

Міністерство освіти і науки України
Прикарпатський національний університет імені Василя Стефаника
Фізико-технічний факультет
Кафедра фізики і хімії твердого тіла

Лабораторні роботи



ФІЗИКА АТОМА І АТОМНОГО ЯДРА

Івано-Франківськ ,2023

ЛАБОРАТОРНА РОБОТА №1

ТЕМА: Дослідження розсіювання α -частинок в речовині (моделювання досліду Резерфорда на ЕОМ).

МЕТА: перевірити формулу Резерфорда, визначити заряд ядра методом моделювання експерименту.

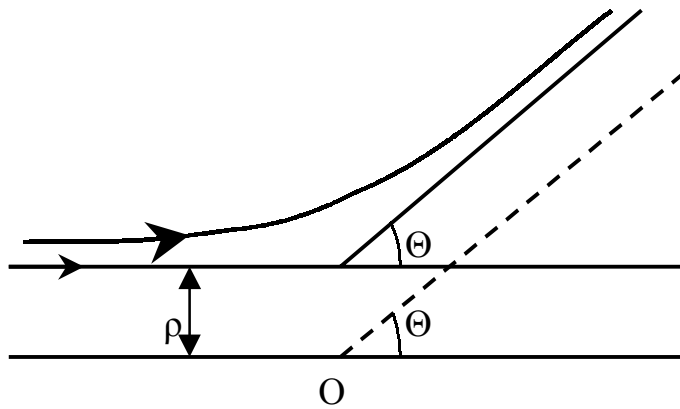
ТЕОРЕТИЧНІ ВІДОМОСТІ

1. Властивості α -частинок.
2. Дослід Резерфорда.
3. Теорія розсіювання α -частинок. Формула Резерфорда.
4. Визначення заряду ядра.

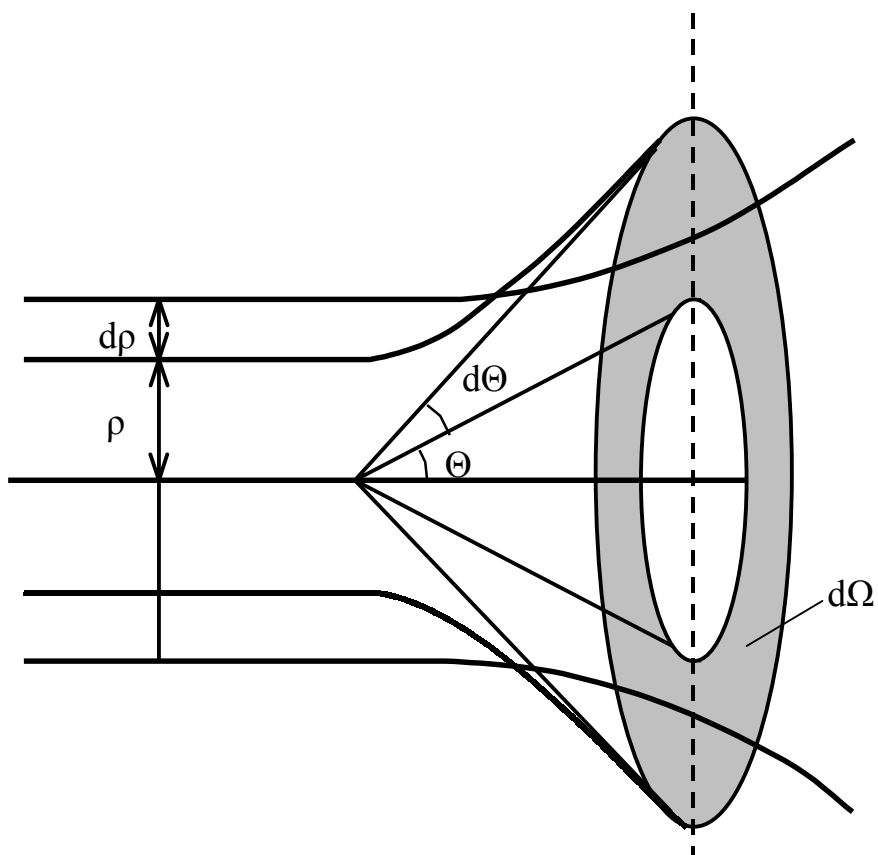
Одним з кращих засобів дослідження структури атома є зондування його швидкими частинками – електронами або α -частинками. α -частинки випромінюються багатьма радіоактивними речовинами. Вони відхиляються в електричному і магнітному полях. Звідки випливає, що вони заряджені позитивно. Проте поля, які викликають помітне відхилення електронів, не впливають на траєкторію α -частинок, це означає, що вони мають 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 гелієм (He^4_2).

Паралельний пучок α -частинок, пройшовши крізь шар речовини, розсіюється, α -частинки дещо змінюють свій напрям руху. Дослідження розсіювання тонкими металевими фольгами показали, що дуже часто спостерігається відхилення α -часток на невеликі кути, в середньому 2° – 3° . Поруч з розсіюванням на малі кути співробітники Резерфорда Гейгер і Марсден виявили, що деяка кількість α -частинок (~ 10 на 8000) розсіюється на дуже великі кути, що іноді перевищують 90° і досягаючи в деяких випадках 180° . Пояснити ці великі кути розсіювання накопиченням випадкових малих відхилень виявилось неможливим. Великі кути розсіювання спостерігаються як при проходженні α -частинок крізь металеві фольги, так і в газах, і їх можна виявити на вільсонівських фотографіях, які показують, що великі кути відхилення утворюються не в результаті накопичення малих відхилень, а в результаті накопичення малих відхилень, а в результаті одного співудару.

Резерфорд вказав на те, що це можливо в тому випадку якщо в середині атома є дуже сильне електричне поле, яке утворюється позити-



Мал.1. Схема розсіювання α -частинок на ядрі



Мал.2. Залежність кута розсіювання частинки від прицільного параметра

вним зарядом, зв'язаним з великою масою і сконцентрованим в дуже малому об'ємі (радіус порядку 10^{-15} м). Звідси і 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 замкнених орбітах.

На підставі цих уявлень Резерфорд розвинув кількісну теорію розсіювання α -частинок. Нехай в О (мал.1) міститься розсіююче ядро, заряд якого $+Ze$. Припустимо, що маса його настільки більша від маси α -частинки, що при взаємодії з останньою ядро можна вважати за нерухоме. Припустимо, що сила взаємодії між ядром і α -частинкою підлягає закону Кулона. Класична механіка показує, що при всіх цих припущеннях α -частинка повинна описувати відносно ядра О 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 (мал.1) від ядра (прицільна віддаль).

На основі закону збереження моменту імпульсу і енергії:

$$\rho = kctg(\varphi/2), \quad (1)$$

де φ – кут відхилення α -частинки, а

$$k = \frac{Ze^2}{2\pi\epsilon_0 Mv^2} \quad (1')$$

Оскільки прицільна віддаль ρ для окремих α -частинок не доступна вимірюванню, то перевірити (1) 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 φ до $\varphi + d\varphi$ частинка повинна пролетіти поблизу розсіюючого центру по траєкторії, прицільний параметр якої міститься в межах від ρ до $\rho + d\rho$ (мал.2), причому як слідує із формули (1), прирости зв'язані співвідношенням:

$$d\rho = -\frac{k}{2\sin^2(\varphi/2)} d\varphi. \quad (2)$$

Знак мінус обумовлений 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 напрямки, що відповідають кутам розсіювання від φ до $\varphi + d\varphi$ знайдемо як:

$$d\Omega = \frac{dS}{R^2} = 2\pi \sin\varphi d\varphi. \quad (3)$$

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

$$dN = 2\pi\rho N d\rho.$$

Враховавши формулу (2) запишемо:

$$dN = 2\pi\rho N \frac{k}{2\sin^2(\varphi/2)} d\varphi$$

Підставимо сюди значення ρ із (1):

$$dN = 2\pi N \frac{k^2 \sin\varphi}{4\sin^4(\varphi/2)} d\varphi.$$

Останній вираз згідно (3) можна записати так:

$$dN = N \frac{k^2}{4\sin^4(\varphi/2)} d\Omega \quad (4)$$

Якщо ввести поняття ефективного перерізу розсіювання, то із співвідношення (4) отримаємо:

$$d\sigma = \frac{dN}{N} = \frac{k^2}{4\sin^4(\varphi/2)} d\Omega \quad (5)$$

Це і є формула Резерфорда. Величина k визначається згідно формули (1'), тому остаточно:

$$d\sigma = \left(\frac{Ze^2}{2\pi\epsilon_0 Mv^2} \right)^2 \frac{1}{4\sin^4(\varphi/2)} d\Omega \quad (6)$$

Формула Резерфорда дає змогу експериментально знайти заряд ядра Z . Справді, підраховуючи число α -частинок, розсіяних на кут φ , 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 наведених співвідношень випливає, що коли змінювати кут φ і залишати сталими інші величини, то:

$$\frac{dN \sin^4(\varphi/2)}{\sin \varphi} = \text{const.} \quad (7)$$

Цю формулу і потрібно перевірити в даній роботі.

ПОРЯДОК ВИКОНАННЯ РОБОТИ

1. Задати число α -частинок, що попадають на розсіюючий центр (~ 10000).
2. Визначити число частинок при різних кутах відхилення.
3. Обчислити $\sin^4(\varphi/2)$ і одержані результати занести в таблицю.
4. Перевірити виконання формули (7).
5. Побудувати графік залежності числа розсіяних α -частинок від їх кута відхилення.
6. Обчислити похибку експерименту.
7. Провести обробку експериментальних даних за методом найменших квадратів з використанням лінійної, квадратичної та обернено пропорційної залежності.

