \cdot 10^{-19} \text{ Дж} = 5,2 \text{ еВ};$$

$$m_\phi = \frac{6,62 \cdot 10^{-34}}{3 \cdot 10^8 \cdot 240 \cdot 10^{-9}} = 9,2 \cdot 10^{-36} \text{ кг};$$

$$p_\phi = \frac{6,62 \cdot 10^{-34}}{240 \cdot 10^{-9}} = 2,8 \cdot 10^{-27} \frac{\text{кг} \cdot \text{м}}{\text{с}}.$$

Задача 5. Потік монохроматичного випромінювання з довжиною хвилі $0,5 \cdot 10^{-6}$ м падає нормально на плоску дзеркальну поверхню і діє на неї із силою 10^{-8} Н. Визначити кількість фотонів, які щосекунди падають на цю поверхню.

Дано:

$$\lambda = 0,5 \cdot 10^{-6} \text{ м};$$

$$F = 10^{-8} \text{ Н.}$$

$N = ?$

Розв'язання

Тиск визначається як сила, що діє на поверхню площею

S:

$$P = \frac{F}{S} \quad \text{і} \quad P = \frac{E}{c}(1 + \rho) = \omega(1 + \rho),$$

де ω — об'ємна густина енергії випромінювання.

Звідси знаходимо силу світлового тиску:

$$F = PS = \frac{ES}{c}(1 + \rho),$$

де $I = ES$ — інтенсивність світла.

Але інтенсивність світла дорівнює енергії всіх фотонів, що падають на одиницю поверхні за одиницю часу:

$$I = Nh\nu.$$

Підставляючи I , дістаємо:

$$F = \frac{Nh\nu}{c}(1 + \rho) = \frac{Nh}{\lambda}(1 + \rho) = \frac{Nh}{\lambda}(1 + \rho).$$

Знаходимо кількість фотонів:

$$N = \frac{F\lambda}{h(1 + \rho)}$$

Перевіряємо одиницю вимірювання:

$$[N] = \left[\frac{Н \cdot м}{Дж \cdot с} \right] = \left[\frac{Н \cdot м}{Н \cdot м \cdot с} \right] = \left[\frac{1}{с} \right] = [с^{-1}].$$

Виконуємо обчислення, враховуючи, що для дзеркальної поверхні $\rho = 1$:

$$N = \frac{10^{-8} \cdot 5 \cdot 10^{-7}}{6,62 \cdot 10^{-34} \cdot 2} = 3,78 \cdot 10^{18} \text{ с}^{-1}.$$

Задача 6. Фотон з енергією $\epsilon = 0,75 \text{ МеВ}$ розсіявся на вільному електроні. Енергія розсіяного фотона $\epsilon' = 0,43 \text{ МеВ}$. Визначити: а) кінетичну енергію електрона віддачі; б) кут розсіювання.

Дано:

$$\epsilon = 0,75 \text{ МеВ};$$

$$\epsilon' = 0,43 \text{ МеВ}.$$

$$E_k = ?$$

$$\theta = ?$$

Розв'язання

Кінетична енергія електрона віддачі дорівнює різниці його повної енергії mc^2 та енергії спокою m_0c^2 електрона:

$$E_k = mc^2 - m_0c^2.$$

Запишемо закон збереження енергії під час ефекту

Комптона:

$$m_0c^2 + \epsilon = \epsilon' + mc^2;$$

$$mc^2 - m_0c^2 = E_k = \epsilon - \epsilon';$$

$$E_k = 0,75 - 0,43 = 0,32 \text{ МеВ}.$$

Зміну довжини хвилі розсіяного фотона знайдемо за формулою

$$\lambda' - \lambda = \frac{2h}{m_0c} \sin^2 \frac{\theta}{2}.$$

Виразимо λ' і λ через енергію:

$$\frac{hc}{\epsilon'} - \frac{hc}{\epsilon} = \frac{2h}{m_0c} \sin^2 \frac{\theta}{2}.$$

Помноживши ліву і праву частини цього рівняння на $1/c$ і виконавши перетворення, дістанемо:

$$\left(\frac{1}{\epsilon'} - \frac{1}{\epsilon} \right) = \frac{2}{m_0c} \frac{1}{\epsilon'} \sin^2 \frac{\theta}{2},$$

або

$$\frac{1}{\epsilon'} - \frac{1}{\epsilon} = \frac{2}{m_0c^2} \sin^2 \frac{\theta}{2}.$$

Знаходимо кут розсіювання фотона:

$$\sin^2 \frac{\theta}{2} = \frac{(\epsilon - \epsilon') m_0c^2}{2\epsilon'\epsilon};$$

$$\sin \frac{\theta}{2} = \sqrt{\frac{m_0c^2 (\epsilon - \epsilon')}{2\epsilon'\epsilon}}.$$

$$\text{де } m_0c^2 = 0,51 \text{ еВ}.$$

Виконуємо обчислення:

$$\sin \frac{\theta}{2} = \sqrt{\frac{0,51(0,75 - 0,43)}{2 \cdot 0,75 \cdot 0,43}} = 0,5;$$

$$\frac{\theta}{2} = 30^\circ \quad \text{і} \quad \theta = 60^\circ.$$

Задача 7. Рентгенівські промені, довжина хвилі яких дорівнює $\lambda = 0,2 \cdot 10^{-10} \text{ м}$, зазнають комптонівського розсіювання під кутом 90° . Знайти імпульс електрона віддачі.

Дано:

$$\lambda = 0,2 \cdot 10^{-10} \text{ м};$$

$$\theta = 90^\circ;$$

$p_e = ?$

Розв'язання

На рисунку 4.1 подано векторну діаграму імпульсів падаючого $\vec{p}_\phi$ фотона, розсіяного $\vec{p}'_\phi$ фотона та електрона $\vec{p}_e$ віддачі. З прямокутного трикутника знаходимо модуль вектора імпульсу електрона віддачі:

$$p_e = \sqrt{p_\phi^2 + p_\phi'^2}.$$

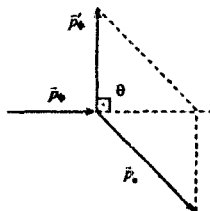
Виразимо імпульси через довжини хвиль:

$$p_e = \sqrt{\left(\frac{h}{\lambda}\right)^2 + \left(\frac{h}{\lambda'}\right)^2}.$$

Перевіряємо одиниці вимірювання:

$$[p_e] = \left[\sqrt{\frac{\text{Дж}^2 \cdot \text{с}^2}{\text{м}^2} + \frac{\text{Дж}^2 \cdot \text{с}^2}{\text{м}^2}} \right] = \left[\sqrt{\frac{\text{кг}^2 \cdot \text{м}^2 \cdot \text{с}^2 \cdot \text{с}^2}{\text{с}^4 \cdot \text{м}^2}} \right] = \left[\frac{\text{кг} \cdot \text{м}}{\text{с}} \right].$$

Знаходимо довжину хвилі розсіяного фотона ($\lambda'_k = 0,024 \cdot 10^{-10} \text{ м}$):



$$\lambda' = \lambda + \Delta\lambda = \lambda + 2\lambda_e \sin^2 \frac{\theta}{2};$$

$$\lambda' = 0,2 \cdot 10^{-10} + 0,0242 \cdot 10^{-10} \cdot 2 \cdot \sin^2 \frac{\pi}{4} = 2,742 \cdot 10^{-11} \text{ м}.$$

Визначаємо імпульс електрона віддачі:

$$p_e = \sqrt{\left(\frac{6,62 \cdot 10^{-34}}{2,242 \cdot 10^{-11}}\right)^2 + \left(\frac{6,62 \cdot 10^{-34}}{0,2 \cdot 10^{-10}}\right)^2} = \sqrt{8,7 \cdot 10^{-46} + 1,09 \cdot 10^{-45}} = 4,43 \cdot 10^{-23} \text{ кг} \cdot \text{м/с}.$$

Задача 8. Яку кінетичну енергію повинен мати електрон, щоб довжина хвилі де Бройля електрона дорівнювала довжині хвилі Комптона?

Розв'язання

Довжина хвилі де Бройля для електрона визначається за формулою

$$\lambda_b = \frac{h}{\sqrt{2mE}}.$$

Довжина хвилі електрона Комптона

$$\lambda_k = \frac{h}{m_0 c}.$$

За умовою задачі $\lambda_k = \lambda_b$, а отже:

$$\frac{h}{\sqrt{2mE}} = \frac{h}{m_0 c}.$$

Звідси кінетична енергія електрона

$$E = \frac{m_0 c^2}{2}.$$

Виконуємо обчислення:

$$E = \frac{9,1 \cdot 10^{-31} \cdot (3 \cdot 10^8)^2}{2} = 41 \cdot 10^{-15} \text{ Дж.}$$

Задача 9. Знайти довжину хвилі де Бройля для електрона, кінетична енергія якого дорівнює: а) 10 кеВ; б) 1 МеВ.

Дано:

$$E_k = 10 \text{ кеВ;}$$

$$E_k = 1 \text{ МеВ.}$$

$$\lambda_{k1} = ?$$

$$\lambda_{k2} = ?$$

Розв'язання

Довжина хвилі де Бройля для будь-якої частинки визначається за формулою

$$\lambda_k = \frac{h}{p}.$$

Імпульс частинки $p = mv$.

Кінетична енергія частинки

$$E_k = \frac{mv^2}{2}.$$

Знаходимо зв'язок між імпульсом частинки p та її кінетичною енергією E_k :

$$v^2 = \frac{2E_k}{m} \quad \text{і} \quad p = m\sqrt{\frac{2E_k}{m}} = \sqrt{2mE_k}.$$

Якщо кінетична енергія E_k частинки більша від її енергії спокою E_0 , тобто $E_k > E_0$, то зв'язок імпульсу і кінетичної енергії визначається релятивістською формулою

$$p = \frac{1}{c} \sqrt{E_k (E_k + 2E_0)}.$$

Енергія спокою E_0 електрона $E_0 = mc^2$, а тому $E_0 = 9,1 \cdot 10^{-31} (3 \cdot 10^8)^2 = 81 \cdot 10^{-15} \text{ Дж}$. За умовами кінетична енергія електрона дорівнює $10 \text{ кеВ} = 1,6 \cdot 10^{-15} \text{ Дж}$. У цьому разі $E_k < E_0$ і $p = \sqrt{2mE_k}$.

Тоді

$$\lambda_k = \frac{h}{p} = \frac{h}{\sqrt{2mE_k}}.$$

Перевіримо одиницю:

$$[\lambda_k] = \left[\frac{\text{Дж} \cdot \text{с}}{\sqrt{\text{кг} \cdot \text{Дж}}} \right] = \left[\frac{\text{кг} \cdot \text{м}^2 \cdot \text{с}^2}{\text{с}^2 \cdot \text{кг} \cdot \text{м}} \right] = [\text{м}].$$

Виконуємо обчислення:

$$\lambda_{k1} = \frac{6,62 \cdot 10^{-34}}{\sqrt{2 \cdot 9,1 \cdot 10^{-31} \cdot 1,6 \cdot 10^{-15}}} = 1,2 \cdot 10^{-12} \text{ м.}$$

Якщо кінетична енергія електрона дорівнює

$$1 \text{ МеВ} = 1,6 \cdot 10^{-13} \text{ Дж},$$

тобто

$$E_k > E_0 \quad \text{і} \quad p = \frac{1}{c} \sqrt{E_k (E_k + 2E_0)},$$

то

$$\lambda_k = \frac{h}{p} = \frac{h \cdot c}{\sqrt{E_k (E_k + 2E_0)}}.$$

Виконуємо обчислення:

$$\lambda_{k2} = \frac{6,62 \cdot 10^{-34} \cdot 3 \cdot 10^8}{\sqrt{1,6 \cdot 10^{-13} (1,6 \cdot 10^{-13} + 2 \cdot 81 \cdot 10^{-15})}} = 9,2 \cdot 10^{-13} \text{ м.}$$

Задача 10. Визначити довжину хвилі де Бройля протона, що пройшов

прискорювальну різницю потенціалів 400 В.

Дано:
 $\Delta\varphi = 400 \text{ В.}$
 $\lambda_e = ?$

Розв'язання

Довжина хвилі де Бройля визначається за формулою

$$\lambda_e = \frac{h}{p} = \frac{h}{\sqrt{2m_p E_e}}.$$

Кінетична енергія протона в цьому разі

$$E_e = q_p \Delta\varphi.$$

де $q_p = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Кл}$ — заряд протона.

Тоді

$$\lambda_e = \frac{h}{\sqrt{2m_p q_p \Delta\varphi}}.$$

Перевірємо одиницю:

$$[\lambda_e] = \left[\frac{\text{Дж} \cdot \text{с}}{\sqrt{\text{кг} \cdot \text{Дж}}} \right] = \left[\frac{\text{кг} \cdot \text{м}^2 \cdot \text{с}^2}{\text{с} \cdot \sqrt{\text{кг} \cdot \text{м}^2 \cdot \text{с}^2}} \right] = [\text{м}].$$

Виконуємо обчислення:

$$\lambda_e = \frac{6,62 \cdot 10^{-34}}{\sqrt{2 \cdot 1,67 \cdot 10^{-27} \cdot 1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 400}} = 0,14 \cdot 10^{-11} \text{ м.}$$

Задача 11. Виходячи зі співвідношення невизначеностей, оцінити розміри ядра атома, вважаючи, що мінімальна енергія нуклона в ядрі 8 МеВ.

Дано:
 $E = 8 \text{ МеВ.}$
 $r = ?$

Розв'язання

Співвідношення невизначеностей для координат та імпульсу має вигляд:

$$\Delta x \Delta p \geq \frac{h}{2\pi}.$$

Зв'язок імпульсу та енергії нуклона в ядрі:

$$\Delta p = \sqrt{2mE}.$$

Вважаючи, що Δx становить половину радіуса ядра атома, тобто

$$\Delta x = \frac{r}{2},$$

звідки

$$\frac{r}{2} \sqrt{2mE} \geq \frac{h}{2\pi}.$$

Отже, радіус ядра

$$r \geq \frac{2h}{2\pi \sqrt{2mE}} = \frac{h}{\pi \sqrt{2mE}}.$$

де m — маса протона m_p або нейтрона m_n тобто їхні числові значення практично однакові:

$$m_p = 1,6726 \cdot 10^{-27} \text{ кг і } m_n = 1,6749 \cdot 10^{-27} \text{ кг.}$$

Виконуємо обчислення:

$$r = \frac{6,62 \cdot 10^{-34}}{\pi \sqrt{2 \cdot 1,67 \cdot 10^{-27} \cdot 8 \cdot 10^6 \cdot 1,6 \cdot 10^{-19}}} = 3,2 \cdot 10^{-15} \text{ м.}$$

Задача 12. Визначити числове значення кінетичної, потенціальної та повної енергії електрона, що перебуває на першій орбіті атома водню, а також його швидкість та радіус орбіти.

Дано:
$n = 1$
$E_n = ?$ $E_n = ?$
$E = ?$ $r_1 = ?$
$v_1 = ?$

Розв'язання

Кінетична енергія електрона, що рухається по n -й орбіті:

$$E_k = \frac{mv_n^2}{2}$$

З рівності кулонівської та доцентрової сил дістаємо:

$$m v_n^2 = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r_n} = -E_n$$

Тоді $E_{cl} = -2E_k$.

За першим постулатом Бора радіус n -ї орбіти

$$r_n = \frac{h^2}{2\pi m v_n} n$$

Тоді швидкість на n -й орбіті

$$v_n = \frac{e^2}{2h n \epsilon_0}$$

Знаходимо r_n :

$$r_n = \frac{h^2 n^2 \epsilon_0}{\pi m e^2}$$

Підставимо v_n :

$$E_k = \frac{m v_n^2}{2} = \frac{m e^4}{8 h^2 n^2 \epsilon_0^2}$$

Повна енергія

$$E = E_k + E_{cl} = -E_k$$

Виконуємо обчислення:

$$E_k = \frac{9,1 \cdot 10^{-31} \cdot (1,6)^4 \cdot 10^{-38}}{8 \cdot (6,62 \cdot 10^{-34})^2 \cdot 1^2 \cdot (8,85 \cdot 10^{-12})^2} = 2,17 \cdot 10^{-18} \text{ Дж} = 13,6 \text{ еВ};$$

$$E_n = -2E_k = -4,34 \cdot 10^{-18} \text{ Дж} = -27,2 \text{ еВ};$$

$$E = -13,6 \text{ еВ};$$

$$v_1 = \frac{(1,6 \cdot 10^{-19})^2}{2 \cdot 6,62 \cdot 10^{-34} \cdot 1 \cdot 8,85 \cdot 10^{-12}} = 2,19 \cdot 10^6 \text{ м/с};$$

$$r_1 = \frac{(6,62 \cdot 10^{-34})^2 \cdot 1^2 \cdot 8,85 \cdot 10^{-12}}{3,14 \cdot 9,1 \cdot 10^{-31} \cdot (1,6 \cdot 10^{-19})^2} = 0,53 \cdot 10^{-10} \text{ м}.$$

Задача 13. Найбільша довжина хвилі спектральної лінії водню серії Бальмера дорівнює 656,3 нм. Визначити за цією довжиною хвилі найбільшу довжину хвилі в серії Лаймана.

