

**Івано-Франківський національний технічний
університет нафти і газу**

Р.М.Лучицький

**ДОСЛІДЖЕННЯ ВЛАСТИВОСТЕЙ
ТВЕРДИХ ТІЛ З ВИКОРИСТАННЯМ
КОМП'ЮТЕРНОГО МОДЕЛЮВАННЯ**

ЛАБОРАТОРНИЙ ПРАКТИКУМ

2006

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ

**Івано-Франківський національний технічний
університет нафти і газу**

Кафедра фізики новітніх технологій

Р.М.Лучицький

**ДОСЛІДЖЕННЯ ВЛАСТИВОСТЕЙ
ТВЕРДИХ ТІЛ З ВИКОРИСТАННЯМ
КОМП'ЮТЕРНОГО МОДЕЛЮВАННЯ**

ЛАБОРАТОРНИЙ ПРАКТИКУМ

**Для студентів спеціальності «Прилади та системи
неруйнівного контролю» денної та заочної (дистанційної)
форм навчання**

**Івано-Франківськ
2006**

МВ 02070855-1492-2006

Р.М.Лучицький. Дослідження властивостей твердих тіл з використанням комп'ютерного моделювання: Лабораторний практикум. - Івано-Франківськ: Факел, 2006. – 51 с.

Лабораторний практикум містить методичні вказівки для проведення лабораторних занять з дисципліни “Фізика твердого тіла” з використанням елементів комп'ютерного моделювання фізичних явищ та процесів. Розроблений у відповідності з робочою програмою спецкурсу.

Лабораторний практикум може бути використаний студентами денної та заочної (дистанційної) форм навчання.

Рецензенти: професор, доктор фізико-математичних наук **М.О.Галушак**

Дане видання – власність ІФНТУНГ.
Забороняється тиражувати і розповсюджувати.

З М І С Т

Вступ	4
1 Лабораторна робота В-88. Квантування електронних орбіт і виникнення хімічного зв'язку в твердих тілах	5
2 Лабораторна робота В-87. Поведінка мікрочастинок в потенціальній ямі	14
3 Лабораторна робота В-84. Дифракція електронів на одновірному кристалі	19
4 Лабораторна робота В-86. Комптонівське розсіяння рентгенівського випромінювання в твердому тілі ..	27
5 Лабораторна робота В-42. Дослідження електро-статичного поля	32
6 Лабораторна робота В-48. Мас-спектрометричне дослідження речовини	38
7 Лабораторна робота В-49. Дослідження магнітного поля, створеного прямолінійними паралельними провідниками із струмом	44

ВСТУП

Підготовка інженерів-фізиків передбачає суттєве поглиблення знань студентів в галузі твердого тіла. Адже контроль якісних та кількісних характеристик кристалів та інших матеріалів вимагає знань складу твердих тіл, їх атомно-електронної структури, встановлення залежностей між складом і структурою та різними фізичними властивостями матеріалів.

Навчальний лабораторний практикум, що пропонується, призначений не тільки для навчання студентів фізики за допомогою комп'ютерів, але і покликаний навчити моделювати фізичні процеси, так як моделювання в останні роки є своєрідним сучасним містком між традиційними експериментальними та теоретичними методами досліджень. Під час застосування цього методу першим кроком є позбавлення об'єкта всіх його інших властивостей, окрім тієї, яка є визначальною для даного явища. Тоді поведінка такого абстрактного об'єкта дозволяє говорити про аналогічну поведінку чи властивості реальних об'єктів. Накладання на такі абстракції певних умов-зв'язків створює абстраговану фізичну систему – **модель**.

Для виконання віртуальних лабораторних робіт були створені власні комп'ютерні програми (лабораторні роботи В-42 і В-49) та використані програми інших розробників, зокрема (<http://www.college.ru/enportal/modelsPhys/>).

Кожна із лабораторних робіт містить необхідні теоретичні відомості, опис користування програмою, практичні завдання та запитання для контролю та самоконтролю, посилання на літературні джерела. Їх виконання дозволить набути студентам практичних навичок пізнання структури, фізичних властивостей твердих тіл, їх взаємодії з різними полями і, головне, навчить визначати основні параметри матеріалів та фізичні постійні.

1 Лабораторна робота В-88

Квантування електронних орбіт і виникнення хімічного зв'язку в твердих тілах

Мета: ознайомитись із 1) особливостями виникнення хімічного зв'язку в твердих тілах; 2) квантуванням значень основних характеристик електронів (енергії, дебройлівської довжини хвилі, відстані від ядра, моменту імпульсу, частоти та ін.), коли атом перебуває в різних стаціонарних станах.

Устаткування: комп'ютерна програма "Квантування електронних орбіт".

Теоретичні відомості

Відмінність між різними типами твердих тіл зумовлена відмінністю в характері розподілу електронів і ядер в атомах і молекулах і, особливо, в характері розподілу найбільш віддалених від ядра (валентних) електронів та йонних остовів атомів.

Для вивчення того чи іншого кристалу необхідно в'яснити, перш за все, просторове розташування ядер та електронів. Що ж утримує разом атоми в кристалах? ***Зв'язок між атомами майже повністю забезпечується силами електростатичного притягання між негативно зарядженими електронами і позитивно зарядженими ядрами.***[1]

Для того щоб за допомогою сил електростатичного притягання між валентними електронами і йонними остовами утворити із атомів тверде тіло, необхідно виконати наступні чотири умови, які не завжди можна сумістити одна з одною:

Позитивно заряджені йонні остови повинні перебувати на такій відстані одне від одного, щоб при цьому було до мінімуму зведено електростатичне (кулонівське) відштовхування між ними.

Валентні електрони також повинні знаходитись на певних відстанях один від одного, які відповідають попередній вимозі.

В той же час валентні електрони повинні перебувати настільки близько від позитивних йонів, щоб електростатичне притягання між ними було максимальним.

Виконання цих трьох умов приведе до зменшення потенціальної енергії системи, однак воно повинно відбуватись таким чином, щоб кінетична енергія системи тільки незначно збільшилась.

Існування стабільних зв'язків між атомами в кристалах передбачає, що повна енергія кристала – кінетична плюс потенціальна – менша повної енергії такої ж кількості вільних атомів. Різниця цих двох значень енергій називається **енергією хімічного зв'язку** або просто **енергією зв'язку**.

На рисунку 1.1 схематично показані основні типи зв'язків в кристалах.

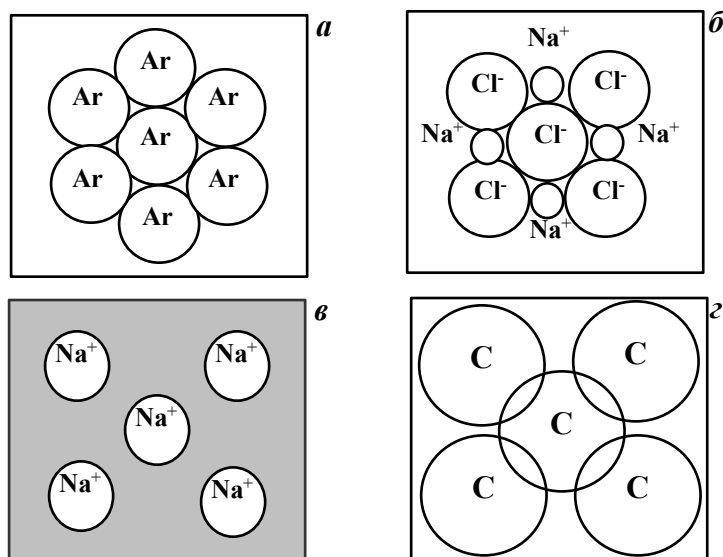


Рисунок 1.1 – Основні типи зв'язків в кристалах

Реалізація **ван-дер-ваальсівського** зв'язку продемонстровано на прикладі кристалічного аргону. Нейтральні атоми аргону (рис. 1.1,а) утворюють кристал за рахунок слабких сил Ван-дер-Ваальса, які діють між ними і виникають в результаті флуктуацій в розподілі заряду атома.

Іонний зв'язок реалізується за рахунок сил електростатичного притягання між додатними йонами лужного металу Na^+ і негативними йонами галогену Cl^- (рис.

1.1,б). Тобто атоми Натрію віддають свої валентні електрони атомам Хлору.

Металічний зв'язок продемонстровано на прикладі натрію (рис. 1.1,в). Валентні електрони атомів лужного металу натрію покидають свої атоми і утворюють “електронну рідину”, в яку занурені позитивні йони.

Ковалентний зв'язок утворюється, коли нейтральні атоми (наприклад Карбону – рис. 1.1,г) за рахунок перекриття (успільнення) їх електронних оболонок утворюють кристал (алмаз).

Експериментальні дослідження значення енергії зв'язку атома в кристалах свідчать, що вона складає від одного і менше відсотка від енергії йонізації електрона атома. Таким чином цієї енергії недостатньо для того, щоб сильно спотворити (збурити, деформувати) електронні оболонки атома. Тобто можна вважати, що розподіл електронів у вільних атомах незначно відрізняється від розподілу електронів в атомах кристалу (принаймні у тих, де реалізується ван-дер-ваальсівський зв'язок).

В даній роботі робиться акцент на те, щоб зрозуміти і побачити на моделі найпростішого атома, які основні властивості електронів, особливо валентних, як відбувається квантування їх основних характеристик. Для цього детально розглянемо будову найпростішого із атомів – Гідрогену. Подивимося, як електрон веде себе, коли атом перебуває в різних стаціонарних станах.