Лабораторна робота №2

Вивчення ефекту Франка і Герца

Мета: Виявити дискретні рівні енергії атомів при допомозі досліду Франка і Герца,

Прилади та обладнання: Джерела постійної напруги, амперметр, мікроамперметр, вольтметр, потенціометри, трьохелектродна лампа, вимикачі.

Теоретичний вступ

Дослід Франка і Герца, проведений у 1913р, став яскравим експериментальним підтвердженням постулатів Бора про існування стаціонарних енергетичних станів атомів та випускання або поглинання атомом кванта випромінювання при переході з одного стаціонарного стану в інший.

Ідея досліду полягає у вимірюванні кількості енергії, яка передається атому під час його співударів з електронами,

Оскільки атоми володіють дискретними значеннями енергії, то удари між електронами і атомами можуть бути як пружні, так і непружні.

Удар називають пружним, якщо електрон не передає атому енергію, а лише змінює напрям своєї швидкості.

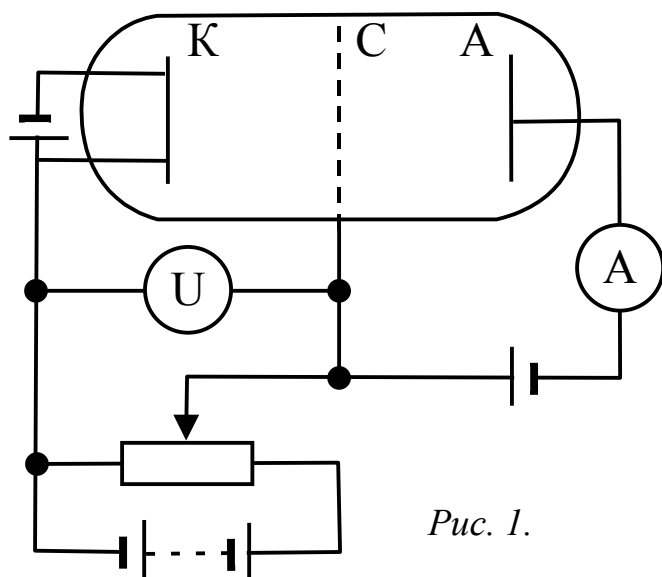
Непружним називають удар, в результаті якого за рахунок енергії електрона змінюється внутрішній стан атома, тобто електрон при зіткненні з атомом передає атому ту енергію, яка потрібна для переведу його в збуджений стан.

У досліді джерелом електронів є катод (К), а досліджуваною речовиною — пари ртуті при тиску 0,1 мм рт. ст. (рис. 1). Між сіткою і анодом створюється слабе затримуюче електричне поле (напругою близько

0,5В) і визначається залежність анодного струму (I) від напруги на сітці(U).

Добуту криву показано на рис.2. Першого максимуму сила струму досягає, при напрузі 4,9В. Потім величина струму різко спадає. Наступний максимум настає при напрузі 9,8В і т. д. Пояснити таку залежність I від U можна тільки наявністю стаціонарних станів атома ртуті.

Якщо напруга менша 4,9В, то зіткнення електронів з ато-



мами пружні. Струм I зростає пропорційно напрузі U . Коли напруга підвищується до 4,9В, зіткнення електронів з атомами вже непружні. Внутрішня енергія атома збільшується стрибком, а електрон після зіткнення втрачає всю свою кінетичну енергію. Затримуюче поле не пропускає до анода повільні електрони, і величина струму різко зменшується.

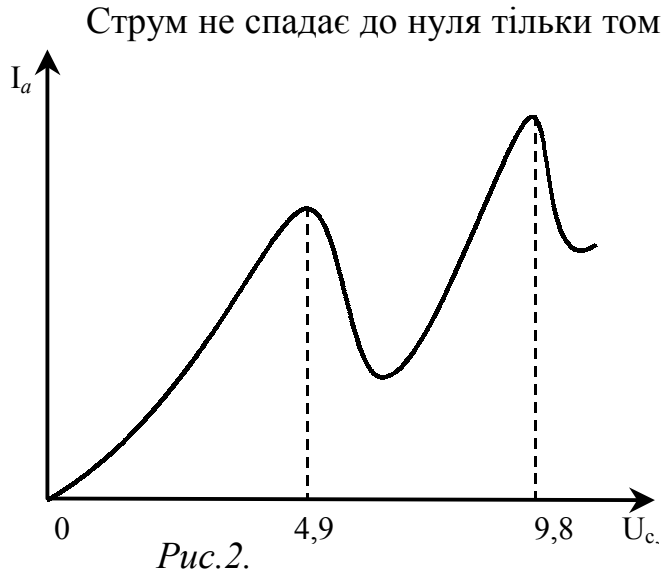


Рис.2.

Струм не спадає до нуля тільки тому, що якась частина електронів досягає сітки, не зазнавши непружних зіткнень. Другий максимум кривої, поданої на рис. 2, виникає тому, що при напрузі 9,8В електрони на шляху до сітки зазнають двох непружних зіткнень.

Потрібної для непружного зіткнення енергії електрон набуває тільки тоді, коли досягає сітки після проходження різниці потенціалів 4,9В. Звідси випливає, що внутрішня енергія атомів

ртуті не може змінюватися на величину, меншу $\Delta W = 4,9\text{eV}$. Отже, внутрішня енергія атома не може набути довільних значень і не може змінюватися на довільні значення. Це свідчить про те, що атом має дискретний набір стаціонарних станів. Правильність цього висновку підтверджується й тим, що при напрузі 4,9В пари ртуті починають випромінювати. Частота випромінювання, знайдена за формулою

$$\omega = \frac{\Delta W}{\hbar}, \quad (1)$$

$\hbar$ – стала Планка; $\Delta W = eU$; U – критичний потенціал атома ртуті, збігається з експериментальним спостереженням. Це означає, що збуджені атоми ртуті переходять потім у нижчі енергетичні стани і випромінюють світлові кванти відповідно до другого постулату Бора,

Критичним потенціалом називають різницю потенціалів, пройшовши яку, електрон при зіткненні з атомом зазнає непружного удару, Критичний потенціал переходу атома з основного стану в перший збуджений стан називають першим або резонансним. Критичний потенціал переходу атома з основного стану в другий збуджений стан називають другим і т.д,

Аналогічні досліди були проведені із іншими газоподібними речовинами. Було встановлено, що в парі калію електрони втрачають енергію порціями в 1,63 eВ; в парі натрію — порціями в 2,12 eВ; в гелію – порціями в 21eВ.

Опис методу і установки

Вивчення недружних ударів електронів з атомами інертних газів в даній лабораторній роботі проводять на установці принципова схема якої показана на рис. 3. Робочою лампою є радіолампа тиратрон ТГ-01/03, запов-

нений аргоном, також використовують лампи для вимірювання вакууму ЛМ-2 або ПМИ-2, заповнені гелієм.

Для визначення резонансного потенціалу атома аргону і довжини хвилі фотона, випромінюваного ним, знімають вольт-амперну характеристику лампи $I = f(U)$ при незмінній напрузі U_1 .

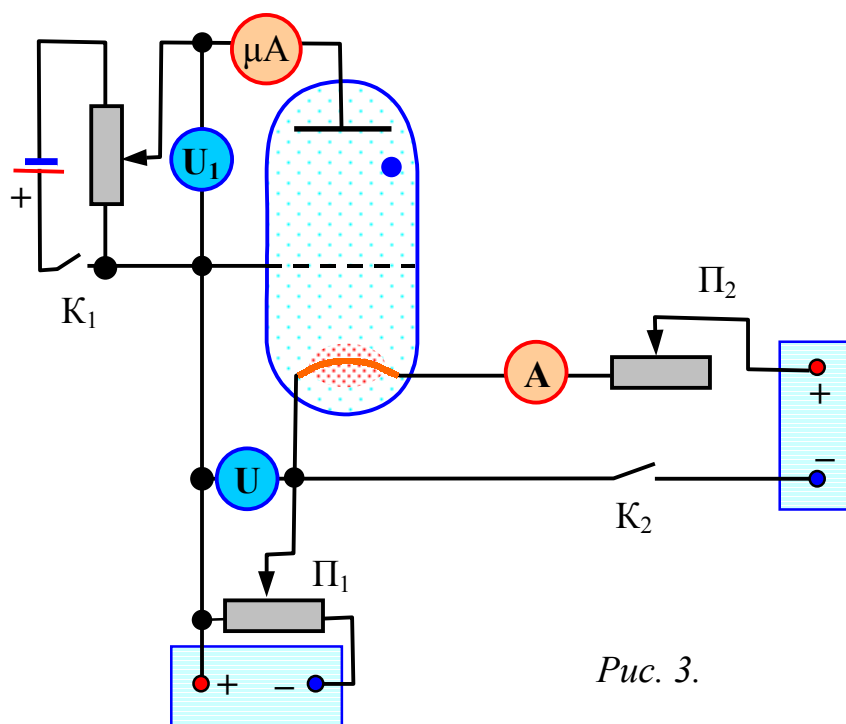


Рис. 3.