Дано:
$\lambda_1 = 656,3 \cdot 10^{-9} \text{ м}$
$\lambda_2 = ?$

Розв'язання

Частота випромінювання атома водню

$$\nu = R_{\infty} c \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{k^2} \right),$$

де n і k — головні квантові числа.

У серії Бальмера $n = 2$, у серії Лаймана $n = 1$. Найбільша довжина хвилі в кожній серії відповідає $k = n + 1$.

Для найбільшої довжини хвилі в серіях Бальмера і Лаймана можна записати:

$$\frac{1}{\lambda_1} = R_\infty \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{3^2} \right);$$

$$\frac{1}{\lambda_2} = R_\infty \left(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{2^2} \right).$$

Після перетворень дістаємо:

$$\frac{\lambda_2}{\lambda_1} = \frac{5 \cdot 4}{36 \cdot 3}.$$

звідки

$$\lambda_2 = 1215 \cdot 10^{-10} \text{ м.}$$

Задача 14. Визначити довжину хвилі K_α — лінії характеристичного рентгенівського спектра, який утворюється в рентгенівській трубці з молібденовим антикатодом. Чи буде спостерігатися ця лінія, якщо подати на рентгенівську трубку напругу $4 \cdot 10^3$ В?

Дано:

$$Z = 42,$$

$$U = 4 \cdot 10^3 \text{ В.}$$

$$\lambda = ?$$

Розв'язання

Частота випромінювання в характеристичному рентгенівському спектрі визначається за законом Мозлі:

$$\nu = R_\infty c (Z - \sigma)^2 \left(\frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2} \right).$$

Серії K - і K_α -лінії відповідають значення чисел $n_1 = 1$ і $n_2 = 2$, стала екранування $\sigma = 1$. Виконаємо обчислення і дістанемо значення довжини хвилі K_α -лінії характеристичного рентгенівського спектра:

$$\lambda = 0.72 \cdot 10^{-10} \text{ м.}$$

Для того щоб визначити, чи утворюватиметься ця лінія під дією певного значення напруги, потрібно порівняти енергію E фотонів K_α -лінії характеристичного рентгенівського спектра молібдену з енергією E_2 зовнішніх електронів, якої останні набувають під час руху в рентгенівській трубці.

За умовами задачі:

$$E_1 = h\nu = 2.5 \cdot 10^{-15} \text{ Дж}; E_2 = eU = 6.4 \cdot 10^{-16} \text{ Дж},$$

тобто $E_2 < E_1$.

Отже, не можна отримати характеристичне рентгенівське випромінювання молібдену з K_α -лінією. Під дією такої напруги буде спостерігатися суцільний гальмувальний спектр.

Конденсований стан речовини

Задача 15. Відстань d (решітка кубічна гранецентрична) дорівнює 0,393 нм. Визначити параметр решітки та густину кристала.

Дано:

$$d = 0.393 \text{ нм} =$$

$$= 3.93 \cdot 10^{-10} \text{ м};$$

$$\mu = 46 \cdot 10^{-3} \text{ кг/моль}$$

$$a = ? \quad \rho = ?$$

Розв'язання

Параметр a решітки та відстань d між найближчими сусідніми атомами зв'язані співвідношенням:

$$a = \sqrt{2}d.$$

Виконаємо обчислення:

$$a = 0.393 \cdot \sqrt{2} = 0.556 = 5.56 \cdot 10^{-10} \text{ м.}$$

Густина ρ кристала пов'язана з молярною масою μ та молярним об'ємом V_μ

співвідношенням

$$\rho = \frac{\mu}{V_\mu}$$

Молярний об'єм V_μ знаходимо як добуток об'єму a^3 однієї елементарної комірки на число z_μ елементарних комірок, що містяться в одному молі кристала:

$$V_\mu = a^3 z_\mu$$

Враховуючи, що кількість елементарних комірок для кристала, що складається з однакових атомів, можна знайти, поділивши сталу Авогадро N_A на кількість n атомів, що припадають на одну елементарну комірку:

$$V_\mu = \frac{a^3 N_A}{n}$$

Підставивши вираз V_μ , дістанемо

$$\rho = \frac{n\mu}{N_A a^3}$$

Перевіряємо одиницю:

$$[\rho] = \left[\frac{\text{кг} \cdot \text{моль}}{\text{моль} \cdot \text{м}^3} \right] = \left[\frac{\text{кг}}{\text{м}^3} \right]$$

Виконуємо обчислення, враховуючи, що число n для кубічної гранецентричної решітки дорівнює 4:

$$\rho = \frac{4 \cdot 40 \cdot 10^{-8}}{6,02 \cdot 10^{23} \cdot (5,56 \cdot 10^{-23})^3} = 1,55 \cdot 10^3 \text{ кг/м}^3$$

Задача 16. Обчислити максимальну енергію (енергію Фермі), яку можуть мати вільні електрони в металі (мідь) при температурі 0 К. Вважати, що на кожний атом міді припадає по одному електрону.

Дано:	Розв'язання
$T = 0 \text{ К}$	Максимальна енергія ε_F , яку можуть мати електрони в металі
$\varepsilon_F = \dots ?$	при температурі 0 К, пов'язана з концентрацією n вільних електронів співвідношенням

$$\varepsilon_F = \frac{h^2 (3\pi n)^{2/3}}{2m}$$

де h – стала Планка з рискою; m – маса електрона.

Концентрація вільних електронів за умовою задачі дорівнює концентрації атомів, яку можна знайти за формулою

$$n = \frac{\rho N_A}{\mu}$$

де ρ – густина міді; N_A – стала Авогадро; μ – молярна маса. Підставляючи вираз n у формулу для ε_F дістаємо:

$$\varepsilon_F = \frac{h^2}{2m} \left(3\pi^2 \rho \frac{N_A}{\mu} \right)^{2/3}$$

Перевіряємо одиницю:

$$[\varepsilon_F] = \left[\frac{\text{Дж}^2 \cdot \text{с}^2}{\text{кг}} \left(\frac{\text{кг}}{\text{м}^3} \frac{\text{моль}}{\text{моль} \cdot \text{кг}} \right)^{2/3} \right] = [\text{Дж}]$$

Виконуємо обчислення:

$$R_F = \frac{(1,05 \cdot 10^{-34})^2}{2 \cdot 9,1 \cdot 10^{-31}} \left[3 (3,14)^2 \cdot 8,9 \cdot 10^3 \cdot \frac{6,02 \cdot 10^{23}}{64 \cdot 10^{-3}} \right]^{2/3} = 1,18 \cdot 10^{-18} \text{ Дж} = 7,4 \text{ eВ.}$$

Задача 17. Питома провідність γ домішкового напівпровідника, який має решітку типу алмаз, дорівнює $110 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{м}^{-1}$. Вважаючи, що напівпровідник має тільки діркову провідність, визначити концентрацію дірок та їхню рухливість. Сталу Холла взяти такою, що дорівнює $3,8 \cdot 10^{-4} \text{ м}^3/\text{Кл}$.

Дано:

$$\gamma = 110 \cdot \text{Ом}^{-1} \cdot \text{м}^{-1};$$

$$R_H = 3,8 \cdot 10^{-4} \text{ м}^3/\text{Кл}.$$

$$n_p = ? \quad b_p = ?$$

Розв'язання

Концентрацію n_p дірок пов'язану зі сталою Холла, яка для напівпровідників з решіткою типу алмаз, що мають носії тільки одного знака, знаходимо за формулою

$$R_H = \frac{3\pi}{8en_p},$$

де e — елементарний заряд. Звідси

$$n_p = \frac{3\pi}{8eR_H}.$$

Перевіряємо одиницю

$$[n_p] = \left[\frac{\text{Кл}}{\text{Кл} \cdot \text{м}^3} \right] = \left[\frac{1}{\text{м}^3} \right].$$

Виконуємо обчислення:

$$n_p = \frac{3 \cdot 3,14}{8} \cdot \frac{1}{1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 3,8 \cdot 10^{-4}} = 1,9 \cdot 10^{22} \text{ м}^{-3}.$$

провідність напівпровідників визначається за формулою

$$\gamma = e(n_n b_n + n_p b_p),$$

де n_n і n_p — концентрація електронів і дірок; b_n і b_p — їхня рухливість.

За відсутності електронної провідності перший доданок у дужках дорівнює нулю і формула набирає

Вигляду $\gamma = en_p b_p$, звідки

$$b_p = \frac{\gamma}{en_p}.$$

Підставляємо сюди вираз для n_p і дістаємо:

$$b_p = \frac{8\gamma R_H}{3\pi}.$$

Перевіряємо одиницю:

$$[b_p] = \left[\frac{\text{Кл}}{\text{Ом} \cdot \text{м} \cdot \text{м}^3} \right] = \left[\frac{\text{м}^2}{\text{В} \cdot \text{с}} \right].$$

Виконуємо обчислення:

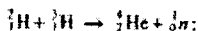
$$b_p = \frac{8 \cdot 110 \cdot 3,8 \cdot 10^{-4}}{3 \cdot 3,14} = 3,6 \cdot 10^{-2} \text{ м}^2/(\text{В} \cdot \text{с}).$$

Ядро атома. Елементарні частинки

Задача 18. Визначити енергію, що вивільняється у водневій бомбі під час синтезу 1 кг гелію.

Дано:
 $M_{\text{гелію}} = 1 \text{ кг.}$
 $\Delta E = ?$

Розв'язання
 Обчислимо енергію, яка вивільняється під час синтезу одного атома гелію:



$$\Delta E_0 = 931 \cdot \Delta m.$$

$$\Delta E_0 = 931 \cdot \Delta m = (m_{{}^1_1\text{H}} + m_{{}^1_1\text{H}} - m_{{}^4_2\text{He}} - m_{{}^0_{-1}\text{e}}) 931 = (2,01474 + 2,01700 - 4,00388 - 0,00099) \cdot 931 = 17,568 \text{ Мев.}$$

У результаті синтезу 1 кг гелію виділиться енергія

$$\Delta E = \Delta E_0 N,$$

де N – загальна кількість атомів гелію при $M_{\text{гелію}} = 1 \text{ кг.}$

$$N = \frac{M_{\text{гелію}}}{\mu_{\text{гелію}}} N_A,$$

де N_A – число Авогадро; $\mu_{\text{гелію}}$ – молярна маса гелію. Тоді

$$\Delta E = \Delta E_0 \frac{M_{\text{гелію}}}{\mu_{\text{гелію}}} N_A.$$

Виконуємо обчислення:

$$\Delta E = \frac{17,568 \cdot 6,023 \cdot 10^{26}}{4} = 2,65 \cdot 10^{27} \text{ Мев.}$$

Задача 19. При зіткненні протона з ядром берилію відбулася ядерна реакція: $\text{Be} + p \rightarrow {}^6_3\text{Li} + \alpha$, де p – протон або ядро атома водню ${}^1_1\text{H}$; α – альфа-частинка або ядро атома гелію ${}^4_2\text{He}$. Знайти енергію реакції.

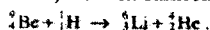
Дано:

$$\begin{aligned} m_{\text{Be}} &= 9,01218 \text{ а.о.м.}; \\ m_{\text{H}} &= 1,00783 \text{ а.о.м.}; \\ m_{\text{Li}} &= 6,01512 \text{ а.о.м.}; \\ m_{\text{He}} &= 4,00260 \text{ а.о.м.} \end{aligned}$$

$$\Delta E = ?$$

Розв'язання

Враховуючи позначення, можна записати:



Енергія ядерної реакції

$$\Delta E = c^2 (\sum m_i - \sum m_k),$$

де $\sum m_i$ – сума мас ядер і частинок, що вступили у реакцію; $\sum m_k$ – сума мас ядер і утворених частинок.

Тоді

$$\Delta E = c^2 [(m_{\text{Be}} + m_{\text{H}}) - (m_{\text{Li}} + m_{\text{He}})].$$

Виконуємо обчислення:

$$\Delta E = 8,6 \text{ Мев.}$$

6.5.2 Задачі для самостійного розв'язування

Квантова та атомна фізика

6.1. Внаслідок зміни температури тіла максимум його випромінювальної здатності змістився з $\lambda_1 = 2,5 \text{ мкм}$ до $\lambda_2 = 0,125 \text{ мкм}$. Тіло абсолютно чорне. У скільки разів змінилася: а) температура тіла; б) енергетична світимість?

6.2. Максимальна випромінювальна здатність абсолютного чорного тіла $\epsilon_{\lambda, \text{max}} = 4,16 \cdot 10^{11} \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-2}$. На яку довжину хвилі вона припадає?

6.3. Знайти відношення енергетичних світимостей електричних ламп розжарювання до енергетичної світимості газонаповненої лампи, якщо температури ниток розжарювання відповідно дорівнюють: а) вугільної – $T_1 = 2100\text{ K}$; б) вольфрамової вакуумної – $T_2 = 2400\text{ K}$; в) вольфрамової газонаповненої – $T_3 = 2900\text{ K}$; г) спеціальної фотографічної – $T_4 = 3200\text{ K}$. Потужності, споживані лампами від мережі, однакові. Коефіцієнт сірості вугілля $\alpha = 0,8$, вольфраму – $\alpha = 1$.

6.4. Температура абсолютно чорного тіла збільшилася вдвічі, у результаті чого значення λ_{max} зменшилося на 600 мкм . Визначити початкову та кінцеву температуру тіла.

6.5. Енергетична світимість абсолютно чорного тіла дорівнює $3,0\text{ Вт/см}^2$. Визначити довжину хвилі, що відповідає максимуму випромінювальної здатності цього тіла.

6.6. На скільки відсотків збільшиться енергетична світимість абсолютно чорного тіла, якщо його температура збільшиться на 1% ?

6.7. Як зміниться енергетична світимість вольфрамової нитки лампи розжарювання, якщо її температура збільшиться від $T_1 = 1500\text{ K}$ до $T_2 = 3000\text{ K}$?

6.8. Максимальна довжина хвилі, що відповідає максимальному значенню випромінювальної здатності вольфрамової нитки лампи розжарювання, дорівнює $2,0\text{ мкм}$. Знайти енергетичну світимість нитки.

6.9. Зі зміною температури вольфрамової нитки лампи розжарювання максимум її випромінювальної здатності змістився з $\lambda_1 = 3,0\text{ мкм}$ до $\lambda_2 = 0,9\text{ мкм}$. У скільки разів змінилася енергетична світимість?

6.10. Знайти максимальне значення випромінювальної здатності абсолютно чорного тіла, якщо його енергетична світимість дорівнює $3,5\text{ Вт/см}^2$?

6.11. Монохроматичний пучок паралельних світлових променів падає нормально на щілину й утворює на екрані дифракційну картину. Знайти енергію та імпульс фотонів світлового потоку, якщо ширина щілини $b = 5\text{ мм}$, а перший мінімум виникає в напрямі кута $\varphi = 6^\circ$.

6.12. Середня довжина хвилі випромінювання лампи розжарювання $\lambda = 12 \cdot 10^{-8}\text{ м}$. Знайти кількість фотонів, що випускаються 200 Вт лампою за одиницю часу (вважати, що вся споживана потужність іде на випромінювання).

6.13. Визначити енергію одного фотона для червоного світла з довжиною хвилі $\lambda_1 = 600\text{ нм}$ та жорстких рентгенівських променів із $\lambda_2 = 0,1 \cdot 10^{-10}\text{ м}$.

6.14. Знайти довжину хвилі світла, маса фотона якого дорівнює масі спокою електрона.

6.15. З якою швидкістю має рухатися електрон, щоб його кінетична енергія дорівнювала енергії фотона з довжиною хвилі $\lambda = 0,52 \cdot 10^{-6}\text{ м}$?

6.16. Визначити довжину хвилі фотона, маса якого дорівнює масі: а) протона, що перебуває у стані спокою; б) електрона, що перебуває у стані спокою.

6.17. Визначити енергію та масу фотона, якому відповідає довжина хвилі $38 \cdot 10^{-8}\text{ м}$.

6.18. Кількість фотонів, що їх випускає лампа розжарювання потужністю 300 Вт за одиницю часу, дорівнює $1,2 \cdot 10^{20}$. Знайти довжину хвилі випромінювання лампи. Вважати, що вся споживана потужність іде на випромінювання.