Пригадаємо, що серія дослідів Резерфорда та його учнів на початку минулого століття дали змогу Резерфорду накреслити ядерну модель атома: в центрі атома міститься позитивно заряджене ядро атома, розміри якого приблизно 10^{-15} м; навколо ядра по замкнутих орбітах в об'ємі сфери радіусом 10^{-10} м обертаються електрони, причому кількість їх дорівнює порядковому номеру елемента. Проте з погляду класичної фізики вона була неспроможна пояснити закономірності в лінійчатих спектрах атомів і навіть самого факту випромінювання атомом монохроматичного світла; не могла пояснити характерної стійкості атома.

Правильні висновки з труднощів ядерної моделі Резерфорда зробив датський фізик Нільс Бор у 1913р. Він не відкинув самої моделі атома, оскільки вона ґрунтувалась на

дослідних даних, але зробив сміливі припущення про те, що в мікроструктурі атома закони класичної електродинаміки не справджуються і що для з'ясування внутрішнього механізму атома треба керуватися ідеєю квантової теорії випромінювання Планка.

У пошуках загальної квантової теорії Бор сформулював постулати, в яких, зокрема, твердив, що атому властиві цілком стійкі стани з відповідним значенням енергії, перебуваючи в яких він не поглинає і не випромінює електромагнітних хвиль. Цим станам відповідають певні орбіти, на яких перебувають електрони, моменти імпульсу яких квантуються:

$$m_e \cdot v_n \cdot r_n = n \frac{h}{2\pi} = n \cdot \hbar, \quad (1.1)$$

де m_e – маса електрона,

v_n – його орбітальна швидкість,

r_n – радіус n -ої стаціонарної орбіти.

Ціле число n називається квантовим числом.

Правило квантування орбіт Бора одержало наочну інтерпретацію в теорії де Бройля, який запропонував гіпотезу про наявність в електрона хвильових властивостей (1924 р.). Згідно де Бройлю електрону (і будь-якому іншому мікрооб'єкту) відповідає хвильовий процес з довжиною хвилі

$$\lambda = \frac{h}{m_e v} = \frac{h}{p}, \quad (1.2)$$

де p – імпульс електрона.

У застосуванні до орбітального руху електрона на стаціонарній круговій орбіті в атомі Гідрогену з правила квантування Бора випливає співвідношення

$$n\lambda = 2\pi r_n. \quad (1.3)$$

Це означає, що довжина хвилі де Бройля ціле число раз укладається на довжині стаціонарної кругової орбіти електрона, тобто стаціонарна орбіта відповідає круговій стоячій хвилі де Бройля на довжині орбіти.

Комп'ютерна модель є якісною ілюстрацією ідеї де Бройля виникнення стоячих хвиль на стаціонарних орбітах.

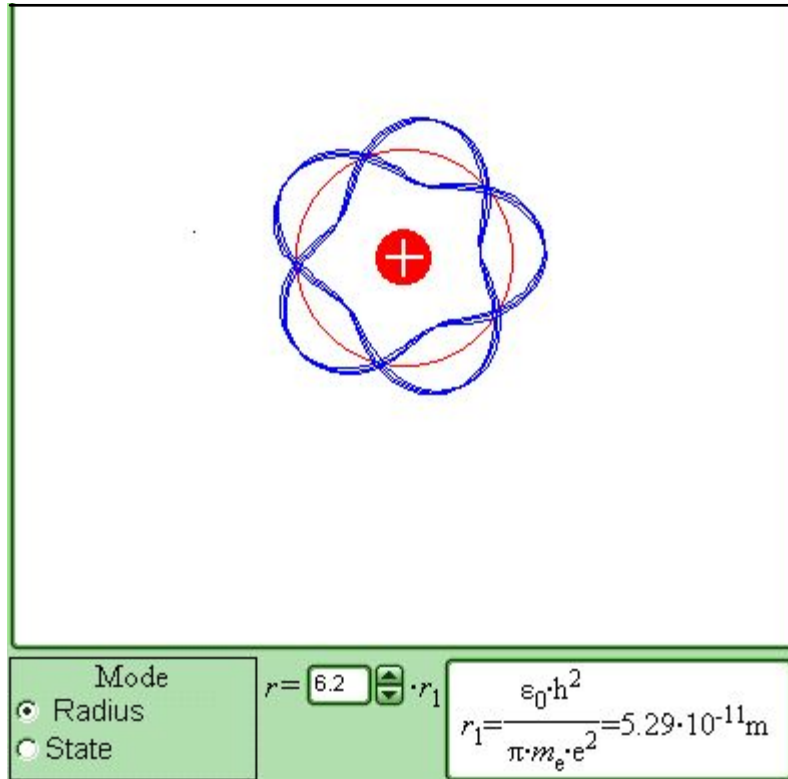


Рисунок 1.2 – Демонстрація утворення стоячих хвиль на довжині орбіти

Комп'ютерна модель на прикладі орбіт із квантовими числами $n = 2, 3$ і 4 ілюструє закономірність, якій підкоряються радіуси стаціонарних кругових орбіт в атомі Гідрогену. Відповідно до теорії Бора

$$r_n = n^2 r_1, \quad (1.4)$$

де $r_1 = 5,29 \cdot 10^{-11}$ м – радіус першої борівської орбіти.

Модель дозволяє, плавно змінюючи радіус, вибирати стаціонарні орбіти, на довжині яких укладається ціле число довжин хвиль де Бройля й утворюється стояча хвиля.

Слід зауважити, що теорія Бора, а слід за нею і гіпотеза де Бройля були тільки першими кроками квантового підходу до пояснення властивостей електрона і атома.

Подальший розвиток цих ідей привів до створення квантової фізики, яка відкидає поняття орбіти, а, відповідно, і радіуса орбіти. Говорять про величину ймовірності знаходження електрона на певній відстані від ядра атома в певному напрямі. А квантування моменту імпульсу та інших характеристик електронів в атомах здійснюють так:

**Абсолютна величина можливих значень
механічного моменту електрона:**

орбітального

спіну

$$L = \hbar \sqrt{l(l+1)}, \quad L_s = \hbar \sqrt{s(s+1)} = \frac{\sqrt{3}}{2} \hbar$$

$l = 0, 1, 2, \dots$ – орбітальне
квантове число

$s = 1/2$ – спінове
квантове число

**Абсолютна величина можливих значень
магнітного моменту електрона:**

орбітального

спінового

$$\begin{aligned} p_m = \frac{e}{2m} L = \frac{e}{2m} \hbar \sqrt{l(l+1)} = \mu_B \sqrt{l(l+1)} \\ p_{m_s} = \frac{e}{2m} L_s = \frac{e}{2m} \hbar \frac{\sqrt{3}}{2} = \mu_B \frac{\sqrt{3}}{2} \end{aligned}$$

Проекція механічного моменту на вибраний напрямок:

орбітального

спіну

$$L_z = m_l \cdot \hbar, \quad L_{sz} = m_s \cdot \hbar = \pm \frac{1}{2} \hbar$$

$m_l = 0; \pm 1; \pm 2; \dots \pm l$ –
магнітне орбітальне
квантове число

$m_s = \pm 1/2$ –
магнітне спінове
квантове число

Можливі проекції магнітного моменту

орбітального

спінового

$$p_{m_z} = \frac{e}{2m} L_z = m_l \cdot \mu_B$$

$$p_{m_{s_z}} = \frac{e}{m} L_{s_z} = \pm \mu_B$$

Момент імпульсу електрона на першій борівській орбіті точно дорівнює $\hbar = L = mvr$. Оскільки дозволені значення орбітального моменту імпульсу дорівнюють цілому числу основних одиниць (1.1), то невизначеність моменту імпульсу ΔL дорівнює нулю. Одна із форм принципу невизначеності Гейзенберга зв'язує невизначеність моменту імпульсу і невизначеність кутового положення: $\Delta L \cdot \Delta \theta \geq \hbar$. Тому $\Delta \theta = \infty$. Тобто кутове положення θ виявляється зовсім невизначеним. Така ситуація несумісна з моделлю, в якій розглядається дійсний рух електрона із одного положення в інше по орбіті.

Якщо довжина дебройлівської хвилі визначається (1.2), а швидкість електрона залежить від числа n , то як же змінюється розмір електрона? Він, скоріше всього, не може бути меншим однієї довжини хвилі, а можливо і простягається на кілька довжин хвиль.

Оскільки кінетична енергія зовнішніх (валентних) електронів в атомах лежить в діапазоні від 1 до 10 eV, то значення довжини дебройлівської хвилі приблизно буде рівне $5 \cdot 10^{-10}$ м. Як бачимо, ця довжина хвилі переважає розмір атома, тому слід підкреслити, що в дійсності не можна вважати, що електрон рухається по орбіті довкола ядра. В цьому розумінні електрон такий же великий, як і сам атом.

Хід роботи

Завдання 1. Перевірка справедливості співвідношення (1.4).

1. Змінюючи за допомогою “мишки” радіус орбіти електрона на інтерфейсі комп'ютерної моделі, слідкувати за

тим, як хвилі укладаються на довжині орбіти. Визначити значення радіусу r для випадку, коли на довжині орбіти вкладається ціле число хвиль. Зафіксувати кількість n довжин хвиль, які уклались ціле число разів на довжині орбіти.

2. Побудувати графік залежності r від n^2 і визначити з нього радіус першої борівської орбіти r_1 та порівняти його із наведеним значенням r_1 в роботі.

Завдання 2. Визначення дебройлівської довжини хвилі електрона в різних стаціонарних станах та постійної Планка.

1. Визначивши із (1.3) значення

$$\lambda_n = \frac{2\pi r_n}{n}, \quad \text{де} \quad r_n = \frac{\varepsilon_o n^2 h^2}{\pi m e^2},$$

отримаємо формулу для визначення дебройлівської довжини хвилі:

$$\lambda_n = \frac{2\varepsilon_o h^2}{m e^2} n$$

Використовуючи отримане значення r_n , знайти λ_n для $n = 2, 3, 4$.