Підігрівання катода здійснюється за допомогою потенціометра Π_2 на блоці живлення ІЭПП-1. Перед вмиканням ручки потенціометрів встановлюють в нульове положення. Величина струму в колі анода вимірюється мікроамперметром (μA), а струм розжарення – амперметром (A). На анод відносно сітки подається невеликий від'ємний потенціал

(U_1), який створює слабе затримуюче електричне поле. На сітку відносно катода подається прискорюючий потенціал (U). Мікроамперметром (μA) і вольтметром (U) реєструється зміна I від U.

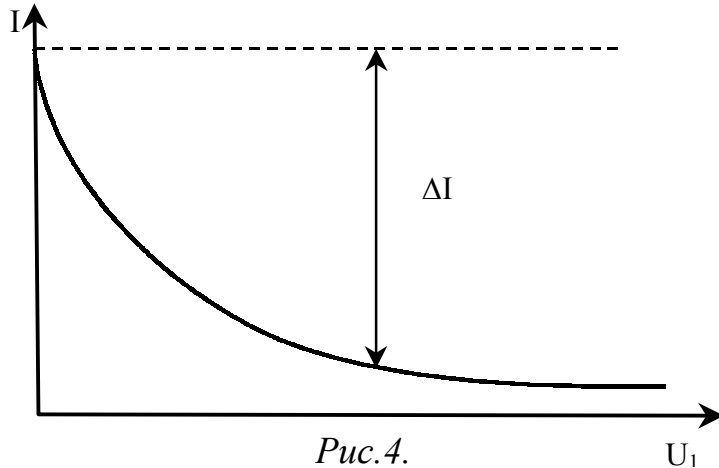
При знятті вольт-амперної характеристики виникає ряд експериментальних труднощів. Падіння потенціалу вздовж нитки розжарення створює відмінність прискорюючих потенціалів між сіткою і різними точками нитки розжарення. В результаті отримується немоноенергетичний пучок електронів. Це, в основному, і впливає на форму кривої і на положення максимумів. Крім цього із усіх співударів при критичному потенціалі лише певна їх частка виявиться непружною. Цей фактор істотно впливає на глибину мінімуму. Спотворюючими факторами є також наявність об'ємних зарядів, можливе забруднення парами інших елементів відповідно з іншими потенціалами збудження, а також вторинні ефекти (фотоэффект від випромінювання збуджених атомів та ін.)

Також слід прийняти до уваги, що катод і анод в трубці з гарячим катодом завжди бувають зроблені із різних металів. Тому між катодом і анодом при відсутності зовнішньої напруги обов'язково є контактна різниця потенціалів, яка також належить до спотворюючих факторів.

Вмикання прискорюючої напруги U здійснюється тумблером "Сеть" на блоці живлення ВУП-2, а подається U на сітку лампи через потенціометри на блоці живлення і на панелі лампи (плавна зміна напруги).

Крива затримки залежності анодного струму I від затримуючого потенціалу U_1 знімається при незмінній різниці потенціалів U . Добуту криву затримки, тобто криву розподілу електронів за енергіями (рис. 4), використовують для оцінки поперечного перерізу електронно-атомних зіткнень.

За графіком (рис. 4) визначають I та ΔI , де I початковий струм, а I –



число електронів, які зазнали непружного удару з атомами в об'ємі V між сіткою і анодом:

$$V = Sd, \quad (2)$$

де S – площа сітки, d – відстань між сіткою і катодом.

Теорія удару [1] дає для ΔI співвідношення:

$$\Delta I \approx eNnv\sigma V, \quad (3)$$

де e – заряд електрона, N – концентрація атомів газу, n – концентрація електронів, v – швидкість електрона; σ – поперечний переріз непружного удару електрона з атомом.

З деяким наближенням потік електронів можна оцінити так

$$nv = I / (S \cdot e). \quad (4)$$

Поперечний переріз непружного удару електрона з атомом, отриманий із співвідношень (2), (3), (4).

$$\sigma \approx \frac{\Delta I}{I} \cdot \frac{1}{Nd}. \quad (5)$$

Концентрацію атомів газу можна визначити з рівняння

$$N = \frac{P}{kT}, \quad (6)$$

де k – стала Больцмана, T – температура катода (~ 2000 К, P – тиск газу.

Тоді

$$\sigma = \frac{\Delta I}{I} \cdot \frac{kT}{Pd}. \quad (7)$$

Порядок виконання роботи

1. Зібрати електричне коло у відповідності із схемою, зображеною на рис. 3.
2. Перед ввімкненням установки в мережу перевірити положення потенціометрів, ручки яких повинні знаходитись в крайньому лівому положенні. Ввімкнути джерела живлення.
3. Потенціометром на блоці живлення ИЭПП-1 встановити струм розжарювання 0,5 А (1,14 А). Струм розжарювання необхідно змінювати повільно, очікуючи встановлення стаціонарного режиму роботи катода.
4. Зніміть залежність $I = f(U)$ при $U_1 = \text{const}$ для значень U_1 (1В, 2В, 3В), змінюючи U від 0 до 30В за допомогою ручки потенціометра Π_1 .
5. Побудуйте графік залежності $I = f(U)$ при $U_1 = \text{const}$. За графіком визначте значення резонансного потенціалу атома гелію.
6. Згідно з формулою (1) обчислити довжину хвилі фотона, що випромінюється атомом гелію.
7. При постійній напрузі на сітці U виміряти величини анодного струму I , змінюючи потенціометром затримуючу напругу. від 0 до 11В через 1В на джерелі живлення постійного струму Б5-50.
8. Побудувати графік залежності $I = f(U_1)$ і визначити на ньому I та ΔI .
9. Згідно з формулою (7) оцінити поперечний переріз електронно-атомних зіткнень.

Контрольні запитання

1. Сформулюйте постулати Бора.
2. Що називається пружним і непружним ударом електрона з атомом?
3. Що підтверджує дослід Франка і Герца?
4. Чому мінімальне значення анодного струму не дорівнює нулю?
5. Як пояснюється світіння газів при електричному розряді?
6. Пояснити характер зміни вольт-амперної характеристики в досліді Франка і Герца.

Лабораторна робота №3

Експериментальна перевірка співвідношення невизначеностей

Мета: Перевірити справедливості співвідношення невизначеностей Гейзенберга для фотонів.

Прилади та обладнання: лазер ЛГН-109, щілина з мікрометричним гвинтом, екран, рулетка на 2 м, мікроскоп МБП-2.

Теоретичні відомості

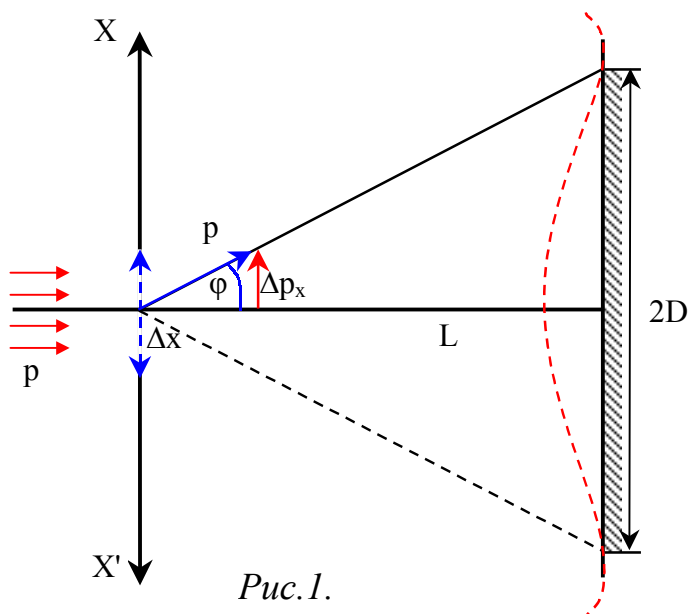
На відміну від класичних об'єктів мікрочастинки і фотони у відповідних умовах проявляють або корпускулярні або хвильові властивості, тобто проявляють корпускулярно-хвильовий дуалізм. Математичним вираженням дуалізму є співвідношення невизначеності в імпульсі Δp_x та у координаті Δx , але не може бути меншим за $\hbar = h/2\pi$; $\Delta p_x \Delta x \geq \hbar$.

Світлову (електромагнітну) хвилю у фотоелектричних явищах, люмінесценції, при дослідженні світлового тиску або хімічної дії можна представити потоком фотонів з енергією $E = \hbar\omega$ та імпульсом $p = \hbar k$. Нехай на щілину шириною Δx падає потік світла. В результаті дифракції світло попадає в область геометричної тіні, що також визначає одержання фотоном додаткового імпульсу Δp у напрямі x , тобто Δp_x (рис. 1). До проходження щілини імпульс фотона був точно визначений, оскільки $\Delta p_x = 0$, а його місцезнаходження було зовсім не визначено (фотон точно десь є на Δx).

З рис. 1 дістанемо $\Delta p_x = p \sin\varphi$ або $\Delta p_x = \hbar k \sin\varphi$. Оскільки $k = 2\pi/\lambda$, то

$$\Delta p_x = \hbar \frac{\sin\varphi}{\lambda} \quad (1)$$

Нехай плоска монохроматична хвиля падає на щілину шириною Δx . Внаслідок дифракції на ній хвиля поширюється у всіх можливих напрямках у межах кута від 0 до φ .