6.19. На дифракційну решітку зі сталою $d = 3 \cdot 10^{-6}$ м падає нормально плоский монохроматичний світловий потік. Кути дифракції, що відповідають двом сусіднім максимумам на екрані, дорівнюють відповідно $\varphi_n = 23^\circ 35'$, $\varphi_{n+1} = 36^\circ 52'$. Обчислити енергію фотонів цього світлового потоку.

6.20. Визначити довжину хвилі фотона, імпульс якого дорівнює імпульсу електрона, що має швидкість 10^7 м/с.

6.21. Фотоефект деякого металу починається при частоті падаючого світла $\nu_0 = 6 \cdot 10^{14}$ с⁻¹. Визначити частоту світла, при якій електрони, що звільняються ним з поверхні цього металу, повністю затримуються різницею потенціалів 3 В. Знайти роботу виходу для даного металу.

6.22. Чому дорівнюють максимальні швидкості фотоелектронів, що вириваються з поверхні цезію та платини випромінюванням з довжиною хвилі: а) $\lambda_1 = 185$ нм; б) $\lambda_2 = 42,27$ нм?

6.23. Червона межа для цезію $\lambda_c = 6,6 \cdot 10^{-7}$ м. Знайти: а) роботу виходу електронів із цезію; б) максимальну швидкість та енергію електронів, що вириваються з цезію випромінюванням з довжиною хвилі $\lambda = 220$ нм.

6.24. Визначити червону межу фотоефекту для цинку та максимальну швидкість фотоелектронів, що вириваються з поверхні цинку світлом з довжиною хвилі $\lambda = 250$ нм.

6.25. Червона межа фотоефекту для деякого металу дорівнює $2,75 \cdot 10^{-7}$ м. Чому дорівнює мінімальне значення енергії фотона, що викликає цей фотоефект?

6.26. Максимальна швидкість фотоелектронів, які вилітають із платини при опроміненні його у-квантами, дорівнює $2,91 \cdot 10^8$ м/с. Визначити енергію γ -кванта.

6.27. При освітленні деякого металу випромінюванням з довжиною хвилі $\lambda_1 = 279$ нм затримуючий потенціал дорівнює 0,66 В, при довжині хвилі $\lambda_2 = 245$ нм затримуючий потенціал дорівнює 1,26 В. Визначити сталу Планка та роботу виходу електронів з даного металу.

6.28. Квант світла з довжиною хвилі $\lambda_2 = 232$ нм звільняє з поверхні платинового електрода фотоелектрон. Визначити імпульс, який надається при цьому електроду, коли відомо, що фотоелектрон вилітає назустріч падаючому кванту.

6.29. Фотоелектрони повністю затримуються потенціалом, який дорівнює 4 В. Знайти червону межу фотоефекту для даного металу, якщо його опромінюють світлом з довжиною хвилі $2 \cdot 10^{-7}$ м.

6.30. Визначити затримуючий потенціал, якщо гранична частота для деякого металу, при якій починається фотоефект, дорівнює $5,8 \cdot 10^{14}$ с⁻¹. Довжина хвилі світла, що викликає фотоефект, дорівнює 3000 А.

6.31. Паралельний пучок монохроматичних променів з $\lambda = 6,62 \cdot 10^{-7}$ м падає на чорну поверхню і чинить тиск $3 \cdot 10^{-7}$ Н/м². Визначити концентрацію фотонів у світловому промені.

6.32. Тиск світла ($\lambda = 6 \cdot 10^{-7}$ м) на чорну поверхню, розташовану перпендикулярно до падаючих променів, дорівнює 10^{-6} Н/м². Скільки фотонів

падає за 1 с на 1 см^2 цієї поверхні?

6.33. Поверхня площею 100 см^2 щохвилини одержує 63 Дж світлової енергії. Знайти світловий тиск у випадках, коли поверхня: а) повністю відбиває всі промені; б) повністю поглинає всі промені, що падають на неї.

6.34. Розжарена нитка проходить по осі циліндра завдовжки 10 см та радіусом 5 см . Нитка випромінює світловий потік потужністю 600 Вт . Вважаючи світловий потік симетричним щодо нитки розжарювання, визначити тиск світла на поверхню циліндра. Коефіцієнт відбиття циліндра – 10% .

6.35. Знайти світловий тиск на стінки електричної лампи потужністю 100 Вт . Колба лампи має сферичну поверхню радіусом 5 см і відбиває 10% світла, що падає на неї. (Вважати, що вся потужність припадає на випромінювання.)

6.36. Визначити довжину хвилі рентгенівського випромінювання, коли відомо, що максимальна енергія електронів віддачі $E_k = 0,19\text{ MeB}$.

6.37. Довжина хвилі світла, що падає на речовину з вільними електронами, $\lambda = 0,003\text{ нм}$. Яку енергію отримують електрони віддачі при розсіюванні кванта під кутом $\theta = 60^\circ$?

6.38. Початкова довжина хвилі падаючого випромінювання $\lambda = 0,003\text{ нм}$, швидкість електрона віддачі дорівнює $0,6\text{ с}$ (с – швидкість світла). Визначити зміну довжини хвилі та кут розсіювання фотона.

6.39. Знайти енергію розсіяного фотона, якщо розсіювання відбулося під кутом $\theta = 120^\circ$ і енергія падаючого фотона була 250 кеВ ($1\text{ еВ} = 1,6 \cdot 10^{-19}\text{ Дж}$).

6.40. Визначити максимальну зміну довжини хвилі при розсіюванні світла на протонах.

6.41. Середня кінетична енергія електрона в незбудженому атомі водню дорівнює $13,6\text{ еВ}$. Використовуючи співвідношення невизначеностей, знайти найменшу похибку, з якою можна обчислити координату електрона в атомі.

6.42. Яку кінетичну енергію повинен мати електрон, щоб довжина хвилі де Бройля для нього дорівнювала довжині його хвилі Комптона?

6.43. Визначити довжину хвилі де Бройля для електрона, що рухається, коли відомо, що маса його на 1% більша за масу спокою електрона.

6.44. Враховуючи зміну маси залежно від швидкості, обчислити довжину хвилі електрона, що пройшов прискорювальну різницю потенціалів 500 кВ .

6.45. Протон має кінетичну енергію, яка дорівнює енергії спокою. У скільки разів зміниться довжина хвилі де Бройля для протона, якщо його кінетична енергія збільшиться вдвічі?

6.46. Виходячи зі співвідношення невизначеностей, оцінити розміри ядра атома, вважаючи, що мінімальна енергія нуклона в ядрі становить 8 MeB .

6.47. Визначити довжину хвилі де Бройля для електрона та протона, що пройшли однаково прискорювальну різницю потенціалів 400 В .

6.48. Використовуючи співвідношення невизначеностей, оцінити енергію електрона, що перебуває на першій борівській орбіті в атомі водню.

6.49. Знайти довжину хвилі де Бройля для атома водню, що рухається зі швидкістю, яка дорівнює середній квадратичній швидкості, при температурі 300 К .

6.50. Використовуючи співвідношення невизначеностей, оцінити ширину одновимірної потенціальної ями, в якій мінімальна енергія електрона $E_{\text{min}} = 10\text{ еВ}$.

6.51. Електрон перебуває в прямокутній потенціальній ямі. Ширина ями 0,2 нм, енергія електрона в ямі 37,8 еВ. Визначити номер енергетичного рівня і хвильове число.

6.52. Частинка перебуває в нескінченно глибокій, одновимірній потенціальній ямі. Визначити відношення різниці сусідніх енергетичних рівнів до енергії E_n частинки в трьох випадках: $n = 3$; $n = 6$; $n \rightarrow \infty$.

6.53. Електрон перебуває в нескінченно глибокій одновимірній потенціальній ямі шириною 0,15 нм. Визначити найменшу енергію електрона.

6.54. Електрон перебуває в нескінченно глибокій одновимірній потенціальній ямі шириною 0,15 нм. Визначити найменшу різницю енергетичних рівнів електрона.

6.55. Частинка в нескінченно глибокій одновимірній прямокутній потенціальній ямі шириною l перебуває в другому збудженому стані. Визначити, в яких точках ями густина ймовірності перебування частинки має максимальне і мінімальне значення.

6.56. *Визначити ймовірність перебування електрона в нескінченно глибокій одновимірній прямокутній потенціальній ямі в області $1/4l < x < 3/4l$, якщо він існує в основному стані.

6.57. Електрон у нескінченно глибокій одновимірній прямокутній потенціальній ямі шириною l перебуває в основному стані. Чому дорівнює ймовірність його визначення в першій третині ями?

6.58. Електрон у нескінченно глибокій одновимірній прямокутній потенціальній ямі шириною l перебуває в основному стані. Чому дорівнює ймовірність його визначення в середині ями?

6.59. Електрон у нескінченно глибокій одновимірній прямокутній потенціальній ямі шириною l перебуває в стані з $n = 2$. Чому дорівнює ймовірність його визначення в першій третині ями?

6.60. Електрон у нескінченно глибокій одновимірній прямокутній потенціальній ямі шириною l перебуває в стані з $n = 2$. Чому дорівнює ймовірність його визначення в середині ями?

6.61. Електрон у нескінченно глибокій одновимірній прямокутній потенціальній ямі шириною l перебуває в стані з $n = 3$. Чому дорівнює ймовірність його визначення в першій третині ями?

6.62. Хвильова функція, яка описує рух електрона в основному стані атома водню, має вигляд $\psi(r) = Be^{-r/r_1}$, де B — стала, r_1 — перший борівський радіус. Визначити для основного стану атома водню найбільш імовірну відстань електрона від ядра.

6.63. Електрон у нескінченно глибокій одновимірній прямокутній потенціальній ямі шириною l перебуває в основному стані. У скільки разів відрізняються ймовірності його визначення у крайній третині ями і крайній чверті ями?

6.64. Електрон перебуває в нескінченно глибокій одновимірній прямокутній потенціальній ямі шириною l . Знайти відношення ймовірностей його визначення в крайній третині ями, коли він перебуває на другому і третьому енергетичних рівнях?

6.65. Користуючись теорією Бора, визначити в атомі водню радіус першої орбіти, швидкість та прискорення електрона, енергію основного стану атома.

6.66. Користуючись теорією Бора, визначити для електрона, що перебуває на першій і другій орбітах в атомі водню, відношення радіусів орбіт. На якій орбіті і в скільки разів повна енергія електрона більша?

6.67. У спектрі атомарного водню інтервал між першими двома лініями, що належать серії Бальмера, $\Delta\lambda = 1,71 \cdot 10^{-7}$ м. Визначити сталу Рідберга.

6.68. Які спектральні лінії з'являються при збудженні атомарного водню електронами з енергією: а) 12,5 еВ; б) 14 еВ ?

6.69. Визначити частоту випромінювання при переході електрона в атомі водню з третьої орбіти на другу.

6.70. При спостереженні спектра атомарного водню, отриманого за допомогою дифракційної решітки з періодом $d = 2$ нм, виявлено, що одна зі спектральних ліній серії Бальмера в спектрі другого порядку відповідає куту дифракції $\varphi = 29^\circ 05'$. Визначити головне квантове число енергетичного рівня атома, переходу з якого відповідає ця лінія.

6.71. Квант світла з енергією $E = 15$ еВ вибиває електрон з атома водню, що перебуває в нормальному стані. З якою швидкістю буде рухатися електрон, віддалений від ядра?

6.72. Обчислити частоту обертання електрона в атомі водню на другій орбіті.

6.73. Знайти період обертання електрона на першій орбіті атома водню та його кутову швидкість.

6.74. Атоми водню перебувають в основному стані. В яких межах мають лежати довжини хвиль монохроматичного світла, щоб при збудженні атомів водню квантами цього світла спостерігалися дві спектральні лінії?

6.75. Визначити найбільшу швидкість електронів, які підлітають до антикатада рентгенівської трубки, якщо мінімальна довжина хвилі в суцільному рентгенівському спектрі дорівнює 1 нм.

6.76. Довжина хвилі γ -променів, які випускає радій, дорівнює $1,6 \cdot 10^{-3}$ нм. Яку різницю потенціалів потрібно подати до рентгенівської трубки, щоб отримати рентгенівські промені з такою довжиною хвилі?

6.77. До рентгенівської трубки подано напругу 31 кВ. Довжина хвилі межі суцільного спектра при цьому дорівнює $4 \cdot 10^{-2}$ нм. Визначити сталу Планка.

6.78. Визначити довжину хвилі, яка відповідає межі суцільного рентгенівського спектра, якщо при збільшенні прискорювальної напруги на рентгенівській трубці вдвічі довжина хвилі зменшується на $\Delta\lambda = 5 \cdot 10^{-2}$ нм.

6.79. Швидкість електронів, які підлітають до антикатада рентгенівської трубки, становить половину від швидкості світла. Визначити довжину хвилі, яка відповідає межі суцільного рентгенівського спектра і прискорювальну напругу на трубці.

6.80. Випромінювання рентгенівської трубки падає на кристал кальциту. Найменший кут між площиною кристала і пучком рентгенівських променів, при якому можна спостерігати відбиття дорівнює $2^\circ 36'$. Стала кристалічної решітки кальциту дорівнює $3,04 \cdot 10^{-8}$ см. Яка напруга на рентгенівській трубці?

6.81. Різниця довжин хвиль між K_α -лінією характеристичного рентгенівського спектра нікелю та довжиною хвилі, яка відповідає межі суцільного спектра,

дорівнює 0,084 нм. Визначити напругу на рентгенівській трубці з антикатодом із нікелю $_{28}\text{Ni}$.

6.82. При підвищенні напруги на рентгенівській трубці від 10 до 20 кВ інтервал довжин хвиль між K_{α} -лінією характеристичного рентгенівського спектра і довжиною хвилі, яка відповідає межі суцільного спектра, збільшився втричі. Визначити порядковий номер елемента антикатада цієї трубки.

6.83. Кристал, стала кристалічної решітки якого дорівнює 0,281 нм, розміщено так, що кут ковзання рентгенівських променів становить 14° . Збільшуючи напругу, подану на рентгенівську трубку, до 9100 В отримали на фотопластинці перший дифракційний максимум. Визначити сталу Планка.

6.84. Визначити довжину хвилі й енергію кванта, які відповідають K_{α} -лінії характеристичного рентгенівського спектра срібла $_{47}\text{Ag}$, а також найменшу напругу, необхідну для збудження K -серії срібла.

6.85. Порівняти роботу виходу електрона з вольфраму, для якого червона межа фотоелектричного ефекту відповідає довжині хвилі 276 нм, і роботу виривання електрона з K -оболонки атома вольфраму. Довжина хвилі K_{α} -лінії характеристичного рентгенівського випромінювання вольфраму дорівнює 0,01782 нм.

6.86. Визначити максимальну швидкість електронів, які вириваються з поверхні міді $_{29}\text{Cu}$ характеристичним випромінюванням заліза $_{26}\text{Fe}$, яке відповідає K_{α} -лінії.

Конденсований стан речовини

6.87. Визначити індекси Міллера площини, що відтинає на осях кубічної решітки відрізки 1,2 і 3.

6.88. Визначити, які найменші відрізки відтинає площина, задана індексами Міллера (123), на осях координат простої кубічної решітки.

6.89. Визначити відстань між сусідніми площинами (111) гранецентричної кубічної решітки алюмінію, якщо період його решітки дорівнює 0,404 нм.

6.90. Визначити параметр об'ємцентричної кубічної решітки вольфраму, якщо відстань між сусідніми площинами (212) дорівнює 0,105 нм.

6.91. Визначити густину кальцію (решітка – гранецентрична кубічна), якщо відстань між найближчими атомами дорівнює 0,393 нм.

6.92. Стронцій має гранецентричну кубічну решітку. Визначити відстань між найближчими сусідніми атомами, якщо параметр решітки дорівнює 0,605 нм.

6.93. Визначити число z елементарних комірок в одиниці об'єму кристала барію (решітка — об'ємцентрична кубічна). Густина барію дорівнює $3,78 \cdot 10^3 \text{ кг/м}^3$.

6.94. Знайти густину кристала неону, коли відомо, що решітка – гранецентрична кубічна. Стала решітки 0,451 нм.

6.95. Барій має об'ємцентричну кубічну решітку. Густина кристала барію дорівнює $3,78 \cdot 10^3 \text{ кг/м}^3$. Визначити параметр решітки.

6.96. Алюміній має гранецентричну кубічну решітку. Параметр решітки 0,405 нм. Визначити густину алюмінію.

6.97. Ванадій має об'ємцентричну кубічну решітку. Визначити її параметр a

й відстань між найближчими сусідніми атомами. Густина ванадію дорівнює $5,96 \cdot 10^3 \text{ кг/м}^3$.

6.98. Визначити кількість елементарних комірок кристала міді в одиниці об'єму (решітка – гранецентрична кубічна). Густина міді вважати відомою.

6.99. Відстань між найближчими сусідніми атомами кристалічної решітки золота дорівнює $0,288 \text{ нм}$. Визначити параметр a решітки, якщо вона гранецентрична кубічна.