2. Побудувати графік залежності λ_n (n) і знайти із нахилу графіка $k = \Delta\lambda_n / \Delta n$ постійної Планка h . Оскільки

$$k = \frac{2\varepsilon_o h^2}{m e^2}, \quad \text{то} \quad h = e \sqrt{\frac{km}{2\varepsilon_o}}.$$

Контрольні запитання

1. Що розуміють під енергією хімічного зв'язку?
2. Які види хімічного зв'язку ви знаєте?
3. Як утворюється ван-дер-ваальсівський зв'язок?
4. Які електрони називаються валентними?
5. Опишіть ядерну модель атома Резерфорда-Бора.
6. В чім суть гіпотези де Бройля?
7. Як квантуються різні характеристики електрона?

Література

1. Киттель Ч. Введение в физику твердого тела. – М.: Наука, 1978. – 791 с. (Глави 1,2,3).

2. Курик М.В., Цмось В.М. Фізика твердого тіла. Навч. посібник – К.: Вища школа, 1985, - 246 с. (Розділ 10).

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.

2 Лабораторна робота В-87

Поведінка мікрочастинок в потенціальній ямі

Мета: ознайомитись із особливостями енергетичного спектру мікрочастинок, що перебувають в потенціальній ямі та навчитись визначати за допомогою отриманих експериментальних даних фізичні сталі та характеристики елементарних частинок.

Устаткування: комп'ютерна програма "Частинка в потенціальній ямі".

Теоретичні відомості

У квантовій фізиці частка, що рухається у вільному просторі, може мати будь-яку енергію. Її енергетичний спектр – суцільний. У частки, що рухається в силовому полі, що утримує її в обмеженій області простору, спектр власних значень енергії виявляється дискретним. Прикладом може служити фінітний (тобто обмежений) рух електрона в кулонівському полі ядра атома Гідрогену. Дискретність енергетичних рівнів часток, замкнених в обмеженій області, впливає з двоїстої природи часток і є принциповою відмінністю квантової фізики від класичної.

Простою фізичною моделлю фінітного руху може служити рух частки в одномірній «потенціальній ямі» з нескінченно високими стінками. Частка не може залишити область розміром L . Вона рухається в цій області, зазнаючи багаторазових відбивань від стінок. З хвильової точки зору між стінками в зустрічних напрямках рухаються дві хвилі де Бройля. Це нагадує картину двох зустрічних хвиль, що біжать по струні з закріпленими кінцями. Як і у випадку струни, стаціонарним станам відповідають стоячі хвилі, які утворюються за умови, що на довжині L укладається ціле число півхвиль:

$$L = n \cdot (\lambda / 2) \quad (n = 1, 2, 3, \dots) \quad (2.1)$$

Таким чином, стаціонарним станам частки, замкненої в потенціальній ямі, відповідає дискретний набір довжин хвиль. Оскільки в квантово-механічному випадку довжина хвилі λ однозначно зв'язана з імпульсом частки: $\lambda = h / p$, а імпульс частки p визначає енергію її руху: $E = p^2 / (2m)$

(нерелятивістське наближення), то квантованою (дискретною) виявляється й енергія частки. Квантово-механічний розрахунок приводить до наступного виразу:

$$E_n = n^2 \frac{h^2}{8 \cdot m \cdot L^2} = n^2 E_1 \quad (2.2)$$

Тут m – маса частки,

h – постійна Планка,

$E_1 = h^2 / (8m^2)$ – енергія щонайнижчого стану.

Варто звернути увагу, що квантово-механічна частка на відміну від класичної не може спочивати на дні потенціальної ями, тобто мати енергію $E_l = 0$. Це суперечило б співвідношенню невизначеностей

$$\Delta x \cdot \Delta p_x \geq h \quad (2.3)$$

Дійсно, у частинки, що знаходиться у стані спокою, імпульс строго дорівнює нулю, отже, $\Delta p_x = 0$. У той же час невизначеність координати частки $\Delta x \sim L$. Тому добуток $\Delta x \cdot \Delta p_x$ у частки, що лежить на дні потенціальної ями, повинен був би дорівнювати нулю.

Співвідношення невизначеностей дозволяє зробити оцінку мінімальної енергії E_l частки. Якщо прийняти, що в стані з мінімальною енергією $p_x \approx \Delta p_x$, то для мінімальної енергії E_l отримуємо вираз:

$$E_1 = \frac{p_x^2}{2m} \approx \frac{\Delta p_x^2}{2m} \geq \frac{h^2}{2mL^2} \quad (2.4)$$

Ця груба оцінка дає правильне за порядком величини значення E_l .

Стоячі хвилі де Бройля, що утворюються під час руху частки в потенціальній ямі, це і є хвильові чи псі-функції, за допомогою яких квантова механіка описує стаціонарні стани мікрооб'єктів. Квадрат модуля $|\psi|^2$ хвильової функції визначається як ймовірність перебування частки в різних точках простору.

У комп'ютерній моделі можна змінювати ширину L потенціальної ями, а також масу m замкненої в ній частки. У лівому вікні висвічуються графічні зображення хвильових функцій $\psi(x)$ чи квадратів їхніх модулів $|\psi|^2$ для декількох стаціонарних станів ($n = 1-5$). У правому вікні зображується

енергетичний спектр частки, тобто спектр можливих значень її енергії. Зверніть увагу, що енергетичні рівні опускаються із збільшенням ширини L потенціальної ями і маси m замкненої в ній частки.

У комп'ютерній моделі маса частки виражається в масах протона $m_p = 1,67 \cdot 10^{-27}$ кг. Отже, моделюються стани порівняно важких часток (ядер важких атомів), що опинились в потенціальній ямі із шириною порядку розмірів атомів.

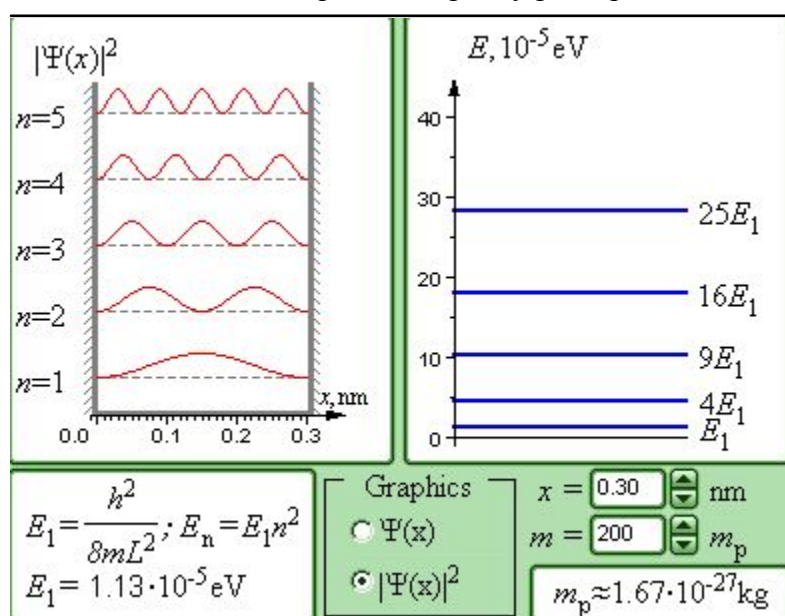


Рисунок 2.1 – Квантування енергії та ймовірність перебування мікрочастки в певному місці потенціальної ями

Хід роботи

Завдання 1. Ознайомлення із можливостями комп'ютерної моделі

1. Змінюючи ширину потенціальної ями x за незмінного значення маси частинки m , слідкувати за графічним зображенням хвильових функцій та квадратів їх модулів для різних стаціонарних станів. Прослідкувати за

змінюючи енергетичного спектру частинки і зробити висновок про поведінку енергетичних рівнів при цьому.

2. Змінюючи значення маси частинки m за незмінного значення ширину потенціальної ями x , слідкувати за графічним зображенням хвильових функцій та квадратів їх модулів для різних стаціонарних станів. Прослідкувати за змінюючи енергетичного спектру частинки і зробити висновок про поведінку енергетичних рівнів при цьому.

Таблиця варіантів

№ варіанту	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
маса, m_n	00	110	20	130	140	50	160	170	180	190	00
n_i і n_j	-2	1-3	-4	1-5	2-3	2-4	2-5	3-4	3-5	4-5	-4

Завдання 2. Визначення значення постійної Планка h

1. Згідно таблиці варіантів виставити у вікні інтерфейсу значення маси частинки.

2. Змінюючи значення ширини потенціальної ями від мінімального до максимального значення, визначити значення енергії частинки для двох наведених в таблиці варіантів значень стаціонарних станів n_i і n_j .

3. Знайти для кожного значення x різницю енергій частинки для двох вказаних стаціонарних станів ΔE_{ji}

$$\Delta E_{ji} = \frac{h^2}{8 \cdot m \cdot x^2} (n_j^2 - n_i^2) = k \cdot \frac{1}{x^2} \quad (2.5)$$

Побудувати графік залежності ΔE_{ji} від $1/x^2$.

4. Визначити нахил k графіка залежності ΔE_{ji} ($1/x^2$)

$$k = \frac{\Delta(\Delta E_{ji})}{\Delta(1/x^2)} \quad (2.6)$$

Враховуючи, що згідно (2.5)

$$k = \frac{h^2 (n_j^2 - n_i^2)}{8m}$$

визначити значення постійної Планка h за допомогою формули

$$h = \sqrt{\frac{8mk}{n_j^2 - n_i^2}} \quad (2.7)$$

Завдання 3. Визначення маси частинки

1. Використовуючи визначене в пункті 4 значення k , а також значення постійної Планка $h = 6.62 \cdot 10^{-34}$ Дж·с, обчислити значення маси досліджуваної частинки.