Більша частина енергії хвилі після проходження щілини припадає на спектр кутів $0 < \varphi < \varphi_1$ де φ_1 – кут, що відповідає напрямку на перший мінімум. Для цього мінімуму виконується умова інтерференції $\Delta x \sin\varphi_1 = 2 \frac{\lambda}{2}$. Цей вираз визначає умовну межу $U_1 = 2\varphi_1$; $U_2 = 2\varphi_2$; ...; $U_{1n} = 2\varphi_n$ дифракційного спектра плоскої хвилі після проходження щілини. Враховуючи, що падаюча хвиля розсіюється як на більші ($\varphi > \varphi_1$), так і

на менші ($\varphi < \varphi_1$) кути, ніж φ_1 , можна записати наступну хвильову умову невизначеностей

$$\Delta x \sin \varphi \leq \lambda. \quad (2)$$

Цій умові задовільняють хвилі будь-якої природи. Аналіз виразу показує, що зменшення Δx супроводиться розширенням сектора кутів, в якому зосереджене дифракційне поле. На рис. 2 показано розподіл інтенсивності для різних кутів у випадку двох щілин ($\Delta x = a_1$) з шириною $\Delta x - a$ (рис. 2, а) та $2\Delta x - b$ (рис. 2, б). Бачимо, що інтервал значень $\sin \varphi_1$ для щілини $2\Delta x$ зменшиться вдвічі порівняно з щілиною Δx .

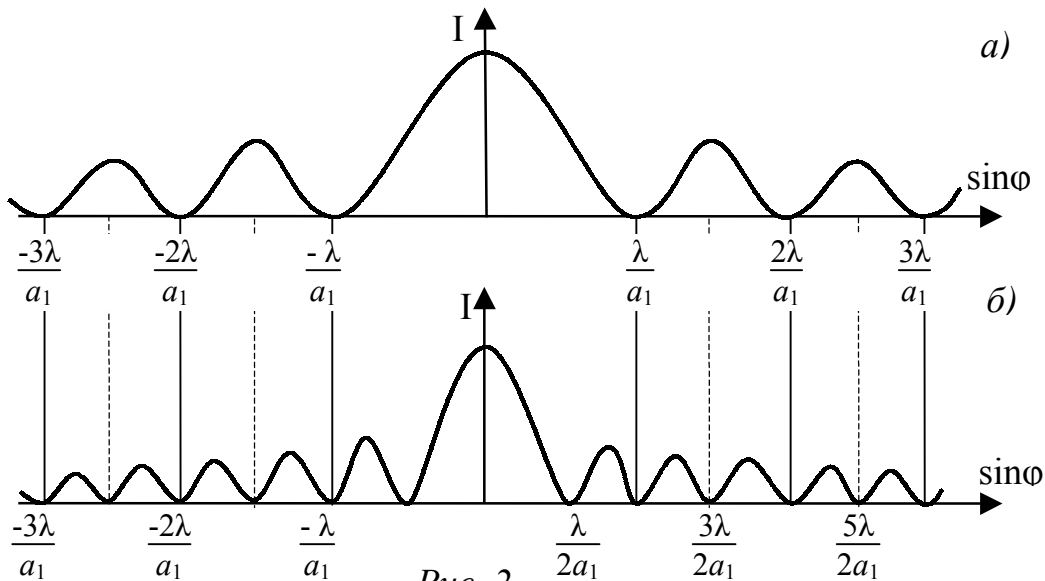


Рис. 2.

Порівнюючи ці два підходи до тлумачення картини на екрані, можна твердити, що мінімуму дифракції відповідає мінімум імовірності попадання фотонів в дане місце при сталих умовах спостереження.

Це також означає, що вирази (2) і (1) описують поведінку одного і того ж об'єкта. Виразимо в (2) кут дифракції $\sin \varphi \leq \frac{\lambda}{\Delta x}$ і підставимо його у (1), маємо

$$\Delta x \Delta p_x \geq \hbar. \quad (3)$$

В роботі експериментальне перевіряється вираз (3) для фотонів. При дослідженні вимірюється ширина щілини, яка характеризує невизначеність координати фотона Δx , а також ширина дифракційного максимуму, який характеризує невизначеність поперечного імпульсу фотона Δp_x . Джерелом світла у роботі є гелій-неоновий лазер. При користуванні лазером слід дотримуватись правил техніки безпеки, берегти очі від попадання прямого та відбитого випромінювання.

При освітленні лазерним променем каліброваної щілини на екрані можна дістати дифракційний спектр. Тепер вираз (3) можна записати так;

$$\Delta x D \geq \text{const}. \quad (4)$$

Цей вираз і буде робочою формулою дослідження співвідношення невизначеностей Гейзенберга.

Порядок виконання роботи

1. Для перевірки показів мікрометричного гвинта щілини, користуючись мікроскопом МБП-2, здійснити його градування. Поверхню щілини освітлювати слабким боковим світлом. Побудувати градувальну криву $\Delta x = f(n)$.

2. Розташувати на оптичній лаві лазер, щілину та екран. Віддаль між щілиною та екраном 1,5 – 2,0 м.

3. Змінювати отвір щілини від 0,05 до 0,4 мм через кожні 0,03-0,05 мм. Для кожного значення Δx виміряти ширину головного максимуму $2D$. Побудувати графік залежності $D = f(\Delta x)$.

4. Змінити віддаль між щілиною та екраном L . Переконатись, що для нових значень D добуток $\Delta x D$ дорівнює добутку $L\lambda$, де $\lambda = 6,33 \cdot 10^{-7}$ м (для лазера ЛГН-109).

Контрольні запитання

1. У чому полягає фізичний зміст співвідношень невизначеностей Гейзенберга?
2. Де використовуються хвильові властивості потоків частинок?
3. Чому для виконання даної роботи доцільно використовувати лазер?
4. Наведіть приклади фізичних явищ, які знаходять своє пояснення на основі співвідношення невизначеності.

Лабораторна робота №4

Вивчення монохроматора УМ-2

Мета: Вивчити будову та призначення монохроматора УМ-2 і проградувати його.

Прилади і матеріали: Монохроматор УМ-2, неонова лампа, блок живлення ЕПС-111.

Теоретичні відомості

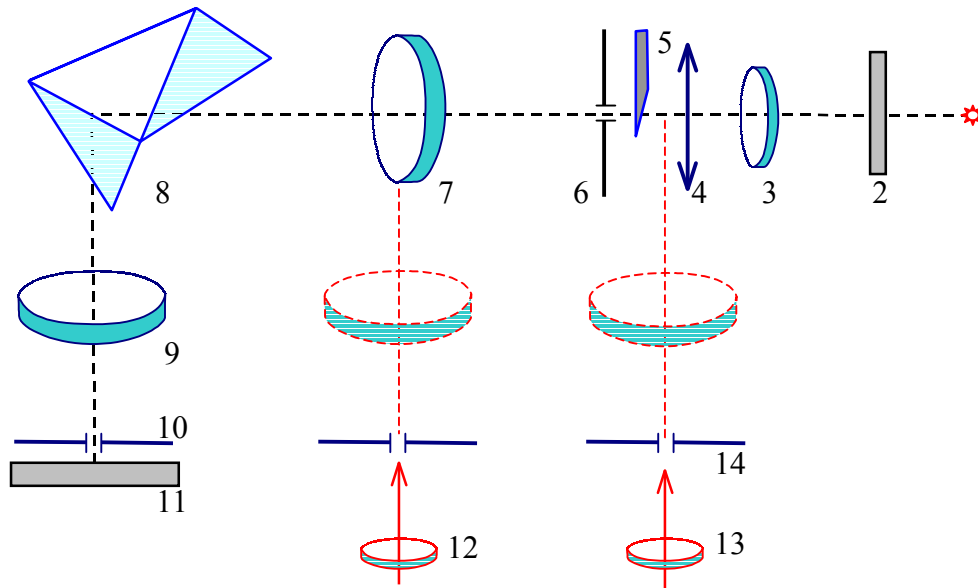
1. Призначення

Універсальний монохроматор УМ-2 складається з монохроматора, набору кювет з тримачами і конденсорами та фотоелектричного пристрою.

Монохроматор УМ-2 призначений для різних спектральних досліджень і розв'язку ряду аналітичних задач. Із змінними насадками прилад може служити в якості спектроскопу. Набір кювет з тримачами і конденсорами призначений для абсорбційного аналізу. Фотоелектричний пристрій, який представляє собою фотоелемент з гальванометром, призначений для виміру інтенсивності спектральних ліній.

Монохроматор УМ-2 виділяє монохроматичні ділянки спектру в видимій і близькій інфрачервоній областях в діапазоні хвиль від 3800 до 10000 А.

2. Оптична схема і принцип дії приладу



- 1 — джерело світла;
- 3 — конденсор;
- 5 — призма порівняння;
- 7 — об'єктив коліматора;
- 9 — об'єктив зорової труби;
- 11 — захисне скло;
- 13 — окуляр 10^x;

- 2 — захисне скло кожуха лампи;
- 4 — лінза;
- 6 — вхідна щілина;
- 8 — диспергуюча призма;
- 10 — вихідна щілина;
- 12 — окуляр 5^x;
- 14 — покажчик в фокальній площині зорової труби.

Світло через вхідну щілину падає на об'єктив коліматора і паралельним пучком проходить диспергуючу призму. Під кутом 90° до падаючого пучка світла розміщується вихідна труба монохроматора.

Повертаючи призмийний столик на різні кути відносно падаючого пучка світла, отримують в вихідній щілині світло різної довжини хвилі, яке проходить через призму в мінімумі відхилення.

3- Конструкція

До складу приладу входять наступні основні частини:

1. Вхідна щілина з мікрометричним гвинтом, який дозволяє відкривати щілину на потрібну ширину. Звичайна робоча ширина щілини рівна 0,02-0,03 мм.