6.100. Нікель має гранецентричну кубічну решітку. Визначити параметр решітки й відстань між найближчими сусідніми атомами. Густина нікелю вважати відомою.

6.101. Визначити відношення концентрацій вільних електронів при $T = 0 \text{ К}$ у срібла і цезію, коли відомо, що енергія рівня Фермі в цих металах дорівнює відповідно $5,5 \text{ еВ}$ та $1,53 \text{ еВ}$.

6.102. Визначити кількість вільних електронів, що припадає на один атом срібла при температурі $T = 0 \text{ К}$. Рівень Фермі для срібла дорівнює $5,5 \text{ еВ}$. Густина срібла дорівнює $10,5 \cdot 10^3 \text{ кг/м}^3$.

6.103. Визначити, у скільки разів кількість вільних електронів, що припадає на один атом металу при $T = 0 \text{ К}$, більша в алюмінію, ніж у срібла, якщо енергія рівня Фермі дорівнює відповідно $11,7 \text{ еВ}$ та $5,5 \text{ еВ}$?

6.104. Обчислити температуру T_F Фермі для калію. Вважати, що на кожний атом калію припадає один вільний електрон. Густина калію 860 кг/м^3 .

6. 105. Температура T_F Фермі для міді дорівнює $8,23 \cdot 10^4 \text{ К}$. Визначити кількість електронів, що припадає на кожний атом міді при $T = 0 \text{ К}$. Густина міді $8,93 \cdot 10^3 \text{ кг/м}^3$.

6.106. Обчислити температуру T_F Фермі для електронного газу в сріблі. Концентрація вільних електронів у сріблі дорівнює $6 \cdot 10^{28} \text{ м}^{-3}$.

6.107. Визначити концентрацію вільних електронів у металі при температурі 0 К , при якій рівень Фермі $\epsilon_F = 6 \text{ еВ}$.

6.108. Вважаючи, що на кожен атом алюмінію в кристалі припадає три вільні електрони, визначити максимальну енергію $\epsilon_{\max}$ електронів при температурі 0 К .

6.109. Знайти середнє значення кінетичної енергії $\bar{\epsilon}_{\text{кін}}$ електронів у металі при температурі 0 К , якщо рівень Фермі $\epsilon_F = 6 \text{ еВ}$.

6.110. Визначити максимальну швидкість $v_{\max}$ електронів у металі при температурі 0 К , якщо рівень Фермі дорівнює 5 еВ .

6.111. Обчислити середню енергію електронів срібла при температурі $T = 0 \text{ К}$. Взяти, що на кожний атом срібла припадає один вільний електрон. Густина срібла $10,5 \cdot 10^3 \text{ кг/м}^3$.

6.112. Обчислити максимальну v_F швидкість руху вільних електронів у калію при температурі $T = 0 \text{ К}$. Вважати, що на кожний атом калію припадає один вільний електрон. Густина калію 860 кг/м^3 .

6.113. Обчислити середньоквадратичну $v_{\text{св}}$ швидкість руху вільних електронів у сріблі при температурі $T = 0 \text{ К}$. Вважати, що на кожний атом срібла припадає один електрон. Густина срібла $10,510^3 \text{ кг/м}^3$.

6. 114. Якою має бути температура металу, при якій імовірність знайти

електрон у стані з енергією на 0,5eВ більшою за енергію Фермі, дорівнювала 6 2%

6.115. Визначити імовірність того, що при температурі 300 К електрон у металі займає енергетичний стан з енергією, на 0,04 eВ нижчою від рівня Фермі (а), та енергією, на 0,04 eВ вищою від рівня Фермі (б).

6.116. Визначити частку вільних електронів у металі при температурі 0 К, енергії є яких містяться в інтервалі значень від $1/2\varepsilon_{\max}$ до $\varepsilon_{\max}$.

6.117. Ширина забороненої зони чистого напівпровідника дорівнює 1 eВ. Визначити ймовірність заповнення електроном рівня поблизу дна зони провідності при температурі: а) 0 К; б) 290 К.

6.118. Вважаючи, що максимальна енергія електрона при температурі 0 К (енергія Фермі) у міді дорівнює 7 eВ, визначити частку електронів (у відсотках), які при нагріванні міді вийдуть за межі рівня Фермі для двох температур: а) 1000 К; б) 1300 К.

6.119. Яку частку від теплоємності решітки міді становить теплоємність електронного газу Ce/Cr при температурі 100°C. Вважати, що енергія Фермі для міді дорівнює 7 eВ, мідь є одновалентним металом.

6.120. Визначити енергію та імпульс електрона на рівні Фермі в ніобію, вважаючи, що на кожний атом припадає один вільний електрон. Густина ніобію дорівнює 8570 кг/м³.

6.121. Визначити відношення середньої енергії $\bar{\varepsilon}_{\text{ос}}$ лінійного одновимірного квантового осцилятора (обчисленого за квантовою теорією) до енергії $\varepsilon_{\text{Екл}}$ того самого осцилятора, обчисленого за класичною теорією при температурі $T = \theta_{\text{Е}}$ ($\theta_{\text{Е}}$ — характеристична температура Ейнштейна).

6.122. Визначити енергію системи, що складається з $N = 10^{20}$ тривимірних квантових незалежних осциляторів, при температурі $T = \theta_{\text{Е}}$. Характеристична температура Ейнштейна $\theta_{\text{Е}} = 250$ К.

6.123. Визначити максимальну енергію $\varepsilon_{\text{м}}$ фонона, який може збуджуватися у кристалі з температурою Дебая $\theta_{\text{Д}} = 300$ К. Обчислити максимальну частоту власних коливань $\omega_{\text{м}}$ у цьому кристалі.

6.124. Визначити характеристичну температуру Дебая для тривимірного кристала, що складається з атомів одного сорту. Концентрація атомів $n = 1,25 \cdot 10^{29} \text{ м}^{-3}$. Швидкість поперечних і поздовжніх хвиль у кристалі однакова і дорівнює 3000 м/с.

6.125. Характеристична температура Дебая для золота $\theta_{\text{Е}} = 165$ К. Визначити: а) максимальне значення енергії $\varepsilon_{\text{м}}$ фонона, що збуджується у кристалі; б) середню кількість n фононів з енергією $\varepsilon_{\text{м}}$ при температурі 300 К.

6.126. Обчислити за теорією Ейнштейна питому теплоємність алюмінію при сталому об'ємі та температурі $T = \theta_{\text{Е}}$ ($\theta_{\text{Е}}$ — характеристична температура Ейнштейна).

6.127. Обчислити за теорією Ейнштейна питому теплоємність сталого об'єму срібла при температурі $T = 100\text{К}$. Характеристична температура Ейнштейна $\theta_{\text{Е}} = 160$ К.

6.128. Визначити характеристичну температуру Дебая, коли відомо, що максимальна частота власних коливань у кристалі золота за теорією Дебая

дорівнює $\omega_{\max} = 2,36 \cdot 10^{13} \text{ с}^{-1}$.

6.129. Обчислити молярну теплоємність срібла при температурі 20 К, якщо максимальна частота $\omega_{\max}$ Дебая дорівнює $2,75 \cdot 10^{13} \text{ с}^{-1}$.

6.130. Обчислити за теорією Дебая теплоємність цинку масою 100 г при температурі 10 К. Узяти для цинку характеристичну температуру Дебая $\theta_D = 300 \text{ К}$ і вважати умову $T \ll \theta_D$ виконаною.

6.131. Обчислити за теорією теплоємності Дебая питому теплоємність алюмінію при температурі $T = \theta_D$ (θ_D – характеристична температура Дебая.)

6.132. Обчислити за теорією Дебая теплоємність С алмаза масою 1 г при температурі $T = \theta_D$. (θ_D — характеристична температура Дебая).

6.133. Молярна теплоємність C_p срібла при температурі 20К дорівнює 1,65 Дж/(моль·К). Обчислити за значенням теплоємності характеристичну температуру (Дебая) θ_D . Умову $T \ll \theta_D$ вважати виконаною.

6.134. Обчислити за теорією Дебая питому теплоємність хлористого натрію при температурі $T = \theta_D / 20$. Умову $T \ll \theta_D$ вважати виконаною.

6.135. Обчислити за теорією Дебая теплоємність цинку масою 100 г при температурі 10 К. Вважати для цинку характеристичну температуру Дебая $\theta_D = 300 \text{ К}$ й умову $T \ll \theta_D$ виконаною.

6.136. Молярна теплоємність молібдену при температурі 20 К дорівнює 0,6 Дж/(моль·К). Обчислити характеристичну температуру Дебая. Умову $T \ll \theta_D$ вважати виконаною.

6.137. Обчислити за теорією Дебая питому теплоємність германію при температурі 20 К. Узяти для германію $\theta_D = 370 \text{ К}$ і вважати умову $T \ll \theta_D$ виконаною.

6.138. Визначити теплоту, необхідну для нагрівання кристала калію масою 200 г від 4 до 5 К. Узяти характеристичну температуру Дебая для калію $\theta_D = 100 \text{ К}$ і умову $T \ll \theta_D$ виконаною.

6.139. Мідний зразок масою 100 г перебуває при температурі 10 К. Визначити теплоту Q , необхідну для нагрівання зразка до температури 20 К. Вважати характеристичну температуру Дебая $\theta_D = 300 \text{ К}$ і умову $T \ll \theta_D$ виконаною.

6.140. Визначити теплоту, необхідну для нагрівання двох молів нікелю від 20 до 30 К. Вважати характеристичну температуру Дебая для нікелю 450 К й умову $T \ll \theta_D$ виконаною.

6.141. Визначити теплоту, необхідну для нагрівання кристала срібла масою 0,5 г від 8 до 10 К. Вважати для срібла характеристичну температуру Дебая $\theta_D = 208 \text{ К}$ і умову $T \ll \theta_D$ виконаною.

6.142. Визначити середню швидкість упорядкованого руху електронів у алюмінієвому провіднику з площею поперечного перерізу 1 мм^2 при силі струму в ньому, що дорівнює 1А. Вважати, що на кожний атом алюмінію припадає три електрони провідності.

6.143. Визначити, у скільки разів зміниться провідність металу при підвищенні температури від 300 до 320 К.

6.144. Користуючись класичними уявленнями, визначити питому провідність

металу. Відомо, що середня довжина вільного пробігу електронів у металі $7,1 \cdot 10^{-8}$ м, а концентрація вільних електронів у ньому 10^{28} м^{-3} . Вважати, що середня швидкість хаотичного руху електронів дорівнює 10^6 м/с .

6.145. Густина струму в мідному провіднику дорівнює 3 А/мм^2 . Визначити середню швидкість упорядкованого руху електронів, вважаючи, що кількість вільних електронів в 1 м^3 міді дорівнює кількості атомів.

6.146. Металевий стрижень, довжина якого 10 м , рухається вздовж власної осі зі швидкістю 200 м/с . Визначити електричний опір стрижня, якщо при різкому його гальмуванні крізь нього протікає заряд $1,14 \cdot 10^{-6} \text{ Кл}$.

6.147. Користуючись класичною теорією електропровідності металів, визначити середню кінетичну енергію електронів у металі, якщо відношення $\frac{\chi}{\gamma}$ теплопровідності до питомої провідності дорівнює $6,7 \cdot 10^{-6} \text{ В}^2/\text{К}$.

6.148. Енергія зв'язку куперівської пари в металі дорівнює $8,86 \text{ меВ}$. Визначити температуру переходу металу з нормального стану в надпровідний.

6.149. Колова частота випромінювання, що виникає при тунельному проходженні куперівських пар у джозефсонівському елементі, дорівнює $\omega = 6,7 \cdot 10^{13} \text{ с}^{-1}$. Визначити різницю потенціалів на діелектрику в цьому елементі.

6.150. Власний напівпровідник (германієвий) має при деякій температурі питомий опір $0,5 \text{ Ом} \cdot \text{м}$. Визначити концентрацію n носіїв струму, якщо рухливість електронів $b_n = 0,38 \text{ м}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$, а дірок — $b_p = 0,18 \text{ м}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$.

6.151. Тонка пластинка з кремнію шириною $b = 2 \text{ см}$ розміщена перпендикулярно до силових ліній однорідного магнітного поля, індукція якого $0,5 \text{ Тл}$. При густині струму 2 мА/мм^2 , що протікає вздовж пластини, холлівська різниця потенціалів стала дорівнювати $2,8 \text{ В}$. Визначити концентрацію n носіїв струму.

6.152. Рухливість електронів і дірок у кремнію відповідно дорівнює $b_n = 1,5 \cdot 10^3 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$ та $b_p = 5 \cdot 10^2 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$. Обчислити сталу Холла R_H для кремнію, якщо питомий опір кремнію дорівнює $6,2 \cdot 10^2 \text{ Ом} \cdot \text{м}$.

6.153. Питомий опір кремнію з домішками $\rho = 10^2 \text{ Ом} \cdot \text{м}$. Визначити концентрацію n_p дірок та їхню рухливість b_p . Вважати, що напівпровідник має тільки діркову провідність і стала Холла $K_H = 4 \cdot 10^{-4} \text{ м}^3/\text{Кл}$.

6.154. Концентрація n носіїв у кремнію дорівнює $5 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$, рухливість електронів $b_n = 0,15 \text{ м}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$, а дірок — $b_p = 0,05 \text{ м}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$. Визначити опір кремнієвого стрижня завдовжки 5 см і площею перерізу 2 мм^2 .

6.155. Питомий опір зразка кремнію n-типу за деякої температури становить $8,93 \cdot 10^{-3} \text{ Ом} \cdot \text{м}$, концентрація і рухливість електронів дорівнюють відповідно $n_n \approx 2,02 \cdot 10^{22} \text{ м}^{-3}$ та $b_n = 0,035 \text{ м}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$. Визначити сталу Холла для кремнію.

6.156. Концентрація основних носіїв струму у кремнію p-типу при температурі 27°C дорівнює $n_p = 10^{21} \text{ м}^{-3}$. Визначити силу струму, що протікає вздовж зразка кремнію завдовжки $1,5 \text{ м}$ і площею перерізу $0,75 \text{ мм}^2$, до якого прикладено напругу 50 В .

6.157. Стала Холла для германію n-типу $7 \cdot 10^{-3} \text{ м}^3/\text{Кл}$. Визначити рухливість електронів, якщо питомий опір германію дорівнює $1,6 \cdot 10^2 \text{ Ом} \cdot \text{м}$.

6.158. Питомий опір кремнію з домішкою фосфору при кімнатній

температурі дорівнює $4 \cdot 10^{-3} \text{ Ом} \cdot \text{м}$. Визначити концентрацію основних носіїв заряду у цьому зразку. Рухливість електронів у кремнії $0,12 \text{ м}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$.

6.159. Визначити, у скільки разів густина електронного струму в германію більша за густину діркового струму.

6.160. Визначити рухливість основних носіїв заряду у пластинці кремнію завширшки 1 мм, розміщеній у поперечному магнітному полі з індукцією 1 Тл. При струмі 5 мА, що протікає вздовж зразка, холлівська різниця потенціалів дорівнює 1,83 мВ. Питомий опір зразка кремнію дорівнює $8,93 \cdot 10^{-3} \text{ Ом} \cdot \text{м}$.

6.161. Концентрація атомів чистого кристалічного германію дорівнює $4,5 \cdot 10^{28} \text{ м}^{-3}$. При температурі 300 К один атом з кожного $2 \cdot 10^9$ атомів іонізований. Рухливість електронів і дірок за цієї температури дорівнюють відповідно $0,36 \text{ м}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$ і $0,17 \text{ м}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$. Виявити питому провідність чистого германію.

6.162. Кремнієву пластинку завширшки 1 мм розміщено в магнітному полі перпендикулярно до силових ліній. При силі струму 5 мА, що протікає вздовж пластинки, виникає холлівська різниця потенціалів 1,83 мВ. Визначити індукцію магнітного поля. Вважати, що концентрація основних носіїв струму становить $2,02 \cdot 10^{22} \text{ м}^{-3}$.

6.163. Визначити, у скільки разів зміниться питома провідність закису міді при нагріванні від 0° до 27°C . Ширина забороненої зони закису міді становить 1,56 еВ.

6.164. При нагріванні кремнієвого кристала від 0° до 10°C його питома провідність зростає у 2,28 разу. Визначити ширину забороненої зони кристала кремнію.

6.165. Визначити, у скільки разів зміниться концентрація власних носіїв струму у карбіді кремнію при нагріванні від мінус 10 до 27°C . Ширина забороненої зони карбіді кремнію дорівнює 2,86 еВ.

6.166. Визначити, у скільки разів зміниться концентрація власних носіїв струму в германію при нагріванні від температури мінус 10° до 27°C . Вважати, що ширина забороненої зони германію дорівнює 0,72 еВ.