2. Поділивши отримане значення маси частинки на значення масового коефіцієнту із таблиці варіантів (або із вікна інтерфейсу), знайти масу протона і порівняти із табличним значенням.

Контрольні запитання

1. В чому полягає принципова відмінність у трактуванні властивостей мікрочастинок класичною і квантовою фізиками?

2. Що таке хвилі де Бройля?

3. Яка умова створення стоячих хвиль?

4. Який взаємозв'язок корпускулярних і хвильових характеристик мікрочастинок?

5. Сформулюйте співвідношення невизначеностей Гейзенберга.

6. З чим пов'язана невизначеність енергії згідно співвідношень невизначеностей Гейзенберга?

7. Що таке стаціонарний стан атома?

8. Яку інформацію несе квадрат модуля хвильової функції?

Література

1. Курик М.В., Цмось В.М. Фізика твердого тіла. Навч. 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.

3 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 ґратку для рентгенівського випромінювання, оскільки його довжина хвиль порівнянна з міжатомною відстанню в кристалах. Дифракційні максимуми виникають у тих напрямках, які задовольняють умову Вульфа - Бреґґа

$$2d \sin \theta = n\lambda, \quad (3.1)$$

тобто лише для певних напрямів і міжплощинних відстаней.

Основні методи рентгеноструктурного аналізу кристалів залежно від умов реєстрації 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 (3.1), дифрагують. 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 мікрокристаліків 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 комірці. 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:

$$\lambda = h/mv, \quad (3.2)$$

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:

$$\lambda = 12,25/\sqrt{V}. \quad (3.3)$$

Тут λ виражається в нанометрах, а V — у вольтах.

До установки для вивчення дифракції електронів входять: вакуумна камера, електронна пушка, держак зразка (плівок) і фотопластинка або флуоресціюючий екран для реєстрації 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'єктів (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 мислимий експеримент із дифракції електронів на одновірній ґратці. З хвильової точки зору цей експеримент повністю еквівалентний оптичному дослід з традиційною дифракційною ґраткою. Положення головних дифракційних

максимумів в цьому випадку буде визначатись формулою ґратки

$$d \cdot \sin \theta_n = n \cdot \lambda, \quad (3.4)$$

де d – період ґратки,
 n – порядок дифракційного максимуму,
 λ – довжина хвилі де Бройля (3.2),
 θ_n – кут дифракції.

Для малих кутів дифракції, згідно умови малості кута, отримуємо

$$\sin \theta_g \approx \operatorname{tg} \theta_g \approx \theta_g = \frac{n \cdot \lambda}{d} \quad (3.5)$$

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

$$x_n = L \cdot \operatorname{tg} \theta_n \quad (3.6)$$

Підставляючи (3.5) у (3.6), отримаємо формулу для визначення періоду кристалічної ґратки

$$d = \frac{n \cdot \lambda \cdot L}{x_n} \quad (3.7)$$

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

$$\lambda = \frac{h}{p} = \frac{h}{mv} = \frac{h}{\sqrt{2meU}}, \quad (3.8)$$

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 (прискорюючи 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

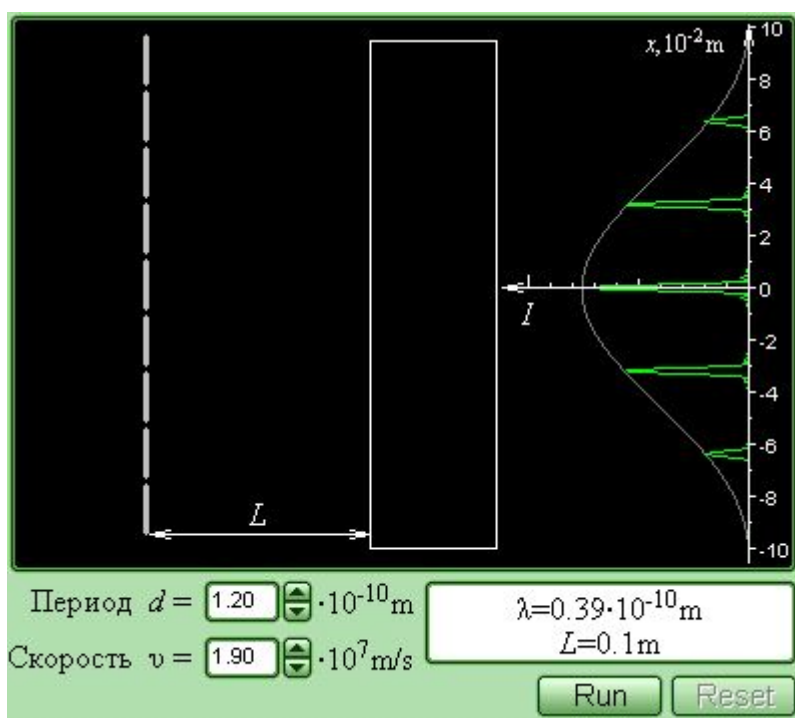


Рисунок 3.1 – Вікно комп'ютерної програми “Дифракція електронів”

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 дебройлівської довжини хвилі, взятої з інтерфейсу, та формули (3.8) 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.

2. Виміряти (в наведених на екрані одиницях) відстані x_n для кількох (3-5) дифракційних максимумів.

3. За допомогою формули (3.8) 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:

$$x_n = \frac{n \cdot L \cdot h}{d \cdot m} \cdot \frac{1}{v} = k \cdot \frac{1}{v} \quad (3.9)$$

3. Із графіка знайти коефіцієнт нахилу залежності $x_n(1/v)$:

$$k = \frac{\Delta x_n}{\Delta \left(\frac{1}{v} \right)} \quad (3.10)$$

4. Користуючись отриманим експериментально значенням k та формулою (3.9), визначити масу електронів за допомогою формули:

$$m = \frac{n \cdot L \cdot h}{d \cdot k} \quad (3.11)$$

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.

4 Лабораторна робота В-86

Комптонівське розсіювання рентгенівського випромінювання в твердому тілі

Мета: ознайомитись із особливостями розсіювання рентгенівського випромінювання під час взаємодії пучка фотонів з вільними електронами в кристалах та навчитись визначати за допомогою отриманих експериментальних даних фізичні сталі та характеристики елементарних частинок.

Устаткування: комп'ютерна програма “Ефект Комптона”.

Теоретичні відомості

Уже в ранніх експериментах з дослідження взаємодії рентгенівського випромінювання із речовиною було встановлено, що в складі вторинного випромінювання внаслідок його розсіювання є рентгенівські промені з меншою проникною здатністю. Виникла гіпотеза, що це флуоресцентне випромінювання, яке характерне для розсіювального елементу і є властивістю більш важких елементів. Однак наступні експерименти показали, що і для більш легких елементів це явище теж має місце.

Експериментальним чином було встановлено, що вторинні рентгенівські промені, що виникають в процесі розсіювання, володіють такими властивостями:

В спектрі розсіяного випромінювання присутні дві довжини хвилі: первинна λ_0 і додаткова λ , які досить близькі за значенням (рис.4.1);

Довжина хвилі λ завжди більша, ніж λ_0 ;

Значення λ залежить від кута розсіювання θ і не залежить від роду речовини.

Ґрунтуючись на математичних розрахунках Дж Дженсі, А.Х.Комптон в 1923 році висловив сміливу на той час ідею, що *рентгенівські промені є потоком фотонів, які*

володіють певним імпульсом, як і будь-які частинки, і що акт розсіювання є пружним зіткненням між фотоном і електроном.

Зміщення довжини хвилі рентгенівських променів під час їх пружного розсіювання на електронах має назву **явища Комптона**.

Комптонівське розсіювання пояснюється на основі уявлень про фотони, що мають енергію $E = h \cdot \nu = h \cdot c / \lambda$ та імпульс $p = h \cdot \nu / c = h / \lambda$, де $h = 6.63 \cdot 10^{-34}$ Дж·с, ν і λ – частота і довжина хвилі фотона, відповідно. Процес розсіювання можна трактувати як зіткнення фотонів з електронами, які можна вважати вільними.

Розрахунок, що ґрунтується на основі законів збереження енергії та імпульсу, дозволяє знайти зміну довжини хвилі розсіяних фотонів за допомогою формули

$$\Delta\lambda = \lambda - \lambda_o = \frac{h}{mc}(1 - \cos\theta) = 2\lambda_K \sin^2 \frac{\theta}{2}, \quad (4.1)$$

де λ_o – довжина хвилі падаючого випромінювання,

λ – довжина хвилі розсіяного випромінювання,

θ – кут розсіювання.

m – маса електрона,

c – швидкість світла.

Величина

$$\lambda_K = \frac{h}{m \cdot c} = 0.002426 \text{ нм} \quad (4.2)$$

називається постійною Комптона.