2. Коліматорний об'єктив з мікрометричним гвинтом. Гвинт дозволяє зміщувати об'єктив відносно щілини при фокусуванні спектральних ліній різних кольорів.

3. Складна спектральна призма, яка встановлена на поворотному столику. Призма складається з трьох склеєних призм P_1 , P_2 , і P_3 . Перші дві призми P_1 і P_2 з кутами заломлення 30° виготовлені з важкого флінту, який володіє великою дисперсією. Проміжна призма P_3 зроблена з крону. Промені відбиваються від її гіпотенузової грані і повертаються на кут 90° . Завдяки цьому дисперсії призм P_1 і P_2 додаються.

4. Поворотний столик обертається навколо вертикальної осі за допомогою мікрометричного гвинта з відрахунковим барабаном. На барабан нанесена гвинтова доріжка з градусними поділками. Вздовж доріжки ковзає покажчик повороту барабану. При обертанні барабану призма повертається і в центрі поля зору з'являються різні ділянки спектру.

5. Зорова труба, яка складається з об'єктива і окуляра. Об'єктив дає зображення вхідної щілини в своїй фокальній площині. Зображення розглядається через окуляр.

6. Масивний корпус, який захищає прилад від пошкоджень і забруднень.

7. Оптична лава, на якій можуть переміщуватись рейтери з джерелом світла і конденсором, що служить для концентрації світла на вхідній щілині. Джерело світла рекомендують розміщувати на відстані 40-50 см від щілини, а конденсор — на відстані 13-15 см від джерела.

Хід роботи

1. Ознайомитись з конструкцією монохроматора УМ-2.
2. Проградувати монохроматор по неоновій лампі. Для цього необхідно;
 - а) поставити на оптичну лаву конденсорну лінзу і неонову лампу;
 - б) поворотом барабана виставити ширину вхідної щілини 0,12 мм;
 - в) ввімкнути неонову лампу в сітку 220 В;
 - г) висуваючи окуляр зорової труби монохроматора домогтися чіткого (яскравого) зображення спектральних ліній;

д) спостерігаючи в окулярі спектр випромінювання неону, виставити поворотом барабана довжин хвиль кожен спектральний ліній навпроти візира в окулярі монохроматора і провести відлік їх розміщень по шкалі барабана довжин хвиль;

є) побудувати криву градування. Для цього потрібно по осі ординат відкласти довжини хвиль спектра неону, а по осі абсцис — поділки шкали барабана довжин хвиль монохроматора.

Контрольні запитання

1. Для чого призначений монохроматор УМ-2?
2. В яких областях монохроматор УМ-2 виділяє монохроматичні ділянки спектру?
3. Оптична схема приладу.
4. Принцип дії приладу.
5. Основні частини приладу.

Лабораторна робота №5

Вивчення спектру водню, визначення сталої Рідберга і сталої Планка

Мета: Вивчити спектр водню і за отриманими даними визначити сталу Рідберга і сталу Планка.

Прилади і матеріали: монохроматор УМ-2, прилад СПЕКТР-1 з спектральними трубками водню і гелію.

Теоретичні відомості

На основі експериментальних результатів розсіювання α -частинок на металічній фользі Резерфордом була запропонована ядерна модель атома. Згідно з цією моделлю в ядрі атома зосереджений увесь його позитивний заряд і майже вся маса атома. Навколо ядра в області з розмірами 10^{-10} м рухаються електрони.

Проте застосування класичної електродинаміки до ядерної моделі атома привело до повної суперечності з дослідними фактами.

Згідно з класичною теорією повинні мати місце:

а) неперервна втрата енергії електронами, що обертаються, у вигляді випромінювання електромагнітних хвиль і нестійкість атома;

б) існування тільки суцільного спектру випромінювання; відсутність спектральних ліній.

Насправді атом є стійкою системою і випромінює енергію тільки за певних умов; випромінює лінійчастий спектр; згідно з законом Кірхгофа спектри поглинання газу також мають лінійчасту структуру.

Досліджуючи спектр водню, швейцарський вчитель фізики Бальмер у 1885 р. встановив, що довжини хвиль відомих на той час дев'яти ліній спектра водню

$$\lambda = \lambda_0 \frac{n^2}{n^2 - 4}$$

де $\lambda_0 = 3646,13$ А; $n = 3, 4, 5, \dots, 11$ — цілі числа.

Цю формулу записують у вигляді серіальної формули Бальмера

$$\tilde{\nu} = \frac{1}{\lambda} = R \left(\frac{1}{r^2} - \frac{1}{n^2} \right)$$

де ν — хвильове число; $\nu = 1/\lambda$; R — стала Рідберга.

У 1908 р. Рітц встановив, що частоти спектральних ліній випромінювання будь-якого атома можуть бути зображені у вигляді різниці двох термів. Складаючи різні комбінації термів, можна знайти різні можливі частоти спектральних ліній цього атома.

Так, для водню були розраховані, а також експериментально виявлені:

а) у далекій ультрафіолетовій області спектру серія ліній, що дістала назву серії Лаймана, хвильові числа яких задовольняють співвідношенню

$$\tilde{\nu} = R \left(\frac{1}{l^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad \text{де } n=2,3,4, \dots$$

б) в інфрачервоній області спектру водню була виявлена серія ліній Пашена, що задовільняють співвідношенню

$$\tilde{\nu} = R \left(\frac{1}{3^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad \text{де } n=4,5,6, \dots$$

в) в далекій інфрачервоній області — серія Брекета

$$\tilde{\nu} = R \left(\frac{1}{4^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad \text{де } n=5, 6, 7, \dots$$

серія Пфунда:

$$\tilde{\nu} = R \left(\frac{1}{5^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad \text{де } n=6, 7, 8, \dots$$

серія Хемфрі:

$$\tilde{\nu} = R \left(\frac{1}{6^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad \text{де } n=7, 8, 9, \dots$$

Усі серіальні формули спектру водню можуть бути виражені єдиною формулою;

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

де k і n — цілі числа (для кожної серії k — постійне, а n — набуває значення $k+1, k+2, \dots$).

Перша спроба побудувати неklasичну теорію атома була зроблена Бором у 1913 р. і відіграла важливу роль у розвитку сучасної фізики.

В основі цієї теорії лежала ідея зв'язати в єдине ціле: емпіричні закономірності лінійчастих спектрів, ядерну модель атома Резерфорда й квантовий характер випромінювання і поглинання світла, що підтверджувались численними експериментальними результатами.

Проте для досягнення цієї мети Бору довелося класичний опис доповнити деякими обмеженнями. Ці обмеження були сформульовані у вигляді постулатів, фізичний зміст яких суперечив класичному руху електронів. Однак такий непослідовний шлях привів до правильних результатів у поясненні спектральних закономірностей атома водню, оскільки у борівській теорії були правильно зазначені деякі властивості атомних систем.

Ці правильні результати отримані в квантовій механіці з більш точних і загальних положень, що не вимагають постулатів.

Теорію Бора можна застосовувати й до воднеподібних систем, які складаються з ядра з зарядом $+Ze$ і одного електрона ($\text{He}^+, \text{Li}^{++}$).

Перший постулат Бора: існують деякі стаціонарні стани атома, перебуваючи в яких він не поглинає і не випромінює енергії.

Другий постулат Бора: в стаціонарному стані атома електрон, рухаючись по круговій орбіті, повинен мати квантоване значення моменту імпульсу, що задовільняє умові

$$L_n = mv_n r_n = n\hbar$$

де m , v , r — маса, швидкість і радіус орбіти електрона. $\hbar$ — стала Планка, $n=1, 2, 3, \dots$

Третій постулат Бора: при переході атома з одного стаціонарного стану в інший випромінюється або поглинається квант енергії. Випромінювання відбувається при переході в стан з меншою енергією (при переході електрона з орбіти більш віддаленої від ядра на орбіту, що знаходиться ближче до ядра.) Поглинання енергії зв'язане з переходом атома в стан з більшою енергією (переходом електрона на більш віддалену орбіту.)

Якщо W_n і W_k — енергії атома в двох стаціонарних станах, то

$$W_n - W_k = \hbar\omega \quad (2)$$

При $W_n > W_k$ відбувається випромінювання кванта енергії $\hbar\omega$, при $W_n < W_k$ — поглинання кванта.

На основі постулатів Бора виведемо серіальну формулу (1). Бор вважав, що рух електрона в атомі відбувається по круговій орбіті радіуса r під дією кулонівської сили притягання електрона до ядра, яка зрівноважується доцентровою силою, тому

$$\frac{mv^2}{r} = \frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r^2} \quad (3)$$

Домноживши співвідношення на r^2 , отримаємо

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

Згідно з другим постулатом Бора.

$$mv_n r_n = n\hbar \quad (5)$$

Розв'язавши рівняння (4) і (5) відносно r , маємо

$$r_n = n^2 \frac{4\pi\epsilon_0 \hbar^2}{Ze^2 m} \quad (6)$$

де $n=1, 2, 3, \dots$ — номер орбіти по якій рухається електрон; r — її радіус. Для водню $Z=1$, тоді для $n=1$

$$r_1 = \frac{4\pi\epsilon_0 \hbar^2}{me^2} = 0.528 \cdot 10^{-10} \text{ м},$$

що є радіусом першої борівської орбіти електрона в атомі водню. З формули (6) випливає, що радіуси дозволених орбіт зростають пропорційно квадрату цілих чисел.