6.167. Якою має бути найменша енергія для утворення пари електрон-дірка у власному напівпровіднику, провідність якого зростає у 2,39 разу з підвищенням температури від 300 до 320 К.

6.168. Визначити для чистого кремнію температурний коефіцієнт опору при температурі 300 К. Ширина забороненої зони кремнію дорівнює 1,12 еВ.

6.169. Визначити червону межу фотопровідності в чистому германію (а) і германію з домішкою фосфору (б).

6.170. Визначити внутрішню контактну різницю потенціалів, що виникає при з'єднанні двох металів, концентрація вільних електронів в яких дорівнює відповідно $n_1 = 1,0 \cdot 10^{28} \text{ м}^{-3}$ та $n_2 = 1,0 \cdot 10^{29} \text{ м}^{-3}$.

6.171. Сила струму в колі, що складається з термопар з опором 4 Ом і гальванометра з опором 80 Ом, дорівнює 26 мкА при різниці температур спаїв, що дорівнює 50°C . Визначити сталу термопар.

6.172. Частота ларморовської прецесії електронної орбіти в магнітному полі з індукцією 0,1 Тл дорівнює $8,8 \cdot 10^9 \text{ с}^{-1}$. Визначити відношення $\frac{P_m}{L}$ магнітного

момента до механічного момента, пов'язаного з орбітальним рухом електрона.

6.173. Визначити індукцію магнітного поля, в якому частота ларморовської прецесії електронних орбіт дорівнює $9 \cdot 10^9 \text{ с}^{-1}$.

6.174. Парамагнетик намагнічується в магнітному полі з індукцією 0,5 Тл при температурі 300 К. Якою має бути індукція магнітного поля, щоб намагніченість парамагнетика залишилась незмінною при підвищенні його температури до 450 °С.

6.175. Молекула окису азоту має магнітний момент, що дорівнює 1,8 магнетонів Бора ($1,8 \mu_B$). Обчислити парамагнітну сприйнятливість окису азоту за нормальних умов.

6.176. Обчислити намагніченість при насиченні заліза, коли середня кількість магнетонів Бора, що припадає на один атом заліза, дорівнює 2,36 магнетонів Бора ($2,36 \mu_B$).

6.177. Обчислити намагніченість при насиченні кобальту. Вважати, що на кожний атом у середньому припадає 1,72 магнетона Бора ($1,72 \mu_B$).

6.178. Обчислити середню кількість магнетонів Бора, що припадає на один атом заліза, коли при насиченні намагніченість заліза дорівнює $1,84 \cdot 10^6 \text{ А/м}$.

6.179. Обчислити намагніченість тіла при насиченні, якщо магнітний момент кожного атома дорівнює одному магнетону Бора ($1 \mu_B$) і концентрація атомів $6 \cdot 10^{28}$.

Ядро атома. Елементарні частинки

6.180. Яка частина атомів радіоактивного ізотопу ${}_{90}^{234}\text{Th}$, що має період піврозпаду $T = 24,1$ дня, розпадається за 1 с; за добу; за місяць?

6.181. За вісім днів розпадеться 75 % початкової кількості радіоактивного ізотопу. Визначити період піврозпаду.

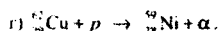
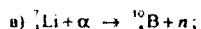
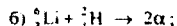
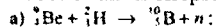
6.182. Знайти сталу розпаду радону, коли відомо, що кількість атомів радону зменшується за добу на 18,2 %.

6.183. Визначити масу нейтрального атома, якщо ядро цього атома складається з трьох протонів та двох нейтронів і енергія зв'язку ядра дорівнює 26,3 Мев.

6.184. Деякий радіоактивний препарат має сталу розпаду $\lambda = 1,44 \cdot 10^{-3} \text{ с}^{-1}$. Через який час розпадається 75 % початкової кількості атомів?

6.185. Визначити енергію зв'язку нуклонів у ядрі дейтерію та в α -частинці.

6.186. Знайти енергію, що звільняється при таких ядерних реакціях:



6.187. Яка частина початкової кількості атомів розпадається за один рік у зразку радіоактивного радію ${}_{86}^{222}\text{Ra}$?

6.188. Знайти енергію ядерних реакцій:

а) $^{14}_7\text{N}(\alpha, p)^{14}_6\text{C}$,

б) $^{14}_7\text{N}(\alpha, p)^{17}_8\text{O}$;

в) $^9_4\text{Be}(\alpha, n)^{12}_6\text{C}$.

6.189. Визначити порядковий номер та масове число ізоотопу, що вийде з торію $^{232}_{90}\text{Th}$ після трьох α - та двох β -перетворень.

6.190. Обчислити дефект маси, енергію зв'язку ядра та питому енергію для елемента $^{108}_{47}\text{Ag}$

6.191. При радіоактивних перетвореннях ядра $^{238}_{92}\text{U}$ здійснилося вісім α -розпадів та шість β -перетворень. Яке при цьому утворилося ядро?

6.192. За один тиждень розпалося 60 % початкової кількості радіоактивного ізоотопу. Визначити період піврозпаду.

6.193. Ядро, яке складається з 92 протонів та 143 нейтронів, викинуло α -частинку. Яке ядро утворилося в результаті α -розпаду? Визначити дефект маси та енергію зв'язку ядра, що утворилося.

6.194. Задано вихідні та кінцеві елементи двох радіоактивних сімей:

а) $^{238}_{92}\text{U} \rightarrow ^{206}_{82}\text{Pb}$;

б) $^{232}_{90}\text{Th} \rightarrow ^{208}_{82}\text{Pb}$.

Скільки α - і β -перетворень відбулося в кожній сім'ї?

6.195. Маса радіоактивного ізоотопу натрію $^{25}_{11}\text{Na}$ дорівнює $0,248 \cdot 10^{-6}$ кг. Період піврозпаду дорівнює 62 с. Визначити початкову активність елемента та його активність через 10 хв.

6.196. Яка кількість енергії вивільняється, якщо поділяються всі ядра, що містяться в 1 г урану ($^{235}_{92}\text{U}$)?

6.197. Яку кількість води можна нагріти від 0°C до кипіння, якщо використати все тепло, яке виділилося при реакції ^7_3Li (p , α), при повному розкладанні одного грама літію? Записати ядерну реакцію.

6.198. Задано вихідні та кінцеві елементи двох радіоактивних сімей:

а) $^{238}_{92}\text{U} \rightarrow ^{206}_{82}\text{Pb}$;

б) $^{232}_{90}\text{Th} \rightarrow ^{208}_{82}\text{Pb}$.

Скільки α - і β -перетворень відбулося в кожній сім'ї?

6.199. Порівняти енергії, що виділяються у процесі термоядерного синтезу $^2_1\text{H} + ^2_1\text{H} \rightarrow ^4_2\text{He}$

та поділу ядра урану $^{235}_{92}\text{U}$ (кожний акт поділу супроводжується виділенням 200 MeV енергії), якщо в обох випадках витрачаються однакові маси ядерного пального, які дорівнюють 100 г.

6.200. На атомній електростанції за рік витрачається 19,2 кг урану $^{235}_{92}\text{U}$. За умови, що при кожному акті поділу ядра урану звільняється 200 MeV енергії, коефіцієнт корисної дії під час видобутку електроенергії дорівнює 25 %. Визначити електричну потужність атомної електростанції.

6.201. Електрон і позитрон, які мають однакову енергію 0,7 MeV, під час зіткнення перетворюються на два однакові фотони. Визначити довжину хвилі відповідного фотона.

6.5.3 Таблиця варіантів задач для індивідуального розв'язування

Варіант	Номери задач				
1	6.6	6.14	6.20	6.30	6.40
2	6.2	6.15	6.21	6.31	6.41
3	6.3	6.16	6.14	6.32	6.42
4	6.4	6.17	6.35	6.49	6.43
5	6.5	6.18	6.36	6.34	6.44
6	6.12	6.19	6.49	6.37	6.70
7	6.7	6.25	6.50	6.39	6.71
8	6.8	6.26	6.56	6.45	6.72
9	6.9	6.28	6.57	6.46	6.80
10	6.11	6.29	6.59	6.48	6.81

6.6 ВІРТУАЛЬНІ ЛАБОРАТОРНІ РОБОТИ

6.6.1 Лабораторна робота В-80.

Дослідження розсіювання альфа-частинок у речовині.

Мета: Перевірити формулу Резерфорда, визначити заряд ядра методом моделювання експерименту.

Прилади і матеріали: Програма комп'ютерної лабораторної роботи "Дослід Резерфорда".

Теоретичні відомості

Одним з кращих засобів дослідження структури атома є зондування його швидкими зарядженими частинками - електронами або α -частинками. α -частинки випромінюються багатьма радіоактивними речовинами. Вони відхиляються в електричному і магнітному полях, звідки випливає, що α -частинки електрично заряджені. Напрямок відхилення показує, що вони заряджені позитивно. Проте поля, які викликають помітне відхилення електронів, дуже слабо впливають на траєкторію α -частинок, це означає, що вони мають значно більшу масу, ніж маса електронів. Досліди показали, що заряд, який переноситься α -часткою, дорівнює $+2e$. На основі дослідів Резерфорда, а також дослідів з магнітним та електричним відхиленням було встановлено, що α -частинки за своєю природою тотожні з ядром гелію (He_2^+).

Паралельний пучок α -частинок, проходячи крізь шар речовини, розсіюється, тобто α -частинки дещо змінюють свій напрям руху. Дослідження такого розсіювання тонкими металевими фольгами показали, що дуже часто спостерігається відхилення α -частинок на невеликі кути, в середньому $2^\circ - 3^\circ$. Поруч з розсіюванням на малі кути співробітники Резерфорда Гейгер і Марсден виявили, що деяка кількість α -частинок (~ 1 на 8000) розсіюється на дуже великі кути, що іноді перевищують 90° і досягають в деяких випадках 180° . Пояснити ці великі кути розсіювання нагромадженням випадкових малих відхилень виявилось

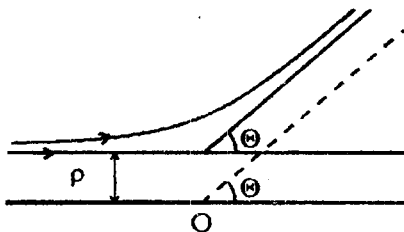


Рисунок 6.58 – Схема розсіювання α -частинки на ядрі.

неможливим. Великі кути розсіювання спостерігаються як для α -частинок, які проходять крізь металеві фольги, так і в газах, і їх можна виявити на фотографіях в камері Вільсона, які показують, що великі кути відхилення не є результатом нагромадження малих відхилень, а є результатом одного співудару.

Резерфорд пояснив, що це можливо в тому випадку, коли всередині атома є дуже сильне електричне поле, яке утворюється позитивним зарядом, зв'язаним з великою масою і сконцентрованим в дуже малому об'ємі (радіус порядку 10^{-15} м). Так виникла ядерна модель атома, згідно з якою атом побудований на зразок планетарної системи: мале за розміром, позитивно заряджене ядро, в якому зосереджена майже вся маса атома і негативні електрони, що обертаються навколо цього ядра по замкнутих орбітах.

На підставі цих уявлень Резерфорд розвинув кількісну теорію розсіювання α -частинок. Нехай в 0 (рис. 6.58) міститься розсіююче ядро, заряд якого $+Ze$. Припустимо, що маса його набагато більша від маси α -частинки і, що сила взаємодії між ядром і α -частинкою підлягає закону Кулона. Класична механіка показує, що для всіх цих припущень α -частинка повинна описувати відносно ядра 0 гіперболу. Позначимо масу α -частинки через m , її швидкість на великій віддалі від розсіюючого ядра - через v . Коли б α -частинка не взаємодіяла з ядром, то вона пролетіла б на віддалі ρ (рис. 6.59) від ядра (прицільна віддаль).

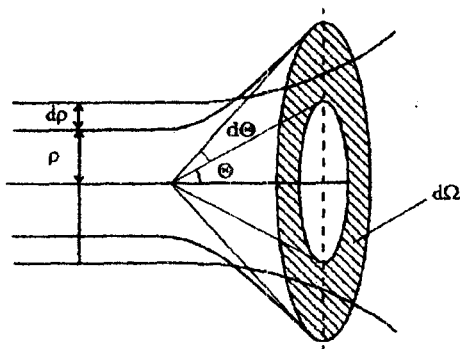


Рисунок 6.59 – Залежність кута розсіювання α -частинки від прицільного параметру

На основі закону збереження моменту імпульсу і енергії отримуємо:

$$\rho = k \cdot \operatorname{ctg}(\Theta/2) \quad (6.129)$$

де Θ - кут відхилення α -частинки, а

$$k = \frac{Ze^2}{2\pi\epsilon_0 mv^2}. \quad (6.130)$$

Оскільки прицільна віддаль ρ для окремих α -частинок не доступна вимірюванню, то перевірити (6.129) на досліді безпосередньо неможливо. Проте можна покласти її в основу статистичної теорії, яка дасть нам вираз для ефективного перерізу розсіювання залежно від параметрів, доступних експериментальному визначенню.

Припустимо, що α -частинки до розсіювання летять паралельним потоком. Для того, щоб відбулося розсіювання на кут, який лежить в межах від Θ до $\Theta + d\Theta$ частинка повинна пролетіти поблизу розсіюючого центру по траєкторії,

прицільний параметр якої міститься в межах від ρ до $\rho + d\rho$ (рис. 6.58), причому як слідує із формули (6.129), прирости зв'язані співвідношенням:

$$d\rho = -\frac{k}{2\sin^2(\Theta/2)} d\Theta. \quad (6.131)$$

Знак мінус зумовлений тим, що із збільшенням ρ кут відхилення зменшується. Далі його не будемо враховувати, беручи до уваги абсолютне значення ρ . Тілесний кут, в межах якого знаходяться напрями, що відповідають кутам розсіювання від Θ до $\Theta + d\Theta$ знайдемо як:

$$d\Omega = \frac{dS}{R^2} = 2\pi \sin \Theta d\Theta. \quad (6.132)$$

Якщо N – кількість частинок, що проходять у вихідному пучку через одиницю площі за одну секунду (густина потоку частинок), а dN – кількість частинок, що розсіяні в тілесному куті $d\Omega$, то

$$dN = 2\pi N d\rho.$$

Врахувавши формулу (6.131), запишемо:

$$dN = 2\pi N \frac{k}{2\sin^2(\Theta/2)} d\Theta.$$

Підставимо сюди значення ρ із (80.1):

$$dN = 2\pi N \frac{k^2 \sin \Theta}{4 \sin^4(\Theta/2)} d\Theta.$$

Останній вираз згідно (6.132) можна записати так:

$$dN = N \frac{k^2}{4 \sin^4(\Theta/2)} d\Omega. \quad (6.133)$$

Якщо ввести поняття ефективного перерізу розсіювання, то із співвідношення (6.133) отримаємо:

$$d\sigma = \frac{dN}{N} = \frac{k^2}{4 \sin^4(\Theta/2)} d\Omega. \quad (6.134)$$

Це і є формула Резерфорда. Величина k визначається згідно формули (6.130), тому остаточно:

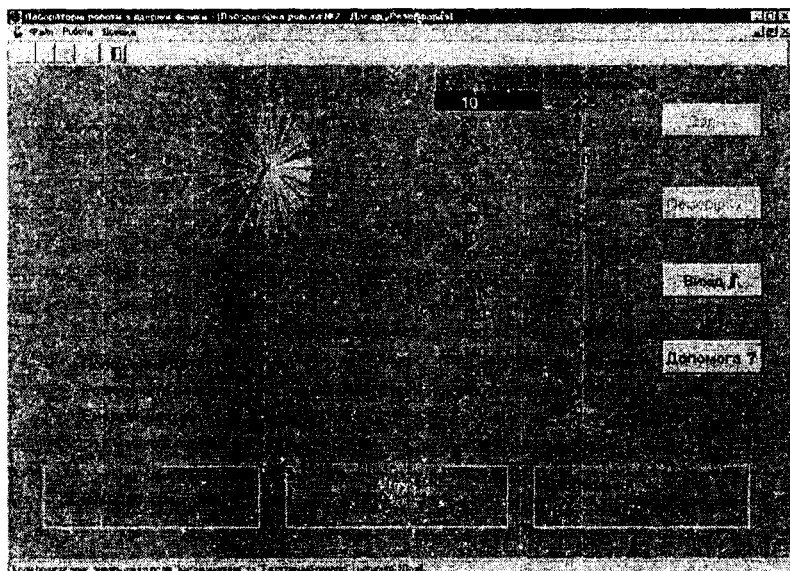
$$d\sigma = \left[\frac{Ze^2}{2\pi\epsilon_0 mv^2} \right]^2 \frac{1}{4 \sin^4(\Theta/2)} d\Omega. \quad (6.135)$$

Формула Резерфорда дає змогу експериментально знайти заряд ядра Z . Справді, підраховуючи число α -частинок, розсіяних на кут Θ , ми будемо знати величину $d\sigma$. В праву ж частину формули Резерфорда входять, крім шуканої величини Z , або величини відомі, або доступні експериментальному визначенню. Отже, для відшукування Z потрібно підрахувати число частинок N і dN . Із формули (6.135) випливає, що коли змінювати кут Θ і залишати сталими інші величини, то:

$$dN \cdot \sin^4(\Theta/2) = \text{const}. \quad (6.136)$$

Цю формулу і потрібно перевірити в даній роботі.