В спектрі розсіяного випромінювання поруч із зміщеною спектральною лінією з довжиною хвилі λ спостерігається і незміщена спектральна лінія з довжиною хвилі λ_o (рис. 4.1). Наявність незміщеної лінії пояснюється тим, що частина фотонів розсіюється на електронах, сильно зв'язаних з атомами. Співвідношення інтенсивностей зміщеної і незміщеної ліній залежить від роду матеріалу, а значення довжини хвилі λ не залежить від роду матеріалу, а тільки від кута розсіювання θ :

$$\lambda(\theta) = \lambda_o + 2 \cdot \lambda_K \sin^2 \frac{\theta}{2} \quad (4.3)$$

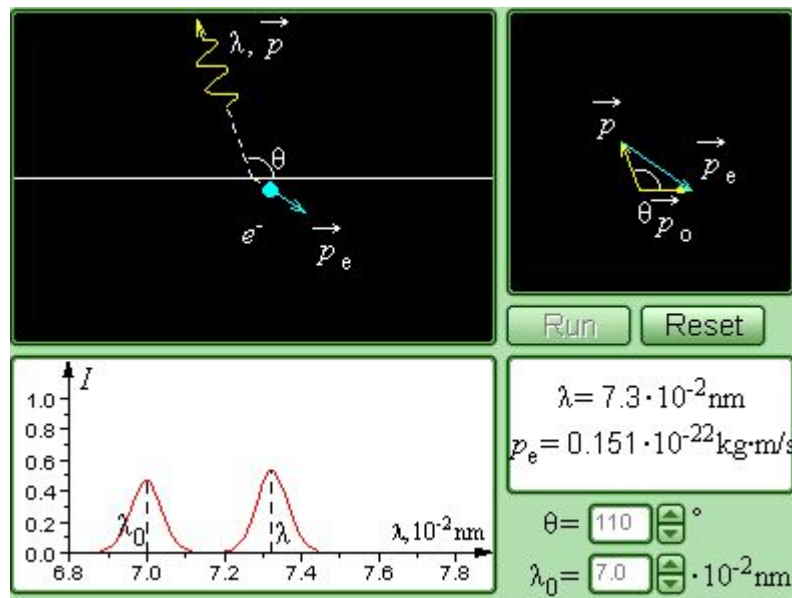


Рисунок 4.1 – Схема розсіювання фотона на вільному електроні

Явище Комптона є яскравим підтвердженням квантової теорії.

Справедливість рівняння (4.1) була в подальшому підтверджена низкою експериментів:

1. В 1923 році Комптон експериментально підтвердив справедливість (4.1);
2. Пізніше, також в 1923 році Боте і Вільсон спостерігали електрони віддачі;
3. В 1925 році Боте і Гейгер показали, що розсіяний фотон і електрон віддачі появляються одночасно;
4. В 1927 році Блес експериментально перевінив значення енергії віддачі електрона.

Під час проведення комп'ютерного експерименту можна змінювати довжину хвилі λ_o падаючого

випромінювання і кут θ розсіяння фотонів. На екран дисплея виводиться графік залежності інтенсивності I розсіяного випромінювання від довжини хвилі для фіксованого кута розсіяння. На дисплеї висвічується також значення довжини хвилі λ центра зміщеної лінії та імпульс віддачі електрона p_e (рис. 4.1). В правому верхньому вікні будується діаграма імпульсів.

Хід роботи

Завдання 1. Ознайомлення із можливостями комп'ютерної моделі

1. Виставити максимальне, а потім мінімальне значення кута розсіяння θ і довжини хвилі λ_o падаючого рентгенівського випромінювання.

Для даного значення λ_o (визначеного із таблиці варіантів) виміряти значення λ для максимального і мінімального значення θ .

Таблиця варіантів

№ варіанту	1	2	3	4	5	6	7	8
$\lambda_o \cdot 10^{11}, \text{м}$	3	4	5	6	7	8	9	10

3. За допомогою формули для імпульсу фотона $p_\phi = h/\lambda$ визначити максимальне і мінімальне значення імпульсу розсіяних фотонів.

Завдання 2. Визначення довжини хвилі падаючого рентгенівського випромінювання λ_o за допомогою графіка залежності $\lambda(\theta)$.

1. Провести виміри λ від θ для фіксованого значення λ_o . Дані занести в таблицю.

2. Побудувати графік залежності $\lambda(\theta)$ в координатах $\lambda(\sin^2 \theta/2)$.

$\lambda \cdot 10^{11}, \text{м}$								
$\theta, ^\circ$								
$\sin^2 \theta/2$								

3. Із графіка визначити λ_o і значення комптонівської постійної λ_K (із нахилу графіка залежності (4.3)).

Завдання 3. Визначення маси електрона.

Використовуючи отримане значення λ_K за допомогою формули

$$m = \frac{h}{\lambda_K \cdot c}$$

визначити масу електрона і порівняти її значення із табличним.

Контрольні запитання

1. Вкажіть зв'язок хвильових і корпускулярних характеристик фотонів.
2. Які електрони називаються вільними, а які зв'язаними?
3. Коли фотони проявляють в більшій мірі властивості корпускул, а коли хвиль?
4. В чім суть ефекту Комптона?
5. Які закони збереження виконуються під час розсіяння фотонів на електронах?
6. Чому довжина хвилі розсіяних фотонів більша, ніж падаючих?
7. Від чого залежить різниця довжини розсіяної і падаючої хвилі?

Література

1. Хмельюк К., Цициліано Д. Фізика атома і твердого тіла: Навч. посібник. – К.: Вища школа, 1974. – 231 с.
2. Болеста І.М. Фізика твердого тіла. Навч. пос. – Львів: Видавн. центр ЛНУ імені Івана Франка. 2003. – 480с.
3. Бушманов Б.Н., Хромов Ю.А. Фізика твердого тела: Уч. Пособие для вузов. – М.: Высшая школа, 1971. – 224 с.
4. Блейкмор Дж. Физика твердого тела / Пер. с англ. Под ред. Д.Т. Андрианова. – М.: Мир, 1988. – 608 с.
5. Киттель Ч. Введение в физику твердого тела. – М.: Наука, 1978. – 791 с.
6. Епифанов Г.И. Физика твердого тела: Уч. Пособие. – Высшая школа, 1977. – 288 с.
7. Курик М.В., Цмось В.М. Фізика твердого тіла. Нав.посібник – К.: Вища школа, 1985, - 246 с.

8. Давидов А.С. Теорія твердого тела (Учебное пособие для студентов вузов). – М.: Наука, 1976.

5 Лабораторна робота В-42

Дослідження електростатичного поля

Мета: ознайомитись із принципом суперпозиції та навчитись розраховувати та зображати електричне поле, створене декількома різними зарядами.

Устаткування: комп'ютерна програма "El-pole"

Теоретичні відомості

Електричне поле – форма існування матерії, складова електромагнітного поля; існує навколо нерухомих зарядів (стаціонарне електричне поле) або виникає в результаті зміни магнітного поля (вихрове електричне поле).

Силовою характеристикою поля є **напруженість**.

Напруженість електричного поля (E) – векторна силова характеристика поля, визначається відношенням сили, з якою поле діє на точковий позитивний заряд, поміщений в

$$E = \frac{F}{q_0}$$

ньому, до величини цього заряду: q_0 , де q_0 – точковий заряд, F – сила, що діє з боку поля на заряд.

Напруженість в системі SI вимірюється в В/м (Н/Кл).

В кожній точці поля напруженість має певний напрямок і числове значення. Якщо рухатись від однієї точки поля до іншої таким чином, щоб напрямки векторів напруженості весь час були орієнтовані вздовж дотичної до напрямку переміщення, то отримані в результаті такого переміщення лінії дуже зручні для графічного представлення (зображення) поля.

*Лінії, дотичні до яких в будь-якій точці співпадають з напрямком напруженості поля в цій точці, називаються **силовими лініями** (рис. 5.1).*

Силкові лінії мають такі властивості: 1) починаються (виходять) на позитивних зарядах і закінчуються (входять) на негативних (рис. 5.1, б), 2) вони не перетинаються і не

перериваються, 3) густота ліній в околі деякої точки пропорційна значенню напруженості поля в цій точці.

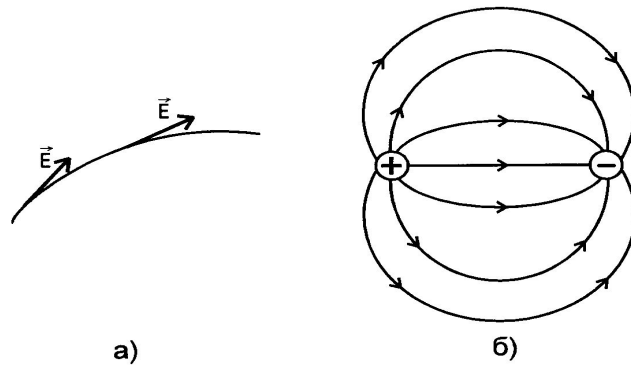


Рисунок 5.1 – Силові лінії електростатичного поля

Електричне поле, напруженість якого в кожній точці має одну і ту ж величину та напрям, називають **однорідним**.

Прикладом однорідного поля є поле, створене двома досить протяжними паралельними зарядженими пластинами (рис.5.2) (всередині між пластинами).

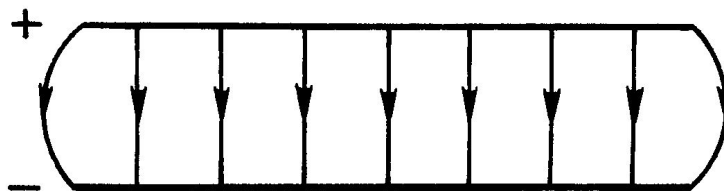


Рисунок 5.2 – Однорідне поле конденсатора

Напруженість поля, створена точковим зарядом, пропорційна величині заряду і обернено пропорційна квадрату відстані від заряду до точки, де визначається

$$E = \frac{q_0}{4\pi\epsilon\epsilon_0 r^2}$$

напруженість, тобто

Різні заряджені тіла створюють довкола себе різні електростатичні поля, але кожне з цих полів діє на розташований в ньому заряд q_0 за одним і тим же законом:

$F = E(r) \cdot q_0$. Щоб знайти силу, що діє на заряд, треба спочатку знайти напруженість поля в даній точці. Тому необхідно навчитись знаходити напруженість поля системи зарядів.