Енергія електрона в воднеподібній системі дорівнює сумі його кінетичної і потенціальної енергій в електричному полі ядра;

$$W = W_k + W_\pi = \frac{mv^2}{2} - \frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r^2}$$

Підставивши в останній вираз mv^2 з (3) і r з (6), одержимо вираз енергії електрона в атомі на n -й орбіті;

$$W_n = \frac{Z^2 me^4}{32\pi^2 \epsilon_0^2 \hbar^2} \frac{1}{n^2} \quad (7)$$

У квантовій механіці вважають n номером дозволеного енергетичного рівня для електрона. Його називають головним квантовим числом. Головне квантове число дозволяє обчислити енергію стаціонарного стану. Підставивши у вираз (2) значення енергії з формули (7), отримаємо серіальну формулу (1)

$$\hbar\omega = W_n - W_k = \frac{Z^2 me^4}{32\pi^2 \epsilon_0^2 \hbar^2} \frac{1}{n^2} + \frac{Z^2 me^4}{32\pi^2 \epsilon_0^2 \hbar^2} \frac{1}{k^2}$$

або

$$\omega = \frac{me^4}{32\pi^2 \epsilon_0^2 \hbar^3} Z^2 \left(\frac{1}{k^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (8)$$

Так, для водню $Z=1$ і, підставивши у (8)

$$R = \frac{me^4}{32\pi^2 \epsilon_0^2 \hbar^3}$$

одержимо вираз, який повністю збігається з формулою (1).

Усі серії ліній випромінювання зручно зображати на діаграмі енергетичних рівнів стрілками, що зв'язують рівні, між якими відбуваються переходи електронів (рис. 1). Із всього спектру випромінювання атома водню можна спостерігати тільки частину ліній серії Бальмера у видимій області спектру.

Із серіальної формули (8) можна обчислити сталу Планка

$$\hbar^3 = \frac{me^4}{32\pi^2 \epsilon_0^2 \omega} Z^2 \left(\frac{1}{k^2} - \frac{1}{n^2} \right)$$

виражаючи частоту через довжину хвилі

$$\omega = \frac{2\pi c}{\lambda}$$

отримаємо робочу формулу для розрахунку $\hbar$:

$$\hbar = \sqrt[3]{\frac{me^4 \lambda}{64\pi^3 \epsilon_0^2 c} \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right)} \quad (9)$$

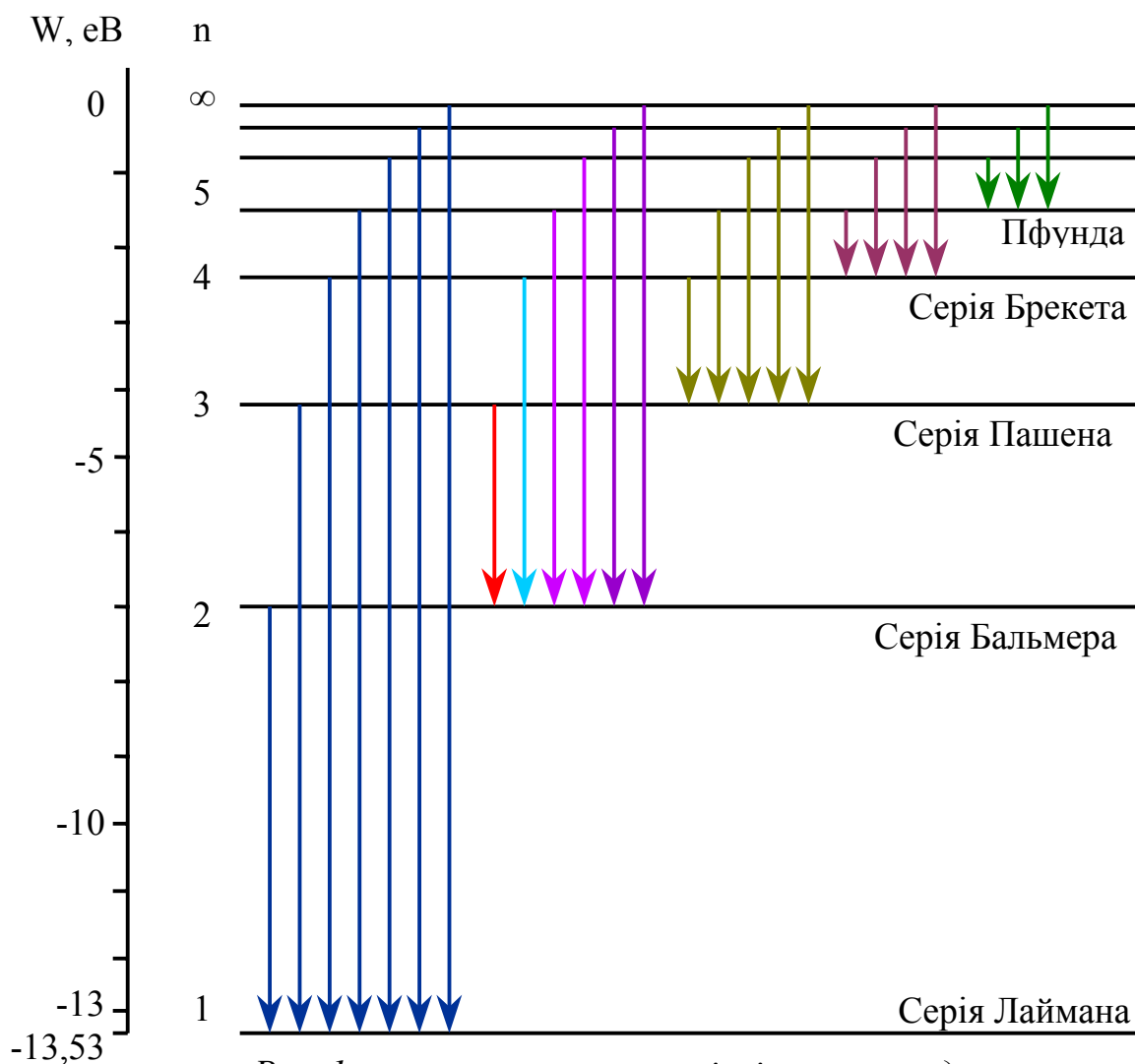


Рис. 1. схема енергетичних рівнів атома водню

Згідно з теорією Бора енергетичний стан, що відповідає головному квантовому числу $n=1$, називається основним (нормальним або незбудженим) станом. Усі стани з $n>1$ збуджені.

Перехід атомів газу з основного стану в збуджений легко здійснити за допомогою електричного розряду в розрідженому газі. Перехід атомів із збудженого стану в основний проходить спонтанно з випромінюванням ліній усіх серій.

Хід роботи

1. Перевірити градування монохрометра, виконане в лабораторній роботі №1.
2. Поставити на оптичну лаву прилад СПЕКТР-1, встановити в нього водневу трубку.
3. Ввімкнути прилад СПЕКТР-1 в сітку 220 В і домогтися яскравого зображення спектральних ліній водню.
4. Дивлячись в окуляр монохроматора, встановити поворотом барабана довжин хвиль кожен спектральну лінію випромінювання водню напроти

візира в окулярі монохроматора і провести відлік їхніх розміщень за шкалою барабана довжин хвиль.

5. Користуючись кривою градування монохроматора, визначити довжини хвиль кожної лінії.

6. Ознайомитись з лінійчастим спектром гелію.

7. Використовуючи формулу (8), для кожного значення λ_{α} , λ_{β} , λ_{γ} , λ_{δ} спектра водню визначити сталу Рідберга і знайти її середнє значення,

8. Розрахувати за формулою (9) сталу Планка і обчислити її середнє значення,

Контрольні запитання

1. Чому неперервно-випромінюючий електрон за законами електродинаміки повинен впасти на ядро? Як обходиться це в теорії Бора?

2. Перерахуйте основні досліди, які підтверджують існування в атомів складної структури.

3. Сформулюйте постулати Бора.

4. Поясніть зміст негативного значення енергії електрона.

5. Виведіть вираз для частоти обертання електрона по круговій орбіті.

Лабораторна робота № 6

Вивчення спектрів лужних металів

Мета: Вивчення властивостей (структури спектру і рівнів енергії) лужних металів на прикладі атома натрію

Прилади і матеріали: Монохроматор УМ-2, неонова лампа, дугова натрієва лампа високого тиску ДнаС-18

Теоретичні відомості

Сpektри лужних металів

Електронні оболонки атомів лужних металів *Li, Na, K, Rb, Cs, Fr* мають однакову будову – на зовнішній оболонці знаходиться один електрон в стані *ns*. Основним його термом є $^2s_{1/2}$. Заповнені оболонки дуже стійкі, оскільки їх будова така ж, як і у атомів благородних газів. Зовнішній *s*-електрон, названий оптичним або валентним, визначає як оптичні, так і хімічні властивості цих елементів. Ефективне поле, в якому рухається цей електрон, центральносиметричне, оскільки заповнені оболонки завжди мають нульовий повний орбітальний момент і повний спін. Якщо в атомі водню ядро прямо впливає на єдиний електрон, то в лужних металах на *s*-електрон впливає не тільки ядро, але і електрони, що входять в заповнені оболонки (табл. 1). Їх сукупність називається атомною серцевиною. На великих відстанях ефективне поле серцевини співпадає з кулонівським полем заряду *e*, оскільки електрони замкнутих оболонок екранують поле ядра. На малих відстанях (поблизу ядра) екранування відсутнє, і роль заповнених оболонок зводиться до створення деякого постійного потенціалу U_0 . Проте на будь-якій відстані від ядра крива $U(r)$ проходить нижче від кулонівського потенціалу $-e^2/r$, тому рівень з головним квантовим числом *n*, і орбітальним числом *l* знаходиться нижче від відповідного рівня атома водню

$$E_n = -\frac{Rhc}{n^2}, \quad (1)$$

де *R* – стала Рідберга (див. рис. 1)

Назва елемента	Символ	<i>Z</i>	Електронна конфігурація
Літій	Li	3	$1s^2 2s$
Натрій	Na	11	$1s^2 2s^2 2p^6 3s$
Калій	K	19	$1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^6 4s$

Таблиця 1. Електронні конфігурації атомів лужних металів

Якщо положення рівнів в атомі водню описується формулою Н.Бора, то для лужних елементів справедлива формула Ридберга-Рітца

$$E_{nl} = -\frac{Rhc}{(n+\sigma)^2}, \quad (2)$$

де $\sigma = \alpha + \frac{\beta}{n^2}$. Величина $\alpha < 0$ і називається поправкою Ридберга і перевищує за абсолютною величиною β , яку називають поправкою Рітца. Ця формула одер-

жана Ридбергом емпіричним шляхом. Величина $\Delta = |\sigma|$ носить назву «квантового дефекту».