Інтерфейс програми “Дослід Резерфорда”



Порядок виконання роботи

1. Визначити кількість частинок для різних кутів відхилення (початкові дані для програми задає викладач).
2. Обчислити $\sin^4(\Theta/2)$ і одержані результати занести в таблицю.
3. Перевірити виконання формули $N_i \cdot \sin^4(\Theta/2) = const$.
4. Побудувати графік залежності кількості розсіяних α -частинок від їх кута відхилення.
6. Обчислити похибку експерименту.

Контрольні запитання

1. Властивості α -частинок.
2. Дослід Резерфорда.
3. Теорія розсіювання α -частинок.
4. Формула Резерфорда.
5. Суть методу визначення заряду ядра.

Література

1. Шпольский З.В. Атомная физика. М., Наука, 1974.
2. Савельев Й.В. Курс общей физики. Т.3. М., Наука, 1979.

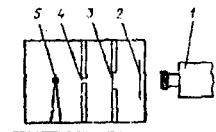
3. Кучерук І.М., Горбачук І.Т., Луцик П.П. Загальний курс фізики. Т.: 3. – К.: “Техніка”, 2001.
4. Бушок Г.Ф. і ін. Курс фізики. Кн. 2. – К.: “Либідь”, 2001.

Допуск до Л.Р. В-80

1. Скільки нейтронів міститься в ядрі $^{27}_{13}\text{Al}$?

А. 14. Б. 13. В. 27. Г. 40. Д. Інша відповідь.

2. На рисунку зображена схема експериментальної установки Резерфорда для вивчення розсіювання альфа-частинок. Якою цифрою на малюнку відзначене джерело альфа-частинок?



А. 1. Б. 2. В. 3. Г. 4. Д. 5.

3. Що таке альфа-випромінювання?

А. Потік електронів. Б. Потік протонів. В. Потік ядер атомів гелію. Г. Потік квантів електромагнітного випромінювання, що випускаються атомними ядрами. Д. Потік квантів електромагнітного випромінювання, що випускаються під час гальмування швидких електронів у речовині.

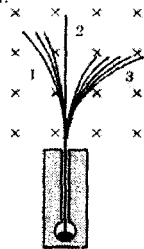
4. Яке з трьох типів випромінювань: α -, β - чи γ - випромінювання – володіє найбільшою проникаючою здатністю?

А. α -випромінювання. Б. β -випромінювання. В. γ -випромінювання. Г. Усі приблизно однакову. Д. Серед відповідей А-Г немає правильної.

5. Яке з трьох типів випромінювань: α -, β - чи γ - випромінювання, – володіє найменшою проникаючою здатністю?

А. α -випромінювання. Б. β -випромінювання. В. γ -випромінювання. Г. Усі приблизно однакову. Д. Серед відповідей А-Г немає правильної.

6. Радіоактивний препарат, що міститься на дні каналу в шматку свинцю, дає вузький пучок радіоактивного випромінювання. У магнітному полі пучок розщеплюється на три частини (див. рисунок). Вкажіть правильне твердження.



А. Якщо закрити отвір каналу кількома аркушами паперу, пучок 2 зникне. Б. Пучок 1 є потоком α -частинок. В. Пучок 2 є потоком β -частинок. Г. Пучок 3 є потоком γ -квантів. Д. Серед тверджень А - Г немає жодного правильного.

7. У контейнері міститься джерело α -частинок. Вкажіть правильне твердження.

А. α -частинки – це кванти електромагнітного випромінювання. Б. Щоб α -частинки не проникали назовні, стінки контейнера мають бути дуже товстими. В. α -частинки – це ядра атомів Гелію. Г. α -частинки мають негативний електричний заряд. Д. Серед тверджень А - Г немає жодного правильного.

6.6.2 Лабораторна робота В-84.

Дифракція електронів на одномірному кристалі.

Мета: ознайомитись із особливостями дифракції електронів під час взаємодії пучка частинок із кристалічною ґраткою та навчитись визначати за допомогою отриманих експериментальних даних параметри кристалу і елементарних частинок.

Устаткування: комп'ютерна програма "Дифракція електронів".

Теоретичні відомості

Для вивчення атомної будови кристалів використовують дифракцію та розсіяння рентгенівського випромінювання, електронів і нейтронів. Розвиток структурного аналізу почався від появи праці М. Лауе (1912 р.). Лауе показав, що коли пучок рентгенівського випромінювання проходить через кристал, то відбувається дифракція, причому розподіл дифракційних максимумів точно відповідає симетрії кристала. Це зумовлено тим, що звичайний тривимірний кристал з періодичною структурою являє собою дифракційну решітку для рентгенівського випромінювання, оскільки його довжина хвиль порівнянна з міжатомною відстанню в кристалах. Дифракційні максимуми виникають у тих напрямках, які задовольняють умову Вульфа - Брегга

$$2d \sin \theta = n\lambda, \quad (6.137)$$

тобто лише для певних напрямів і міжплощинних відстаней.

Основні методи рентгеноструктурного аналізу кристалів залежно від умов ресестрації дифракційної картини поділяються на дві групи: 1) кут падіння променів на кристал постійний, змінюється довжина хвилі; 2) довжина хвилі постійна, а змінюється кут падіння. Для цих двох видів і фіксується дифракційна картина, що задовольняє умову Вульфа - Брегга.

До першого методу належить метод Лауе. На кристал, орієнтований під певним кутом до рентгенівського випромінювання, падає пучок такого моноенергетичного йонізуючого випромінювання. Через неперервність спектра рентгенівського випромінювання лише ті хвилі, які задовольняють умову (6.137), дифрагуватимуть. В результаті на фотопластинці за кристалом утвориться дифракційна картина, симетричне розташування темних плям.

За положенням цих плям визначають форму і розмір елементарної комірки. Вимірюючи інтенсивності (кількісно) дифрагованих променів, можна визначити розташування атомів в елементарній комірці. Чим різкіші і чіткіші плями спостерігаються на фотопластинці, тим структура кристалічної решітки ідеальніша. Якщо плями і розмиті і широкі, то це означає, що в кристалі існують певні порушення решітки, структурні дефекти та інші відхилення від ідеальності. Отже, метод Лауе досить просто дає інформацію про структурну досконалість або недосконалість кристалів.

Для другого методу можливі два випадки.

Метод обертання. Використовується моноенергетичне йонізуюче рентгенівське випромінювання, а кристал повертається навколо осі кристалографічної зони перпендикулярно до падаючого пучка. Різні площини

кристала послідовно займають положення, що відповідає умові дифракції.

Метод порошку (Дебая-Шеррера) полягає в тому, що полікристал або дрібний порошок з монокристалічних зерен освітлюється монохроматичним пучком. Із безлічі різномірних мікрокристаликів завжди знайдуться такі, орієнтація яких задовольняє умову дифракції.

На основі експериментальних результатів за дифракційною картиною можна зробити висновок про геометрію решітки, а за інтенсивністю дифракції — про розподіл атомів у комірі. Інтенсивність дифракційних максимумів вимірюється за ступенем почорніння фотопластинки або за допомогою електронних методів. Можна її виміряти і за допомогою автоматичних дифрактометрів. За відносною інтенсивністю дифракційних максимумів визначається розподіл електронної густини, тобто ймовірність знаходження електронів в тій чи іншій точці решітки.

Зазначимо ще, що за інтенсивністю розсіяння рентгенівського випромінювання в кристалі визначають швидкості поширення пружних хвиль, анізотропію і пружні модулі, спектр пружних коливань. Останнім часом методи рентгеноструктурного аналізу широко використовуються для дослідження структури реальних кристалів.

Для дослідження структури тонких плівок (на пропускання) і поверхневих шарів (на відбивання) використовується дифракція електронів. Можна досліджувати процес росту кристалів, структуру тонких плівок, вплив окислення на структуру поверхні і, нарешті, природу процесів полірування і мащення.

Енергію, яку повинен мати електрон, щоб дифракційні ефекти мали місце, знаходять із співвідношення де Бройля:

$$\lambda = h/mv, \quad (6.138)$$

де m і v — маса і швидкість частинки.

Для того щоб довжина хвилі була порядку атомних відстаней у кристалах, різниця потенціалів V має бути близько 150 В:

$$\lambda = 12,25/\sqrt{V} \quad (6.139)$$

Тут λ виражається в нанометрах, а V — у вольтах.

До установки для вивчення дифракції електронів входять: вакуумна камера, електронна пушка, держак зразка (плівки) і фотопластинка або флуоресцюючий екран для ресстрації картини дифракції.

Для дослідження структури кристалів використовується також дифракція нейтронів. Нейтрони розсіюються в основному ядрами і незначно електронами, за винятком тих випадків, коли електрони неспарені і створюють навколо атомів магнітне поле, оскільки нейтрон має магнітний момент і розсіюється магнітним полем неспарених електронів. Це дає змогу визначити ймовірність розподілу неспарених електронів у кристалах, а також напрям магнітних дипольних моментів відносно осей кристала.

Завдяки наявності у нейтронів магнітного моменту вони взаємодіють з "магнітними" електронами твердого тіла; тому використання нейтронів має велику цінність для структурного аналізу магнітних кристалів. В немагнітних матеріалах нейтрони взаємодіють з ядрами атомів, що утворюють ґратку.

Метод дифракції нейтронів виявився дуже корисний при визначенні локалізації окремих атомів (наприклад, атомів водню) у молекулах і є більш точним,

ніж рентгенівський метод.

Таким чином, дифракційні методи - це сьогодні основні експериментальні методи дослідження структури твердих тіл.

Сучасна фізика трактує всі матеріальні об'єкти як такі, що володіють подвійною природою, адже вони проявляють як хвильові, так і корпускулярні властивості.

Найбільш яскраво хвильові властивості проявляються у мікрооб'єктах (елементарних частинок). Адже внаслідок малої маси m довжина хвилі де Бройля для них виявляється близькою з міжатомними відстанями в кристалах. А це означає, що кристали стають для цих об'єктів потенційними дифракційними ґратками. Тобто під час взаємодії з кристалічною ґраткою спрямованого на неї пучка елементарних частинок будуть спостерігатись дифракційні явища.

Якщо пучок таких електронів спрямувати на кристал, то вони будуть розсіюватись за законами дифракції. Але для цього електрони повинні володіти енергією біля 100 еВ (пройти різницю потенціалів ≈ 100 В і досягнути швидкості $\approx 10^7$ м/с), щоб довжина хвилі де Бройля була рівною $\approx 10^{-10}$ м. Адже такого порядку є міжатомні відстані в кристалах. Зафіксована на фотопластинці дифракційна картина називається *електронограмою*. Вона містить інформацію про будову, дефекти та інші особливості тримірної кристалічної ґратки.

Оскільки електрони є зарядженими частинками, вони сильно взаємодіють з речовиною. Тобто глибина їх проникнення в кристал порівняно невелика. Тому структурне дослідження методом дифракції електронів найбільш суттєве (ефективне) для дослідження плівок, поверхонь, дуже тонких кристалів та газів.

Моделлю розсіяння електронів на кристалах може бути мисливий експеримент із дифракції електронів на одномірній ґратці. З хвильової точки зору цей експеримент повністю еквівалентний оптичному досліді з традиційною дифракційною ґраткою. Положення головних дифракційних максимумів в цьому випадку буде визначатись формулою ґратки

$$d \cdot \sin \theta_n = n \cdot \lambda, \tag{6.140}$$

де d – період ґратки,

n – порядок дифракційного максимуму,

λ – довжина хвилі де Бройля,

θ_n – кут дифракції.

Для малих кутів дифракції, згідно умови малості кута, отримуємо

$$\sin \theta_n \approx \operatorname{tg} \theta_n \approx \theta_n = \frac{n \cdot \lambda}{d}. \tag{6.141}$$

Якщо на деякій відстані L від ґратки помістити фотопластину, то на ній буде зафіксована дифракційна картина у вигляді вузьких дифракційних смуг, положення яких x_n визначається формулою

$$x_n = L \cdot \operatorname{tg} \theta_n. \tag{6.142}$$

Підставляючи (6.141) у (6.142), отримаємо формулу для визначення періоду кристалічної ґратки

$$d = \frac{n \cdot \lambda \cdot L}{x_n}. \tag{6.143}$$

В квантовій фізиці розподіл інтенсивності в дифракційній картині інтерпретується як розподіл ймовірності попадання електрона в різні точки екрану. Кожний електрон взаємодіє з кристалічною ґраткою як хвиля (тобто зі всією ґраткою в цілому), але на екрані він локалізується в певній точці. Таким чином дифракційна картина на екрані виникає як результат ймовірнісного процесу.

Довжина хвилі де Бройля для електронів, прискорених різницею потенціалів U , визначається за формулою

$$\lambda = \frac{h}{p} = \frac{h}{mv} = \frac{h}{\sqrt{2meU}}, \quad (6.144)$$

де $m = 9,1 \cdot 10^{-31}$ кг – маса електрона,

$e = 1,6 \cdot 10^{-19}$ Кл – його заряд,

U – прискорююча різниця потенціалів,

$h = 6,63 \cdot 10^{-34}$ Дж·с – постійна Планка.

В комп'ютерній моделі, як видно із рис. 3.1, можна змінювати період ґратки d і швидкість (прискорюючу різницю потенціалів U) v , яка визначає довжину хвилі де Бройля для електронів. В правій частині екрану виникає усереднений за тривалий час розподіл кількості електронів, що попадають на

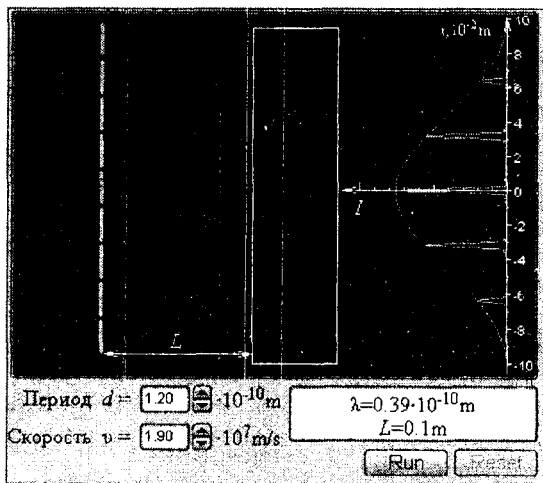


Рисунок 3.1 – Вікно комп'ютерної програми “Дифракція електронів”

екран в різні точки фотопластини (див. рисунок 3.1). Цей розподіл співпадає з кривою розподілу інтенсивності світла під час дифракції на одновірній ґратці.

В центрі екрану моделюється ймовірнісний процес попадання окремих електронів на фотопластинку. Зверніть увагу, що в результаті тривалого спостереження на фотопластинці спостерігаються не тільки головні максимуми, але також і слабкі побічні максимуми дифракційної картини.

Послідовність виконання роботи

Завдання 1. Ознайомлення із можливостями моделі

1. Змінюючи за допомогою “мишки” значення періоду кристалічної ґратки, спостерігати за зміною форми кривої розподілу кількості електронів, за положенням дифракційних максимумів та їх інтенсивністю.

2. Змінюючи за допомогою “мишки” значення швидкості електронів, що відповідає зміні значення прискорюючої напруги, проаналізувати зміну форми кривої розподілу кількості електронів, зміну положення дифракційних максимумів та їх інтенсивності.

3. За допомогою деброїлівської довжини хвилі, взятої з інтерфейсу, та формули (6.144) визначити гіпотетичне значення прискорюючої різниці потенціалів для електронного пучка.

Завдання 2. Визначення періоду кристалічної ґратки

1. Встановити на інтерфейсі значення періоду кристалічної ґратки та швидкості електронів згідно Вашого варіанту із наведеної таблиці варіантів (студенти дистанційної форми беруть вказане на рис.3.1 значення періоду $d = 1.2 \cdot 10^{-10}$ м).

2. Виміряти (в наведених на екрані одиницях) відстані x_n для кількох (3-5) дифракційних максимумів.

3. За допомогою формули (6.144) визначити значення періодів ґратки та знайти їх середнє значення.

4. Змінити значення швидкості і повторити п.п.1,2,3.

5. Порівняти отримані значення періоду із наведеними на екрані.