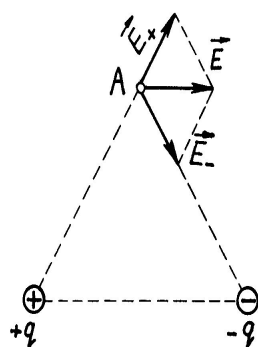


Рисунок 5.3 – Додавання векторів E

Для визначення напруженості електричного поля, створеного декількома зарядами, користуються принципом суперпозиції полів:

у вакуумі напруженість електричного поля, створеного системою нерухомих зарядів, дорівнює векторній сумі напруженостей електричних полів, створених кожним з цих зарядів зокрема.

Наприклад, напруженість поля, створеного зарядами $-q$ і $+q$ в точці A (рис. 5.3), може бути визначена як векторна сума напруженостей, створених кожним зарядом зокрема:

$$E = E_+ + E_-$$

$$E = E_1 + E_2 + E_3 + E_4, \text{ а}$$

Якщо б зарядів було 4, то тоді

$$E = \sum_{i=1}^n E_i$$

в загальному для n зарядів

Візьмемо для прикладу два різнойменні однакові за величиною заряди, виберемо три точки A , B і C (рис. 5.4) і побудуємо в кожній із них пару векторів напруженості

E_1 і E_2 . Потім виконаємо для кожної із вказаних точок

додавання векторів E_1 і E_2 і отримаємо результуючі вектори

E_A , E_B і E_C . Вони повинні бути дотичними до силових ліній

поля у відповідних точках. Ці три вектори підказують поведінку силових ліній, зображених на рис. 5.4.

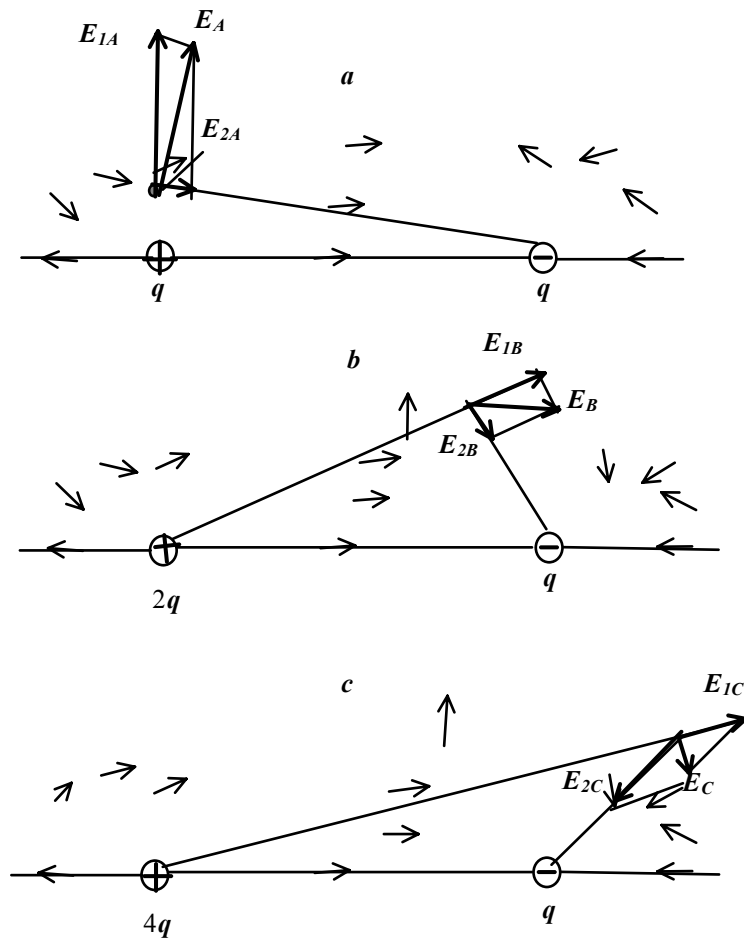


Рисунок 5.4 – Демонстрація принципу суперпозиції для випадку двох різних зарядів

Якщо величину додатного заряду збільшувати, то його вплив стає сильніший; поле заряду q_+ починає домінувати (пригнічувати) над полем заряду q_- (рис.5.4 *b,c*).

Тепер стає зрозумілим, як можна конструювати картину силових ліній поля системи із декількох зарядів.

Зверніть увагу на те, що силові лінії електричного поля незамкнуті, тобто мають початок і кінець, що мають початок і не мають кінця (“+q”) або мають кінець і не мають початку (“-q”); що вони не перетинаються і не перериваються; що сила, яка діє на заряд в різних точках однорідного поля, однакова, а неоднорідного – різна, і що густина силових ліній вказує на величину напруженості поля.

Послідовність виконання роботи

Завдання 1: Дослідити область домінування поля меншого за величиною із двох зарядів.

1. Для деякої заданої викладачем відстані $l = \dots$ між двома зарядами $q_1 = \dots$ $q_2 = \dots$ знайти на осі OX точки, для яких напруженість поля кожного із зарядів рівна за величиною, тобто $E_1 = E_2$.

2. Знайти рівняння кривої $y(x)$, для якої виконується умова $E_1(x,y) = E_2(x,y)$.

3. Запустити програму “El-pole” і отримати за її допомогою картину силових ліній результуючого поля для даних двох зарядів (див. пункт 1).

4. Роздрукувати її і побудувати на ній криву за рівнянням, отриманим в пункті 2.

5. Побудувати екіпотенціальні лінії. Зробити аналіз отриманих результатів.

Завдання 2. Візуалізація електростатичного поля декількох зарядів за допомогою силових ліній та екіпотенціальних поверхонь.

1. Для 3 – 7 різних зарядів отримати на моніторі картину силових ліній системи електричних зарядів і проаналізувати її (область максимальних і мінімальних значень напруженості, області максимальних градієнтів напруженості...).

2. Роздрукувати отриману картину силових ліній та побудувати на ній екіпотенціальні лінії.

Контрольні питання

1. Що таке електростатичне поле?
2. Що називається напруженістю електричного поля?
3. Що таке силові лінії електричного поля?

4. Які властивості силових ліній електричного поля і для чого вони використовуються ?

5. Сформулюйте принцип суперпозиції.

6. Що таке екіпотенціальні лінії (поверхні) і як вони співвідносяться із силовими лініями?

Література:

1. І.Є.Лопатинський. Курс фізики. Фізика для інженерів. – Л.: „Бескид Біт”, 2002.

2. І.М.Кучерук, В.П.Дущенко. Загальна фізика. Т.: 1. – К.: „Вища школа”, 1987 – 1991.

3. Г.Ф.Бушок і ін. Курс фізики. Кн. 1. – К.: „Либідь”, 2001.

4. І.М.Кучерук, І.Т.Горбачук, П.П.Луцик. Загальний курс фізики. Т.: 1. – К.: „Техніка”, 2001.

5. Т.И.Трофимова. Курс физики. – М.: “Высшая школа”, 1990.

6 Лабораторна робота В-48

Мас-спектрометричне дослідження речовини

Мета: ознайомитись із методами сучасної мас-спектрометрії та навчитись визначати питомий заряд частинок

Устаткування: комп'ютерна програма "Мас-спектрометр".

Теоретичні відомості

Мас-спектрометрія – це сучасний метод визначення елементного складу речовини незалежно від його агрегатного стану. Особливо важливе значення цей метод має для вивчення процесів формування тонких конденсованих шарів, оскільки дозволяє 1) одночасно контролювати склад як молекулярного пучка, що осаджується, і конденсату, що утворився; 2) зміну складу і парціальних тисків залишкових газів; 3) термодинамічні характеристики процесів сорбції, випаровування і конденсації; 4) визначення ізотопного складу речовини. Розвиток в останній час мас-спектрометрії вторинних йонів дає можливість отримувати інформацію про елементарні акти взаємодії частинок на поверхні твердих тіл.

В мас-спектрометричному методі процеси випаровування зазвичай вивчають, аналізуючи молекулярні пучки, що витікають через ефузійний отвір комірки Кнудсена, яка містить речовину в твердому стані, яка перебуває в рівновазі із своєю парою за певної температури. Знання термодинамічних характеристик потрібне не тільки для розуміння процесів випаровування і конденсації, але і для створення, наприклад, фізико-технологічних передумов виготовлення тонких конденсованих плівок із складних сполук, а також прогнозування їх властивостей.

Для аналізу складу молекулярного пучка, залишкових газів і визначення термодинамічних характеристик зазвичай використовують мас-спектрометри, що мають досить високу чутливість ($\sim 10^{-8}$ А/Па) і роздільну здатність ($M/\Delta M > 1000$). Високотемпературна мас-спектрометрія в якості джерел молекулярних пучків частинок досліджуваних сполук застосовує кнудсенівський (випаровування із ефузійних

комірки) і ленгмюрівський (випаровування з відкритої поверхні) методи.

Мас-спектрометричний метод використовує основну властивість речовини – масу молекул (атомів), а точніше – відношення маси до заряду: m/e (або ж питомий заряд: e/m). За допомогою мас-спектрометра можна отримати інформацію про склад як залишкових газів, так і молекулярного пучка речовини, що випаровується.

Під дією електронів молекули залишкових газів або пара досліджуваної речовини йонізуються. Для ідентифікації утворених йонів використовується розмежування, розділення в просторі або в часі частинок аналізованої речовини у відповідності з відношенням m/e маси до заряду в умовах високого вакууму.