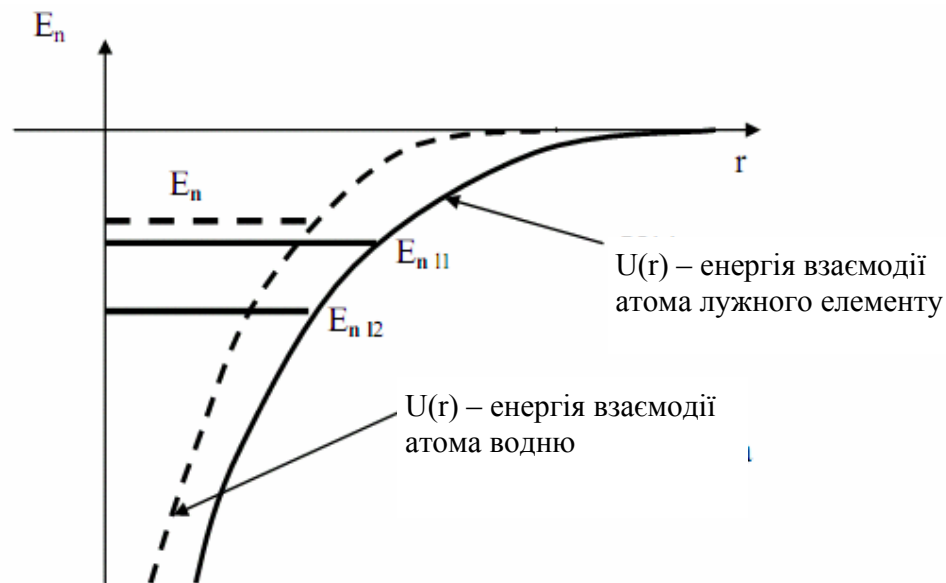


Рис. 1. Енергетичний спектр атома водню і атома лужних металів

Величина Δ залежить від орбітального числа l . При малих l електрон проникає всередину серцевини, що спричиняє сильне зміщення рівнів. Значно слабше квантовий дефект залежить від головного квантового числа n . (див. Додаток)

Загальна структура спектрів визначається переходами $s - p$, $p - d$, $d - f$ і т.д. при умові відбору $\Delta l = \pm 1$. З цих переходів формуються серії, подібні до спектру водню.

Головна серія виникає при комбінаціях термів nS і $n'P$. Лінії головної серії спостерігаються як при поглинанні, так і при випромінюванні. Перші лінії цієї серії є резонансними. Це означає, що при оптичному збудженні атом повертаючись в основний стан, випромінює фотон з тією ж частотою ν , що і поглинутий фотон. Коли ж відбувається оптичне збудження рівня, з якого можливі переходи не тільки на основний рівень, але і на інші збуджені рівні, то поряд з резонансними спостерігається випромінювання з частотами, меншими від частоти резонансної лінії.

Потенціали іонізації і резонансні потенціали атомів лужних металів невеликі, порядку 1,5 – 2 еВ. Тому атоми легко збуджуються навіть в порівняно низькотемпературних джерелах.

Основні спектральні серії розташовані у видимій і інфрачервоній області спектру (рис. 2.).

Оптичний спектр натрію широкий – (9085–246) нм. У ньому виділяються декілька серій, вже згаданих вище.



Рис. 2. Спектральні серії атома Na, межі серій показані штриховкою

Головна серія спектру поглинання і випромінювання натрію розташована у видимій і ближній ультрафіолетовій ділянці (589,6 – 246,4) нм., виникає при переходах між енергетичними рівнями $3s - np$; $(3^2S_{1/2} - n^2P_{1/2,3/2})$ ($n=3, 4, 5...$). Тут знаходяться знамениті яскраві дублетні лінії $D_1 = 589,592$ нм і $D_2 = 588,995$ нм, розташовані в жовтій області спектру і є найяскравішим оптичним свідченням існування спіну електрона.

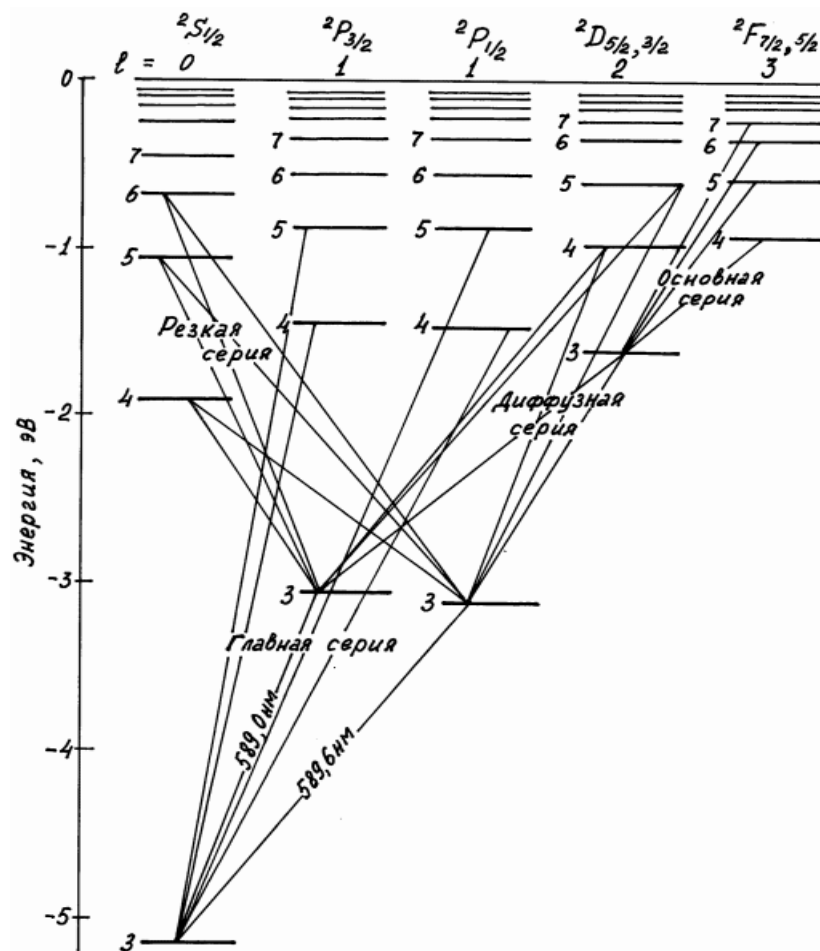


Рис. 3. Схема рівнів атома натрію і переходи між ними, що приводять до утворення серій

Дифузна серія – при переходах $3p - nd$; $(3^2P_{1/2,3/2} - n^2D_{3/2,5/2})$ ($n=4, 5\dots$), які займають ділянку спектру (568,8–423,9) нм.

Різка серія з окресленими краями – при переходах $3p - ns$; $(3^2P_{1/2,3/2} - n^2S_{1/2})$ ($n=4, 5\dots$)

Серія Бергмана (основна) – при переходах $3d - nf$; $(3^2D_{3/2,5/2} - n^2F_{5/2,7/2})$ ($n=4, 5\dots$) займає інфрачервоний діапазон (1846,5–894,3) нм.

Окрім цих серій є ще і інші, лінії яких лежать в далекій інфрачервоній області спектру: $4f - ng$; $(4^2F - n^2G)$ ($n=5,6\dots$), $5g - nh$; $(5^2G - n^2H)$ ($n=6,7\dots$).

Якщо поглянути на діаграму атома Na , то ми побачимо лінії переходів, що суперечать правилу відбору $\Delta l = \pm 1$. Це так звані «заборонені лінії», що підлягають правилу відбору $\Delta l = \pm 2$. Ці лінії $3s - nd$; $(3^2S - n^2D)$ ($n=3,4\dots$) і $3p - nf$; $(3^2P - n^2F)$ ($n=4,5\dots$) дуже слабкі.

Довжини хвиль

Довжини хвиль ліній атома лужного металу визначаються із загальної формули:

$$\frac{1}{\lambda} = R \left(\frac{1}{(n_1 - \Delta_i)^2} - \frac{1}{(n_2 - \Delta_k)^2} \right) \quad (3)$$

(Індекси i, k означають залежність квантового дефекту від орбітального квантового числа $l=0,1, 2, \dots(n-1)$.)