Завдання 3. Визначення маси електрона

1. Для визначеного значення періоду кристалічної ґратки дослідити залежність $x_n(v)$ для фіксованого значення n . Для цього на інтерфейсі встановити відповідне значення періоду кристалічної ґратки і, змінюючи значення швидкості електронів, провести виміри положення першого дифракційного максимуму. Дані занести в таблицю.

2. Користуючись отриманими даними, побудувати графік залежності $x_n(v)$ в координатах $x_n(1/v)$. Тоді ця залежність матиме вигляд:

$$x_n = \frac{n \cdot L \cdot h}{d \cdot m} \cdot \frac{1}{v} = k \cdot \frac{1}{v}. \quad (6.145)$$

3. Із графіка знайти коефіцієнт нахилу залежності $x_n(1/v)$:

$$k = \frac{\Delta x_n}{\Delta \left(\frac{1}{v} \right)}. \quad (6.146)$$

4. Користуючись отриманим експериментально значенням k та формулою (6.145), визначити масу електронів за допомогою формули:

$$m = \frac{n \cdot L \cdot h}{d \cdot k}. \quad (6.147)$$

5. Знайти похибки і порівняти отримане значення маси електрона із табличним.

Контрольні запитання:

1. Які види випромінювання використовуються для дослідження кристалічної структури?
2. Сформулюйте закон Брегга.
3. В чому суть методу Лауе?
4. Охарактеризуйте метод обертання кристалу.
5. Опишіть суть методу порошку.
6. Коли для структурних досліджень методом дифракції застосовують електрони, а коли нейтрони?

Література

1. Курик М.В., Цмось В.М. Фізика твердого тіла. Нав.посібник – К.: Вища школа, 1985, – 246 с. (Розділ 10).
2. Киттель Ч. Введение в физику твердого тела. – М.: Наука, 1978. – 791 с. (Глави 2,3).

Додаткова література

3. Болеста І.М. Фізика твердого тіла. Навч. пос. – Львів: Видавн. центр ЛНУ імені Івана Франка. 2003. – 480с.
4. Бушманов Б.Н., Хромов Ю.А. Фізика твердого тела: Уч. Пособие для вузов. – М.: Высшая школа, 1971. – 224 с.
5. Блейкмор Дж. Физика твердого тела / Пер. с англ. Под ред. Д.Т. Андрианова. – М.: Мир, 1988. – 608 с.
6. Епифанов Г.И. Физика твердого тела: Уч. Пособие. – Высшая школа, 1977. – 288 с.

Допуск до ЛР-В84, (студенти дистанційної форми навчання

виконують завдання 1 і 2)

1. Структурне дослідження методом дифракції електронів найбільш суттєве (ефективне) для дослідження:

А. локалізації окремих атомів (наприклад, атомів водню) у молекулах, що знаходяться в об'ємі речовини, і є більш точним, ніж рентгенівський метод; Б. плівок, поверхонь, дуже тонких кристалів та газів; В. структурної досконалості або ж недосконалості (наявності дефектів) кристалів; Г. товщини металічних труб, виявлення раковин, тріщин тощо.

2. Метод дифракції нейтронів виявився дуже корисним для:

А. локалізації окремих атомів (наприклад, атомів водню) у молекулах, що знаходяться в об'ємі речовини, і є більш точним, ніж рентгенівський метод; Б. дослідження плівок, поверхонь, дуже тонких кристалів та газів; В. вивчення структурної досконалості або ж недосконалості (наявності дефектів) кристалів; Г. вимірювання товщини металічних труб, виявлення раковин, тріщин тощо.

3. За допомогою вимірювання інтенсивності розсіяння рентгенівського випромінювання в кристалі визначають:

А. локалізацію окремих атомів (наприклад, атомів водню) у молекулах, що знаходяться в об'ємі речовини ; Б. досконалість плівок, поверхонь, дуже тонких кристалів та газів; В. товщини металічних труб, виявлення раковин, тріщин тощо; Г. швидкість поширення пружних хвиль, анізотропію і пружні модулі, спектр пружних коливань, досконалість структури реальних кристалів.

4. Кристали стають для мікрочастинок потенційними дифракційними ґратками, оскільки...

А. довжина хвилі де Бройля для них виявляється близькою з міжатомними відстанями в кристалах; Б. вони практично не взаємодіють із молекулами кристалічної ґратки; В. за будь-якого значення їх швидкості буде виконуватися умова Вульфа-Бреггів; Г. Серед наведених відповідей немає правильної.

5. На дифракційну решітку з періодом d перпендикулярно до її площини падає паралельний монохроматичний пучок світла з довжиною хвилі λ . Яка з наведених нижче умов виконується для кута φ , під яким спостерігається перший головний максимум? 1. $-\cos \varphi = \frac{\lambda}{d}$. 2. $-\sin \varphi = \frac{\lambda}{d}$. 3. $\sin \varphi = \frac{d}{\lambda}$. 4. $\cos \varphi = \frac{d}{\lambda}$.

А. 1. Б. 2. В. 3. Г. 4. Д. Серед відповідей А-Г немає правильної.

6. Для яких променів звичайний тривимірний кристал з періодичною структурою являє собою дифракційну решітку?

А. Тільки для інфрачервоного випромінювання. Б. Для радіохвиль метрового і дециметрового діапазону. В. Для ультразвукових хвиль. Г. Для електромагнітного випромінювання видимого діапазону. Д. Для рентгенівського випромінювання, оскільки його довжина хвиль порівнянна з міжатомною відстанню в кристалах.

7. Дифракційні методи - це сьогодні основні експериментальні методи дослідження структури кристалів (твердих тіл) з використанням випромінювань ...

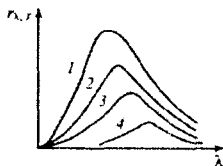
А. метрового діапазону. Б. видимого діапазону. В. з найбільш можливою довжиною хвилі. Г. з найменш можливою довжиною хвилі (в тому числі і дебройлівською для елементарних частинок). Д. Серед відповідей А-Г немає правильної.

6.7 МОДУЛЬНИЙ КОНТРОЛЬ

Питання для комп'ютерного тестування

Квантова та атомна фізика

1. Що називається поглинальною здатністю тіла?
 - а) відношення всієї енергії, поглиненої тілом, до енергії, що падає на тіло;
 - б) відношення всієї енергії, відбитої тілом, до енергії, що падає на тіло;
 - в) кількість енергії, що випромінюється тілом в одиничному спектральному інтервалі;
 - г) кількість всієї енергії, що випромінюється тілом з одиниці площини за одиницю часу.
2. Що називається випромінювальною здатністю тіла?
 - а) кількість енергії, що випромінюється всією поверхнею тіла за одиницю часу;
 - б) кількість енергії, що випромінюється тілом в одиничному спектральному інтервалі за одиницю часу;
 - в) кількість енергії, що випромінюється тілом в одиничному спектральному інтервалі з одиниці площі за одиницю часу;
 - г) кількість всієї енергії, що випромінюється тілом з одиниці площини за одиницю часу.
3. Що називають енергетичною світимістю тіла?
 - а) кількість енергії, випромінюваної всією поверхнею тіла в усьому інтервалі довжин хвиль;
 - б) кількість енергії, випромінюваної тілом в одиничному спектральному інтервалі за одиницю часу;
 - в) кількість енергії, випромінюваної тілом в одиничному спектральному інтервалі за одиницю часу;
 - г) кількість усієї енергії, випромінюваної тілом з одиниці площини за одиницю часу.
4. Яка з кривих на графіку розподілу енергії в спектрі абсолютно чорного тіла відповідає найвищій температурі?

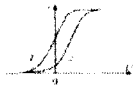


а) 1; б) 2; в) 3; г) 4.

5. У якого з тіл максимум випромінювання припадатиме на найменшу довжину хвилі?
 - а) розплавленого металу;
 - б) спіралі розжареної електроплитки;

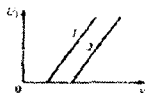
- в) поверхні нагрітої праски.
6. Як змінюється довжина хвилі розсіяного рентгенівського випромінювання при ефекті Комптона?
- а) зменшується;
 - б) не змінюється;
 - в) збільшується.
7. У чому полягає явище фотоефекту?
- а) випромінювання електронів розжареними тілами;
 - б) випромінювання електронів під дією світла;
 - в) випромінювання електронів тілами при бомбардуванні останніх швидкими частинками;
 - г) випромінювання електронів під дією сильного електростатичного поля.
8. Як змінюється швидкість фотоелектронів при збільшенні інтенсивності монохроматичного випромінювання?
- а) збільшується; б) зменшується; в) не змінюється.
9. Як залежить швидкість фотоелектронів від довжини хвилі, що падає на фотокатод?
- а) зростає зі зменшенням довжини хвилі;
 - б) зростає зі збільшенням довжини хвилі;
 - в) спадає зі зменшенням довжини хвилі.
10. Як залежить значення фотоструму насичення від інтенсивності опромінювального монохроматичного світла?
- а) зменшується зі збільшенням інтенсивності;
 - б) зростає зі збільшенням інтенсивності;
11. Від чого залежить гранична частота фотоелемента?
- а) від речовини фотокатода; б) від речовини анода; в) від площі фотокатода; г) від форми фотокатода.
12. Яке з наведених виразів відповідає кванту енергії?
- а) $\frac{h\nu}{c}$; б) mc^2 ; в) $h\nu$; г) $\frac{h}{\nu}$.

13. Два фотокатода освітлюються одним і тим самим джерелом світла. При цьому залежність фотоструму від напруги між катодом і анодом для одного катода зображується кривою 1, а для іншого — кривою 2. В якого з фотокатодів більша робота виходу?



а) 1; б) 2.

14. На рисунку наведено графіки залежності затримувальної напруги U_z від частоти ν опромінювального світла для двох різних матеріалів катода. Довести лінійність цієї залежності. Який із матеріалів має більшу роботу виходу?

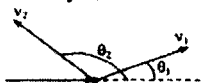


а) 1; б) 2.

15. З якими із наведених частинок взаємодіє квант рентгенівського випромінювання при ефекті Комптона?

- а) з вільними електронами;
- б) з молекулами речовини;
- в) з іонами речовини;
- г) зі зв'язаними електронами речовини.

16. У результаті комптонівського розсіювання один фотон полетів під кутом θ_1 до початкового напрямку фотона, що падає, а другий – під кутом θ_2 . В якому випадку довжина хвилі випромінювання після розсіювання більша?

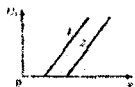


а) у першому випадку; б) у другому випадку.

17. Скільки довжин хвиль де-Бройля вкладається на третій круговій орбіті електрона в атомі водню?

а) одна; б) дві; в) три; г) чотири.

18. На рисунку наведено графіки залежності затримуючої напруги U_3 від частоти ν опромінювального світла для двох різних матеріалів катода. Довести лінійність цієї залежності. Який із матеріалів має меншу роботу виходу?



а) 1; б) 2.

19. Ширина спектральних ліній у рентгенівській області дорівнює 10 еВ. Визначити час життя атома в збудженому стані.

а) 10^{-15} с; б) 10^{-16} с; в) 10^{-17} с; г) 10^{-18} с.

20. Назвіть рівняння Шредінгера для стаціонарного стану вільної частинки.

а) $\Delta\Psi + \frac{2m}{\hbar^2}(E - U)\Psi = 0$;

б) $-\frac{\hbar^2}{2m}\Delta\Psi + U\Psi = i\hbar\frac{\partial\Psi}{\partial t}$;

в) $\Delta\Psi + \frac{\hbar^2}{2m}E\Psi = 0$;

г) $\Psi(x, y, z, t) = e^{-\frac{E}{\hbar}t}\Psi(x, y, z)$.

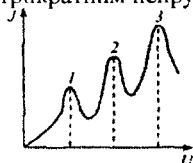
21. Скільки умов накладається на функцію Ψ , що описує електрон у потенціальній ямі?

- а) $\Psi > 0$ за межами ями;
- б) $\Psi = 0$ за межами ями;
- в) неперервність функцій у середині ями;

г) $\Psi(O) = 0$; $\Psi(L) = 0$.

22. Які можливі значення магнітного квантового числа m у р-стані електрона?
а) 2; б) 3; в) $+1/2$; г) 1.
23. Який із наборів квантових чисел n, l, m, m_s характеризують електрон у стані $2p$?
а) 2; 1; 0; $+1/2$; б) 2; 0; 0; $-1/2$; в) 2; 0; 0; $+1/2$; г) 1; 0; 0; $+1/2$.
24. Який із наборів квантових чисел n, l, m, m_s характеризують електрон у стані $1s$?
а) 2; 1; 1; $-1/2$; б) 2; 1; 1; $+1/2$; в) 1; 0; 0; $+1/2$; г) 2; 1; -1 ; $+1/2$.
25. Які переходи електронів відповідають серії Бальмера в спектрі атома водню?
1) $np \rightarrow 1s$ ($n = 2, 3, \dots$);
2) $nd \rightarrow 2p$ ($n = 3, 4, \dots$);
3) $ns \rightarrow 2p$ ($n = 3, 4, \dots$);
4) $1s \rightarrow np$ ($n = 2, 3, \dots$).
а) 1, 2; б) 2, 3; в) 3, 4; г) 1, 4
26. Електрон в атомі водню переходить з четвертого енергетичного рівня на другий. Яка кількість магнетонів Бора відповідає зміні магнітного моменту атома водню?
1) $\Delta\mu = 1\mu_B$; 2) $\Delta\mu = 3\mu_B$;
3) $\Delta\mu = 2\mu_B$; 4) $\Delta\mu = 4\mu_B$.
а) 1; б) 2; в) 3; г) 4.

27. Який із максимумів у дослідах Франка і Герца відповідає одно-, дво- та трикратним непружним зіткненням електронів з атомами?



- а) 1, 2 і 3
б) 2, 1 і 3
в) 3, 1 і 2
г) 3, 2 і 1

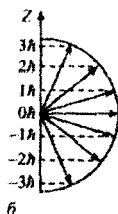
28. Вкажіть значення орбітальних квантових чисел l для випадків просторового квантування моменту імпульсу L_z , умовно зображеного векторною схемою, наведеною на рисунку а.



а

- а) 3; б) 1; в) 2.

29. Вкажіть значення орбітальних квантових чисел l для випадків просторового квантування моменту імпульсу L_z , умовно зображеного векторною схемою, наведеною на рисунку б.



б

а)3; б)1; в)2.

30. Чому дорівнює відношення радіуса четвертої до радіуса другої дозволених орбіт в атомі водню?

а)3; б)9; в)4; г)12.

31. Яке з наведених чисел відповідає значенню магнітного квантового числа в стані $2p$?

а)2; б)1/2; в)-1; г)-1/2.

32. Вкажіть, яка з пар електронів із наведеними значеннями квантових чисел n, l, m, m_s перебуває в атомі у стані $2s$?

а)2, 0,0,+1/2; 1,0, 0,+1/2;

б)2, 1,0,+1/2; 2, 0,0,+1/2;

в)1, 0,0,+1/2; 2,0,0,+1/2;

г) 2, 0,0,+1/2; 2, 0,0,-1/2.

33. На скільки частин поділяється атомний пучок у досліді Штерна і Герлаха для атомів з орбітальним квантовим числом $l = 0$?

а) 2; б) 3; в) 0; г) 5.

34. Яку роль відіграє магнітне поле в досліді Штерна і Герлаха?

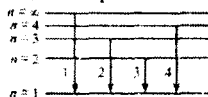
а) поділяє атоми за енергіями;

б) поділяє атоми за орієнтаціями магнітних моментів;

в) поділяє атоми за масами;

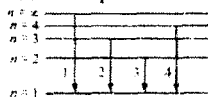
г) поділяє атоми за швидкостями.

35. Який із переходів, зображених на схемі енергетичних рівнів атома водню, відповідає випромінюванню найбільшої довжини хвиль ультрафіолетової серії?



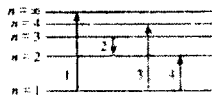
а) 1; б) 2; в) 3; г) 4.

36. Який із переходів, зображених на схемі енергетичних рівнів атома водню, відповідає випромінюванню найменшої довжини хвиль ультрафіолетової серії?



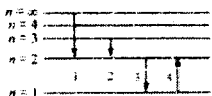
а) 1; б) 2; в) 3; г) 4.

37. Який із переходів, зображених на схемі енергетичних рівнів атома водню, відповідає поглинанню найбільшої довжини хвилі?



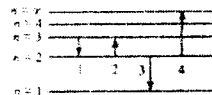
а) 1; б) 2; в) 3; г) 4.

38. Який із переходів, зображених на схемі енергетичних рівнів, відповідає випромінюванню найменшої довжини хвилі видимої серії в спектрі атома водню?



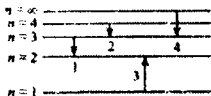
а) 1; б) 2; в) 3; г) 4.

39. Який із переходів, зображених на схемі енергетичних рівнів, відповідає поглинанню найбільшої довжини хвилі видимої серії в спектрі атома водню?