4

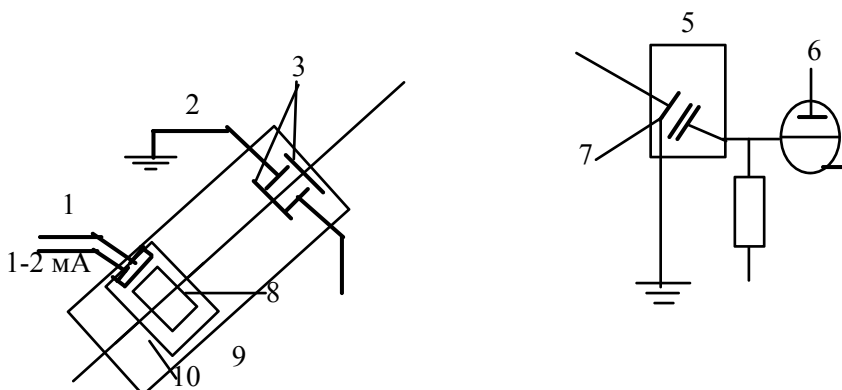


Рисунок 6.1 – Принципова схема мас-спектрометра МИ-1305:

1 – катод; 2 – відхиляючі електроди; 3 – прискорюючі електроди; 4 – електромагніт; 5 – приймач йонів; 6 – підсилювач; 7 – вхідна щілина приймача; 8 – підкладка; 9 – випаровувач; 10 – йонізаційна камера

Молекули досліджуваної речовини йонізуються в йонізаційній камері 10 (рис. 6.1) під дією електронів, що емітують з катоду 1. Утворені йони прискорюються в електростатичному полі U і фокусуються у вузький пучок в

йонно-оптичній системі мас-спектрометра. Потім йони проходять через камеру аналізатора, яка поміщена в поперечне магнітне поле секторного типу, що створюється електромагнітом 4 з полюсними наконечниками у формі трапеції.

Якщо знехтувати початковими швидкостями йонів, то можна вважати, що у всіх йонів після прискорення буде однакова енергія:

$$eU = mv^2 / 2, \quad (6.1)$$

де m – маса йона;

e – його заряд;

U – прискорююча напруга;

v – швидкість йона на виході із джерела йонів.

В поперечному магнітному полі йони зазнають дії сили Лоренца, яка викривлює їх траєкторію, надаючи їм доцентрового прискорення:

$$e v B = mv^2 / R, \quad (6.2)$$

де B – індукція магнітного поля;

R – радіус йонної траєкторії.

Із виразів (6.1) і (6.2) отримуємо

$$R = \frac{\sqrt{2U}}{B} \sqrt{\frac{m}{e}}. \quad (6.3)$$

Таким чином, в магнітному полі йонний пучок ділиться на кілька траєкторій, в кожній з яких є йони тільки з одним значенням m/e .

Часто використовуються так звані “180 – градусні мас-спектрометри”, в яких заряджені частинки змінюють напрям свого руху на 180° (рис.6.2). Такі мас-спектрометри використовуються, наприклад, для поділу (сортування) ізоотопів, тобто ядер атомів з однаковим зарядом, але з різними масовими числами.

Вперше такі дослідження провів Астон, який довів, що майже всі елементи складаються з ізоотопів. Він зробив узагальнення, яке назвав **правилом цілих чисел: істинні атомні маси всіх елементів є цілі числа**. Всі відхилення атомних мас у таблиці елементів від цілих чисел пояснюються тим, що багато простих речовин є сумішами ізоотопів.

У мас-спектрометрах заряджені частки рухаються в камері, у якій створений високий вакуум, в однорідному магнітному полі. Частки влітають у камеру, попередньо пролетівши через селектор швидкостей. Траєкторії часток – це дуги кола радіусом

$$R = \frac{m \cdot v}{e \cdot B} \quad (6.4)$$

Комп'ютерна модель дозволяє змінювати індукцію магнітного поля B і швидкість часток v . Дослід з розділенням ізотопів може бути виконаний для ізотопів вуглецю, неону й урану, а також для ізотопів невідомої речовини.

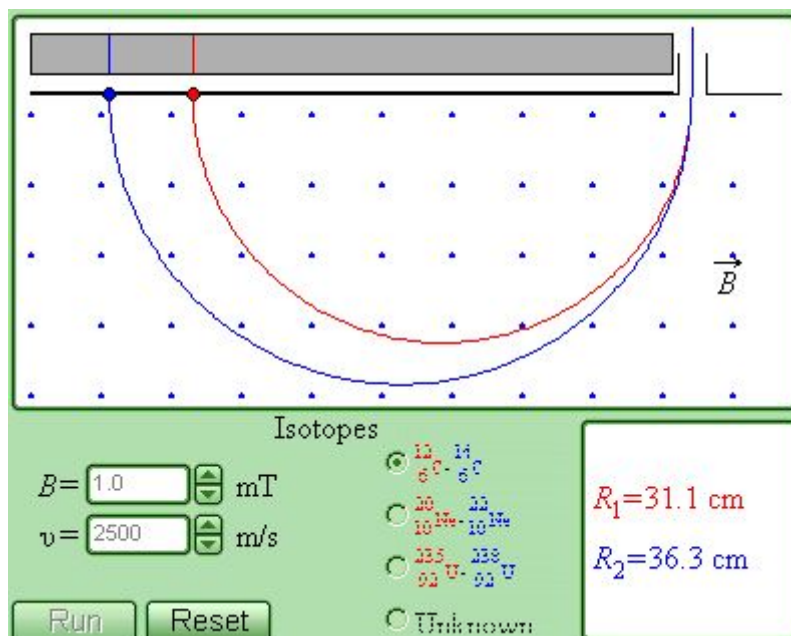


Рисунок 6.2 – Просторове розділення пучка заряджених частинок в мас-спектрометрі

Хід роботи

Завдання 1. Ознайомлення із можливостями комп'ютерної моделі.

1. Змінюючи у вікні інтерфейсу величину індукції магнітного поля від мінімального до максимального значень, спостерігати за зміною форми траєкторії і зміною радіусів траєкторії для вибраних ізотопів по чергово. Значення швидкості частинок вибрати постійним.

2. Для фіксованого (оптимального) значення B змінювати значення швидкості вказаних ізотопів і спостерігати за зміною їх траєкторії руху в магнітному полі.

Завдання 2. Визначення маси відомих ізотопів.

1. Встановити для відповідного ізотопу (перша п'ятірка за списком – C; друга – Ne; третя – U) такі значення індукції магнітного поля B і швидкості частинок v , щоб їх траєкторія поміщалась в межах камери мас-спектрометру.

2. Враховуючи (6.4), визначити масу ізотопів в а.о.м. за допомогою формули

$$m = \frac{R \cdot B \cdot e}{v \cdot 1,6606 \cdot 10^{-27}} \text{ (а.о.м.)} \quad (6.5)$$

3. Порівняти отримані значення маси ізотопів із наведеними на інтерфейсі.

Завдання 3. Визначення маси невідомих ізотопів.

1. Встановити у вікні значень B величину індукції магнітного поля згідно вашого варіанту.

Таблиця варіантів

№ варіанту	1	2	3	4	5	6	7	8
$B, \text{ мТл}$	3	4	5	6	7	8	9	10

2. Підібрати значення швидкості невідомих ізотопів таке, щоб в камері мас-спектрометра помістилось півколо їх траєкторії.

3. Знайшовши радіуси траєкторій, за допомогою формули (6.5) визначити масу невідомих ізотопів.

4. Проаналізувати отримані результати, визначити похибки вимірювань і визначити за допомогою довідників досліджувану речовину.

Контрольні запитання

1. Які властивості чи процеси в твердих тілах можна досліджувати за допомогою методів мас-спектрометрії?
2. Який принцип використовується в роботі мас-спектрометрів?
3. Як однорідне магнітне поле впливає на рух заряджених частинок?
4. Як визначити напрям та величину сили Лоренца?
5. Що називають питомим зарядом ?
6. Що таке ізотопи, ізобари?

Література

1. Структура и физические свойства твердого тела. Лабораторный практикум: Учеб. пособие / Под ред. проф. Л.С.Палатника.– Киев: Вища школа. 1983.–264 с.
2. Курик М.В., Цмось В.М. Фізика твердого тіла. Нав.посібник – К.: Вища школа, 1985, - 246 с. (Розділ 10).
3. Киттель Ч. Введение в физику твердого тела. – М.: Наука, 1978. – 791 с. (Главы 2,3).

Додаткова література

4. Болеста І.М. Фізика твердого тіла. Навч. пос. – Львів: Видавн. центр ЛНУ імені Івана Франка.2003. – 480с.
5. Бушманов Б.Н., Хромов Ю.А. Фізика твердого тела: Уч. Пособие для вузов. – М.: Высшая школа, 1971. – 224 с.
6. Блейкмор Дж. Физика твердого тела / Пер. с англ. Под ред. Д.Т. Андрианова. – М.: Мир, 1988. – 608 с.
7. Епифанов Г.И. Физика твердого тела: Уч. Пособие. – Высшая школа, 1977. – 288 с.

7 Лабораторна робота В-49

Дослідження магнітного поля, створеного прямолінійними паралельними провідниками із струмом

Мета: ознайомитись із принципом суперпозиції та навчитись розраховувати та зображати магнітне поле, створене декількома прямолінійними паралельними провідниками із струмом.

Устаткування: комп'ютерна програма "M-pole"

Теоретичні відомості

Дослідження показують, що подібно до того, як в просторі довкола електричних зарядів існує електричне поле, в просторі довкола рухомих зарядів або там, де є змінне електричне поле або постійний магніт, існує поле, яке називають магнітним.

Наявність магнітного поля виявляють за силовою дією на внесений в нього провідник зі струмом або постійний магніт (магнітну стрілку). Назву "магнітне поле" зв'язують з орієнтацією магнітної стрілки під впливом поля, створеного провідником, через який протікає електричний струм. Це явище відкрите датським фізиком Х.Ерстедом (1777-1851). Особливістю магнітного поля є те, що воно діє на магніти і рухомі електричні заряди.

Магнітне поле – складова електромагнітного поля, через яку здійснюється взаємодія магнітів, рухомих зарядів або рухомих зарядів з магнітами.

Подібно до того, як для дослідження електричного поля використовувались точкові електричні заряди, для дослідження магнітного поля використовують замкнутий контур зі струмом (рамка зі струмом), магнітне поле якого практично не спотворює досліджуване. Досліди показують, що якщо в магнітне поле помістити такий контур (рамку з струмом), то він відповідним чином орієнтується (повертається), причому напрям його орієнтації залежить від напрямку струму в ньому і напрямку магнітного поля. Такий

контур зі струмом (рамка) використовується для встановлення кількісної характеристики магнітного поля. Якщо таку рамку зі струмом помістити в магнітне поле, то на неї з боку поля буде діяти пара сил. Під дією цієї пари сил рамка в магнітному полі відповідним чином орієнтується (повертається, рис. 7.1). Досліди показують, що із зміною величини струму змінюється величина максимального механічного (M) і магнітного (P) моментів, а їх відношення

$$\frac{M}{P} = B$$

залишається сталою величиною, тобто $\frac{M}{P}$, і може бути характеристикою магнітного поля (порівняйте з напруженістю електричного поля). Величина B дістала назву вектора індукції магнітного поля.

Індукція магнітного поля B – векторна силова характеристика магнітного поля, величина якої визначається відношенням максимального обертового моменту, що діє на рамку із струмом ($M = Fl$), до її магнітного моменту ($P = IS$).

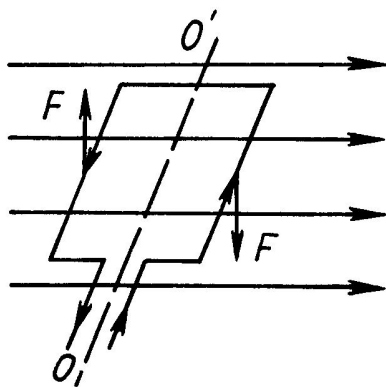


Рисунок 7.1 – Рамка в однорідному магнітному полі

Враховуючи значення механічного і магнітного

$$B = \frac{F \cdot l}{I \cdot S}$$

моментів, модуль вектора індукції магнітного поля

В системі SI індукція магнітного поля вимірюється в теслах (Тл). 1 Тл – магнітна індукція такого однорідного магнітного поля, яке діє з силою 1 Н на кожний метр довжини провідника, розміщеного перпендикулярно до напрямку поля, якщо через провідник протікає струм 1 А.

$$[B] = \frac{H}{Am} = \text{Тл}$$

Оскільки магнітне поле є силовим, то його за аналогією з електричним, на рисунку зображують силовими лініями.

Лінії, дотичні до яких в кожній точці співпадають з напрямом вектора індукції B , називають лініями магнітної індукції.

Лінії індукції магнітного поля постійних магнітів виходять з північного полюса і входять в південний (рис. 7.2). Напрямок ліній індукції магнітного поля прямого провідника із струмом визначається **правилом правого гвинта** (рис. 7.3): якщо поступальний рух правого гвинта співпадає з напрямом струму, то напрям обертання головки гвинта вказує на напрям силових ліній індукції поля.

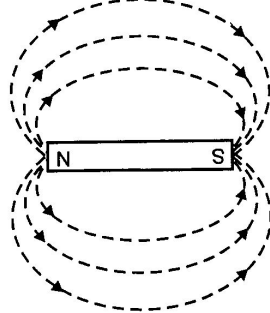


Рисунок 7.2

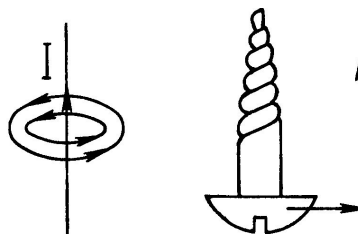


Рисунок 7.3

Індукція магнітного поля, створеного нескінченно довгим провідником зі струмом, у будь-якій точці визначається із співвідношення

$$B = \frac{\mu\mu_0 I}{2\pi R}, \quad (7,1)$$

де R – відстань від провідника до точки, де

визначається індукція,

I – струм, що тече через провідник.

Одержати (проявити) силові лінії магнітного поля можна, використавши залізні ошурки (пригадайте з шкільного курсу). Лінії індукції магнітного поля – замкнуті, тобто не мають початку і кінця (співставте – для електричного поля мають початок і кінець). Поле, силові лінії якого замкнуті, називається вихровим.

Магнітне поле, індукція якого в кожній точці і за величиною і за напрямом однакова, називається **однорідним**.

Для магнітного поля, як і для електричного, виконується **принцип суперпозиції**:

індукція магнітного поля, створеного декількома струмами, дорівнює векторній сумі індукцій полів, створених кожним струмом зокрема:

$$\vec{B} = \sum_{i=1}^n \vec{B}_i \quad (7,2)$$

Якщо два прямолінійні провідники зі струмом ($I_1 = I_2$) розташувати перпендикулярно до площини листка, то напрям струму “від нас” зображається хрестом або знаком “плюс” (видно оперення стріли), а “до нас” – кружечком із крапкою в центрі (видно вістря стріли), як це зображено на рисунку 7.4.

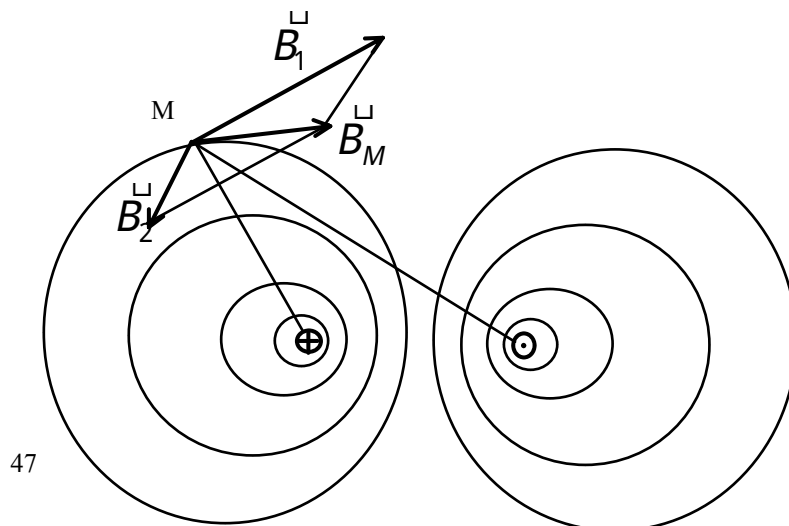


Рисунок 7.4 – Демонстрація принципу суперпозиції магнітних полів

Тоді для знаходження вектора індукції результуючого магнітного поля в деякій точці M необхідно:

1) за допомогою формули (7,1) розрахувати значення B_1 і B_2 в точці M ;

2) в точці M провести перпендикуляри до відрізків від даного провідника до точки M ;

3) відкласти вздовж цих перпендикулярів вектори B_1 і B_2 у відповідному масштабі із врахуванням напрямку ліній індукції;

4) згідно (7,2) додати ці вектори, тобто $B_M = B_1 + B_2$. Лінію індукції через точку M проводять так, щоб побудований вектор B_M був до неї дотичним (рис. 7.4).

Якщо ж магнітне поле породжене декількома провідниками із струмом чи іншими джерелами, то вектор індукції результуючого поля в будь-якій точці можна отримати, повторивши дії, викладені вище у пунктах 1-4.

Послідовність виконання роботи

Завдання 1: Дослідити область домінування магнітного поля меншого із двох струмів.

1. Для деякої заданої викладачем відстані $l = \dots$ між двома паралельними струмами $I_1 = \dots$ $I_2 = \dots$ знайти на осі OX точки, для яких індукція магнітного поля кожного із струмів рівна за величиною, тобто $B_1 = B_2$.

2. Знайти рівняння кривої $y(x)$, для якої виконується умова $B_1(x,y) = B_2(x,y)$.

3. Запустити програму “M-pole” і отримати за її допомогою картину ліній магнітної індукції результуючого магнітного поля для даних двох струмів (див. пункт 1).

4. Роздрукувати її і побудувати на ній криву за рівнянням, отриманим в пункті 2.

5. Зробити аналіз отриманих результатів.

Завдання 2. Візуалізація магнітного поля декількох паралельних провідників із струмом.

1. Для 3 – 7 різних значень струмів отримати на моніторі картину ліній магнітної індукції системи паралельних провідників із струмом і проаналізувати її (область максимальних і мінімальних значень магнітної індукції, області максимальних градієнтів магнітної індукції...).

2. Роздрукувати отриману картину ліній індукції та побудувати вектор індукції результуючого магнітного поля в точці, координати якої дає викладач (у відповідному масштабі).

Контрольні запитання

1. Що називають магнітним полем?
2. Що називається магнітною індукцією?
3. Що таке лінії індукції магнітного поля і як визначається їх напрям?
4. Які властивості ліній індукції магнітного поля і для чого вони використовуються ?
5. Сформулюйте принцип суперпозиції.
6. Як магнітне поле діє на провідник із струмом?

Література:

1. І.Є.Лопатинський. Курс фізики. Фізика для інженерів. – Л.: „Бескид Біт”, 2002.
2. І.М.Кучерук, В.П.Дущенко. Загальна фізика. Т.: 1. – К.: „Вища школа”, 1987 – 1991.
3. Г.Ф.Бушок і ін. Курс фізики. Кн. 1. – К.: „Либідь”, 2001.
4. І.М.Кучерук, І.Т.Горбачук, П.П.Луцик. Загальний курс фізики. Т.: 1. – К.: „Техніка”, 2001.
5. Т.И.Трофимова. Курс физики. – М.: “Высшая школа”, 1990.