а) 1; б) 2; в) 3; г) 4.

40. Який із переходів, зображених на схемі енергетичних рівнів, відповідає випромінюванню найменшої довжини хвилі першої інфрачервої серії в спектрі атома водню?



а) 1; б) 2; в) 3; г) 4.

41. Яка з наведених рівностей дає можливість обчислити довжину хвилі лінії із *L*-серії спектра рентгенівських променів?

1) $\nu = R_{\infty}c(Z - \sigma)^2 (1/1^2 - 1/2^2)$;

2) $\nu = R_{\infty}c(Z - \sigma)^2 (1/1^2 - 1/4^2)$;

3) $\nu = R_{\infty}c(Z - b)^2 (1/2^2 - 1/3^2)$;

4) $\nu = R_{\infty}c(Z - b)^2 (1/3^2 - 1/4^2)$.

а) 1; б) 2; в) 3; г) 4.

42. Як змінюється короткохвильова межа суцільного рентгенівського спектра при збільшенні напруги між електродами трубки у 3 рази?

а) збільшиться у 3 рази; б) зменшиться у 3 рази; в) не зміниться.

Конденсований стан речовини

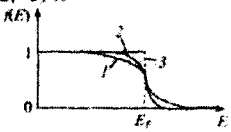
43. Як змінюється повна кількість фононів залежно від кількості N атомів у цьому кристалі?

а) пропорційно до N ; б) обернено пропорційно до N .

44. Чи залежить середня енергія вільних електронів у кристалі від кількості

атомів у ньому.

- а) Залежить; б) не залежить.
45. Як змінюється густина енергетичних станів (кількість станів, що припадає на одиничний інтервал енергії) вільних електронів зі збільшенням кількості атомів, що утворюють кристал, у n раз?
- а) зростає в n раз; б) зменшується в n раз; в) не змінюється.
46. Як змінюється густина енергетичних станів фононів зі збільшенням об'єму кристала в 3 рази (концентрація атомів стала)?
- а) Зростає в 3 рази; б) зменшується у 3 рази; в) не змінюється.
47. Чи залежить середня кількість фононів строго визначеної частоти, що виникає за даної температури кристала, від кількості атомів у цьому кристалі?
- а) Залежить; б) не залежить.
48. Чому дорівнює ймовірність того, що в стані з енергією Фермі перебуватиме вільний електрон за будь-якої температури?
- а) 0; б) 0,5; в) 1.
49. Чому дорівнює середня кількість вільних електронів на рівні з енергією Фермі при $T = 0\text{ K}$?
- а) 0; б) 0,5; в) 1.
50. На рисунку зображено графік функції розподілу Фермі-Дірака для електронів у металі за різних температур. Який із розподілів відповідає вищій температурі?



- а) 1; б) 2; в) 3; г) 4.
51. Як змінюється відстань між сусідніми енергетичними рівнями вільних електронів у металі зі збільшенням його об'єму у 2 рази?
- а) Збільшується у 2 рази; б) зменшується у 2 рази; в) не змінюється.
52. Скільки атомів припадає на одну елементарну комірку в кристалах з границеваними кубічними решітками?
- а) 1; б) 2; в) 4.
53. Як змінюється кількість фононів із частотами від ω до $\omega + d\omega$ за даної температури залежно від кількості атомів N у цьому кристалі?
- а) пропорційно до N ; б) обернено пропорційно до N .
54. Скільки енергетичних переходів, зображених на рисунку, відбувається в германії при кімнатній температурі під дією електричного поля?
- а) 1; б) 2; в) 3; г) 4.

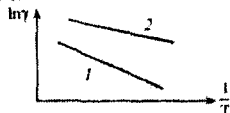


55. Який закон записується у вигляді $j = \gamma E$, де j -- густина струму; γ – питома електропровідність; E – напруженість електричного поля?

- а) Закон Ампера в диференціальній формі;
- б) закон Ома в диференціальній формі;
- в) закон Джоуля-Ленца в інтегральній формі;
- г) закон Відемана-Франца.

56. Залежність логарифма питомої провідності від оберненої температури ($1/T$) для двох напівпровідників наведено на рисунку. В якого з цих напівпровідників ширина забороненої зони буде більшою?

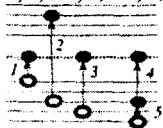
- 1) 1; 2) 2.



- а) 1; б) 2.

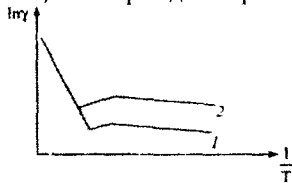
57. На рисунку наведено енергетичну схему напівпровідника р-типу. Визначте номер енергетичного переходу, для здійснення якого потрібна найбільша витрата енергії.

- а) 1; б) 2; в) 3; г) 4.



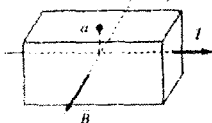
58. Залежність логарифма питомої електричної провідності двох напівпровідників від оберненої температури ($1/T$) схематично зображено на рисунку. Чим відрізняються один від одного ці напівпровідники?

- а) Кількість домішки в першому напівпровіднику більша, ніж у другому;
- б) кількість домішки в першому напівпровіднику менша, ніж у другому;
- в) напівпровідники різні, кількість домішки в них однакова.



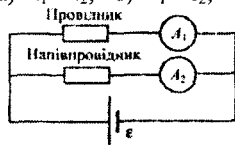
59. Крізь пластинку в напрямі, зазначеному стрілкою, протікає сталий струм. Пластинка перебуває в поперечному магнітному полі. Внаслідок ефекту Холла виникає поперечна різниця потенціалів. Який знак потенціалу в точці a для металевої пластинки?

- а) позитивний; б) негативний.



60. Провідник і напівпровідник з'єднано паралельно і до них прикладено таку напругу, що покази амперметрів однакові. Як зміняться покази цих амперметрів, якщо провідник і напівпровідник нагріти?

- а) $A_1 > A_2$; б) $A_1 < A_2$; в) $A_1 = A_2$.



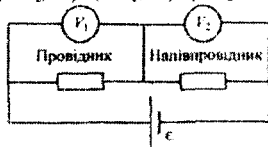
61. На рисунку наведено експериментальну залежність логарифма питомої провідності від оберненої температури ($1/T$) для напівпровідника зі змішаною провідністю. Зазначте область з власною провідністю

- а) для ділянки з більшим кутом нахилу; б) для ділянки з меншим кутом нахилу.



62. Провідник і напівпровідник з'єднано послідовно і до них прикладено таку напругу, що покази вольтметрів однакові. Як зміняться покази цих вольтметрів, якщо провідник і напівпровідник нагріти?

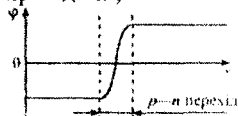
- 1) $V_1 > V_2$; 2) $V_1 < V_2$; 3) $V_1 = V_2$.



- а) 1; б) 2; в) 3.

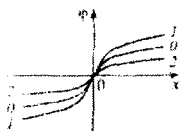
63. На рисунку зображено графік розподілу потенціалу поблизу межі двох напівпровідників із різним характером провідності. До яких напівпровідників належать: а) ліва; б) права вітки розподілу?

- а) n-напівпровідник і p-напівпровідник; б) p-напівпровідник і n-напівпровідник;



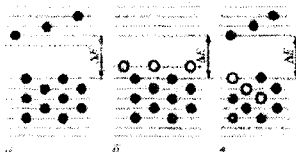
64. Розподіл потенціалу поблизу межі двох напівпровідників із різним характером провідності залежить від напрямку прикладеної зовнішньої напруги. Який розподіл потенціалу відповідає запірному напрямку?

- а) 2; б) 0; в) 1.



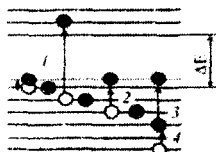
65. Укажіть рисунок (а-в), на якому наведено енергетичну схему напівпровідника р-типу при абсолютному нулі температури ($T = 0\text{K}$).

а) а; б) б; в) в.



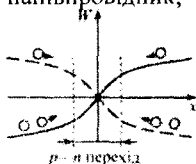
66. Назвіть енергетичний перехід (1-4), позначений стрілками на рисунку, для здійснення якого потрібна найменша витрата енергії в р-напівпровіднику?

а) 1; б) 2; в) 3; г) 4.



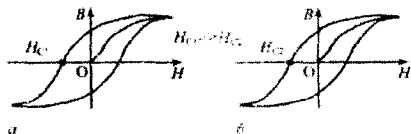
67. На рисунку зображено графіки зміни потенціальної енергії основних носіїв заряду в контактному шарі двох напівпровідників із різними видами провідності. До яких напівпровідників належать: а) ліва; б) права вітки цих графіків?

а) р-напівпровідник і п-напівпровідник; б) п-напівпровідник і р-напівпровідник;



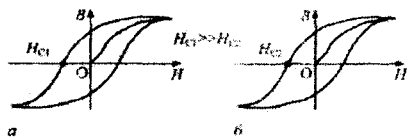
68. Дві марки сталі при намагніченні характеризуються гістерезисними кривими, наведеними на рисунках (а, б). Яку з них доцільніше використовувати для виготовлення осердя трансформатора?

а) а; б) б; в) а і б.



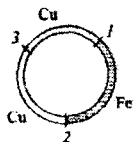
69. Дві марки сталі при намагніченні характеризуються гістерезисними кривими, наведеними на рисунках (а, б). Яку з них доцільніше використовувати для виготовлення магніту?

а) а; б) б; в) а і б.



70. За яких умов у замкненому колі, що складається з трьох провідників, виникає електричний струм?

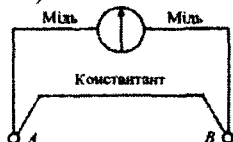
- 1) $T_1 = T_2 = T_3$; 2) $T_1 = T_2$;
3) $T_1 = T_3 > T_2$; 4) $T_1 = T_2$.



а) 1; б) 2; в) 3; г) 4.

71. Що станеться з термострумом у колі, якщо температура кожного зі сплавів А і В підвищиться в 3 рази?

- а) Збільшиться в 3 рази;
б) збільшиться в 6 раз;
в) збільшиться в 9 раз;
г) не зміниться.



Ядро атома. Елементарні частинки

72. Вкажіть частинки, які є носіями ядерної взаємодії.

- а) γ -фотони; б) μ -мезони (μ^+ , μ^-); в) електрони, позитрони; г) π -мезони (π^0 , π^- , π^+).

73. В яких ядер питома енергія зв'язку найбільша?

- а) У дуже легких; б) у середніх; в) у важких; г) у трансуранових елементах.

74. Знайдіть формулу для розрахунку енергії зв'язку нуклонів в ядрі гелію ${}^4\text{He}$.

- 1) $\Delta E = c^2 (4m_p - m_{\text{He}})$;
2) $\Delta E = c^2 (4m_n - m_{\text{He}})$;
3) $\Delta E = c^2 (2m_p + 2m_n - m_{\text{He}})$;
4) $\Delta E = c^2 (2m_p + 2m_n + m_{\text{He}})$.

а) 1; б) 2; в) 3; г) 4.

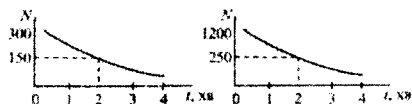
75. Який із наведених виразів визначає кількість ядер, що розпалися за час t ?

1) $N = N_0 e^{-\lambda t}$; 2) $\frac{dN}{dt} = -\lambda N$;

3) $N_0 - N = N_0(1 - e^{-\lambda t})$; 4) $\frac{N_0}{2} = N_0 e^{-\lambda t}$

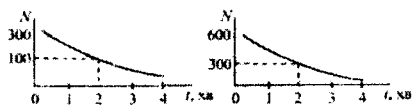
а) 1; б) 2; в) 3; г) 4.

76. На рисунку (а—г) наведено залежності спаду активності різних радіоактивних речовин від часу. Назвіть речовини з періодом піврозпаду $T_{1/2}$, який дорівнює 2 хв.



а

б



в

г

а) а і г; б) а і б; в) б і в; г) в і г.

77. Як змінюється заряд ядра, коли послідовно відбуваються один α -розпад та два β^- -розпади?

а) Збільшиться на 1; б) зменшиться на 1; в) зменшиться на 2; г) не зміниться.

78. При яких радіоактивних перетвореннях виникає нейтрино?

а) при α -розпаді; б) при β^- -розпаді; в) разом з γ -випромінюванням; г) при викиді нейтрона.

79. Який порядковий номер у таблиці Менделєєва має елемент, що утворюється в результаті

α -розпаду ядра з порядковим номером Z?

а) $Z + 2$; б) $Z - 4$; в) $Z - 2$; г) $Z - 1$.

80. В якому випадку ядерна реакція відбуватиметься з виділенням енергії?

1) $m_1 + m_2 > m_3 + m_4$;

2) $m_1 + m_2 = m_3 + m_4$;

3) $m_1 + m_2 < m_3 + m_4$

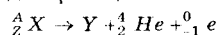
(m_1 , — маса спокою ядра мішені; m_2 — маса спокою бомбардуючої частинки; $m_3 + m_4$ — сума мас спокою ядер продуктів реакції).

а) 1; б) 2; в) 3.

81. Яким має бути коефіцієнт розмноження нейтронів у ядерному реакторі, що працює у стаціонарному режимі?

а) 1,000; б) 1,005; в) 0,995; г) значно більшим від 1.

82. Куди зміщується в таблиці Менделєєва елемент унаслідок перебігу наведеної далі реакції?



а) на одну клітинку ближче до кінця таблиці;

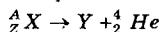
б) на дві клітинки ближче до початку таблиці;

в) на одну клітинку ближче до початку таблиці;

г) на три клітинки ближче до початку таблиці;

д) не зміщується.

83. Куди зміщується в таблиці Менделєєва елемент унаслідок перебігу наведеної далі реакції?



а) на одну клітинку ближче до кінця таблиці;

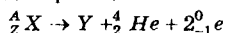
б) на дві клітинки ближче до початку таблиці;

в) на одну клітинку ближче до початку таблиці;

г) на три клітинки ближче до початку таблиці;

д) не зміщується.

84. Куди зміщується в таблиці Менделєєва елемент унаслідок перебігу наведеної далі реакції?



а) на одну клітинку ближче до кінця таблиці;

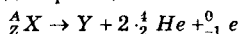
б) на дві клітинки ближче до початку таблиці;

в) на одну клітинку ближче до початку таблиці;

г) на три клітинки ближче до початку таблиці;

д) не зміщується.

85. Куди зміщується в таблиці Менделєєва елемент унаслідок перебігу наведеної далі реакції?



а) на одну клітинку ближче до кінця таблиці;

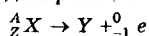
б) на дві клітинки ближче до початку таблиці;

в) на одну клітинку ближче до початку таблиці;

г) на три клітинки ближче до початку таблиці;

д) не зміщується.

86. Куди зміщується в таблиці Менделєєва елемент унаслідок перебігу наведеної далі реакції?



а) на одну клітинку ближче до кінця таблиці;

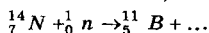
б) на дві клітинки ближче до початку таблиці;

в) на одну клітинку ближче до початку таблиці;

г) на три клітинки ближче до початку таблиці;

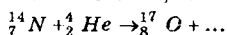
д) не зміщується.

87. Визначте, яка частинка утвориться в наведеній реакції?



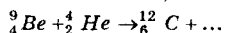
а) протони; б) електрони; в) нейтрони; г) α -частинки.

88. Визначте, яка частинка утвориться в наведеній реакції?



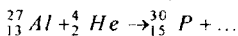
а) протони; б) електрони; в) нейтрони; г) α -частинки.

89. Визначте, яка частинка утвориться в наведеній реакції?



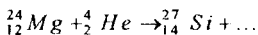
а) протони; б) електрони; в) нейтрони; г) α -частинки.

90. Визначте, яка частинка утвориться в наведеній реакції?



а) протони; б) електрони; в) нейтрони; г) α -частинки.

91. Визначте, яка частинка утвориться в наведеній реакції?



а) протони; б) електрони; в) нейтрони; г) α -частинки.

92. Які з перелічених ядер можуть поділятися під дією повільних (теплових) нейтронів?

1) ${}_{92}^{235}\text{U}$; 2) ${}_{92}^{238}\text{U}$; 3) ${}_{82}^{206}\text{Pb}$; 4) ${}_{86}^{222}\text{Rn}$.

а) 1; б) 2; в) 3; г) 4.

93. Яка сила викривлює траєкторію частинки в циклотроні?

а) Сила Ампера; б) гравітаційна; в) сила Лоренца; г) сила Кулона.

94. Які з перелічених частинок описуються статистикою Фермі-Дірака?

а) фотони; б) мезони; в) лептони і гіперони; г) фотони і лептони.