для різкої серії формула приймає вигляд:

$$\frac{1}{\lambda_{n,s}} = R \left(\frac{1}{(3 - \Delta_p)^2} - \frac{1}{(n - \Delta_s)^2} \right), n = 4, 5, \dots, \quad (4)$$

а для дифузної серії -

$$\frac{1}{\lambda_{n,d}} = R \left(\frac{1}{(3 - \Delta_p)^2} - \frac{1}{(n - \Delta_d)^2} \right), n = 3, 4, \dots \quad (5)$$

У формулах R – стала Ридберга, $\hbar$ – стала Планка, m – маса спокою електрона, e – його заряд, n_1, n_2 – головні квантові числа,

Опис установки

1. Призначення

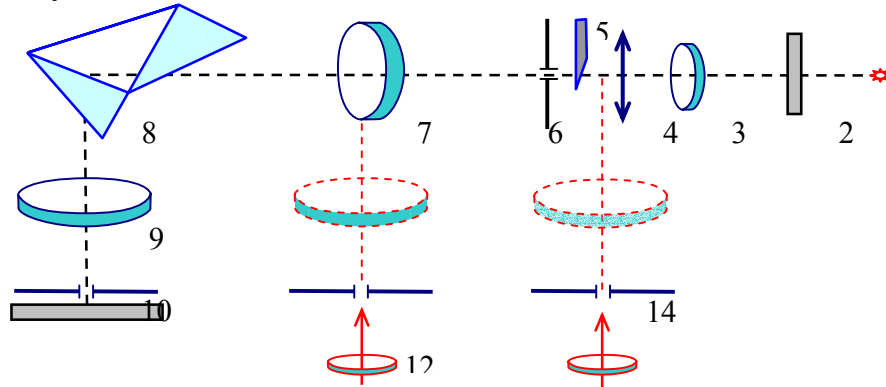
Монохроматор УМ-2 призначений для різних спектральних досліджень і розв'язку ряду аналітичних задач. Із змінними насадками прилад може служити як спектроскоп. Набір кювет з тримачами і конденсорами призначений для абсорбційного аналізу. Фотоелектричний пристрій, який представляє собою фотоелемент з гальванометром, призначений для виміру інтенсивності спектральних ліній.

Монохроматор УМ-2 виділяє монохроматичні ділянки спектру в видимій і близькій інфрачервоній областях в діапазоні хвиль від 3800 до 10000 А.

2. Оптична схема і принцип дії приладу

Світло через вхідну щілину падає на об'єктив коліматора і паралельним пучком проходить диспергуючу призму. Під кутом 90° до падаючого пучка світла розміщується вихідна труба монохроматора.

Повертаючи призмийний столик на різні кути відносно падаючого пучка світла, отримують в вихідній щілині світло різної довжини хвилі, яке проходить через призму в мінімумі відхилення.



- | | |
|-----------------------------|--|
| 1 — джерело світла; | 2 — захисне скло кожуха лампи; |
| 3 — конденсор; | 4 — лінза; |
| 5 — призма порівняння; | 6 — вхідна щілина; |
| 7 — об'єктив коліматора; | 8 — диспергуюча призма; |
| 9 — об'єктив зорової труби; | 10 — вихідна щілина; |
| 11 — захисне скло; | 12 — окуляр $5\times$; |
| 13 — окуляр $10\times$; | 14 — покажчик в фокальній площині зорової труби. |

Натрієва лампа.

Джерелом досліджуваного спектру служить натрієва лампа ДНаС-18, що є скляною трубкою, в якій розряд відбувається в парах натрію. Електрони, прискорені електричним полем розряду, при непружних зіткненнях з атомами натрію передають їм свою енергію. При цьому внутрішня енергія атома зростає - його оптичний електрон переходить з основного стану в збуджений (тобто на будь-який вищерозташований енергетичний рівень). У збудженому стані атом знаходиться певний час. Потім оптичний електрон з верхнього рівня переходить або безпосередньо в основний стан (якщо це не заборонено правилами відбору), або на який-небудь розташований нижче рівень, а вже з нього в основний стан. При цих переходах електрона різниця його енергій на різних рівнях випромінюватиметься у вигляді фотонів тієї або іншої довжини хвилі. Так виникає емісійний лінійчатий спектр натрію.

Натрієва лампа поміщена в захисний металевий кожух і за допомогою тримача встановлюється на оптичній лаві перед вхідною щілиною УМ-2. Лампу вмикають в коло змінного струму за стандартною схемою послідовно із дроселем.

Запобіжні заходи

Натрієва лампа знаходиться в металевому корпусі з невеликим віконцем. Віконце корпусу лампи закрите склом, що затримує ультрафіолетове випромінювання. Знімати корпус лампи і скло забороняється! Під час роботи необхідно стежити, щоб пряме проміння від джерела випромінювання не потрапляло в очі. Після вимкнення лампи повторне запалення електричного розряду в ній стає можливим тільки після її охолодження не менше ніж через 10 - 15 хвилин.

Хід роботи

1. Установити на оптичну лаву неонову лампу, підключити її і одержати спектр *Ne*. Визначити кутове положення жовтої спектральних лінії *Ne* і звірити її положення з кривою градування. (*при потребі відкоригувати положення барабана*)

2. Поставити на оптичну лаву натрієву лампу, підключити її і одержати спектр *Na*. Визначити кутове положення спектральних ліній *Na*.

4. Визначити довжини хвиль ліній за допомогою кривої градування. Схематично зобразити спектр і проставити поряд довжини хвиль.

5. За формулою (1) додатку, використовуючи дані таблиці 1 розрахувати в електрон-вольтах енергії рівнів з $n = 3, 4, 5, 6$ і $l = 0, 1, 2, 3$. В масштабі зобразити схему рівнів.

5. Зобразити на схемі рівнів переходи, що відповідають спостережуваним лініям спектру атома *Na*.

6. За формулами (3), (4), (5) розрахувати довжини хвиль, що виникають при переходах

$$\begin{array}{ll} \text{різкої серії} & 3p - 5s \\ & 3p - 6s \end{array}$$

$$\begin{array}{ll} \text{дифузної серії} & 3p - 4d \\ & 3p - 5d \end{array}$$

$$\begin{array}{ll} \text{головної серії} & 3s - 3p \end{array}$$

5. Обчислити для спостережуваних ліній *Na* енергії фотонів ε в еВ $\varepsilon = h\nu = \frac{hc}{\lambda}$,

для цього зручно використати формулу $\varepsilon(\text{eV}) \cdot \lambda(\text{нм}) = 1241$ і занести в табл.

№	колір	кут ф відн.од.	λ , нм	ε , еВ	серія	перехід
1	червоно-оранжева					
2	жовта (яскрава)					
3	жовто-зелена					
4	зелена					
5	зелено-голуба					
6	синьо-голуба					

6. Порівняти експериментальні і обчислені значення.

Зробити висновок.

Контрольні запитання

1. Будова електронних оболонок атомів лужних металів. Виписати заповнення оболонок *Na*
2. Особливості спектру атомів лужних металів.
4. Виписати спектроскопічні позначення основних станів атомів *K, Rb, Cs*
5. Кожен рядок таблиці Менделєєва починається з лужного елемента і закінчується інертним газом. При цьому потенціал іонізації на межі переходу різко змінюється (*Ne* – 21,5 еВ, *Na* – 5,1 еВ). Дати пояснення.
6. Які стани атомів лужних елементів мають водневоподібну структуру рівнів?
7. Використовуючи схему рівнів енергії *Na* і правила відбору вказати всі можливі переходи із $5s$ стану в основний стан.
8. Які з перерахованих нижче переходів заборонені правилами відбору?
 ${}^2D_{3/2} - {}^2P_{1/2}, \quad {}^2D_{3/2} - {}^2S_{1/2}, \quad {}^2F_{5/2} - {}^2P_{3/2}, \quad {}^2F_{7/2} - {}^2D_{5/2}$
9. Чим відрізняється головна серія від дифузної і серії Бергмана з погляду структури ліній? (див. правила відбору)

Додаток до лабораторної роботи № 7

Енергії станів nl виражаються формулою

$$E_{nl} = -\frac{me^4}{2\hbar^2} \frac{1}{(n - \Delta_l)^2} = -\frac{Rhc}{(n - \Delta_l)^2} = -\frac{R_y}{(n - \Delta_l)^2}, \quad n = 3, 4, \dots, \quad (1)$$

де $R = \frac{me^4}{4\pi\hbar^3 c}$, а $R_y = \frac{me^4}{2\hbar^2}$ – ридберг (13,6 еВ) ($Rhc = A = R_y$ (Ридберг)) $1R_y = 13,6$ еВ – енергія іонізації атома водню (із основного стану)

Відмінність від атома водню полягає у тому, що $n - \Delta_l$ вже не ціле число, як у випадку водню, а відрізняється від відповідного головного квантового числа n на величину Δ_l , ($\Delta_l > 0$), яку називають квантовим дефектом.

n	l			
	0	1	2	3
	s	p	d	f
3	1,373	0,883	0,013	–
4	1,358	0,867	0,011	0
5	1,353	0,862	0,011	0
6	1,341	0,862	0,011	0

Таблиця 1. Значення квантового дефекту для атома натрію

Z	елемент	a	a_1
3	Li	1,98	2,02
11	Na	9,58	7,45
19	K	17,24	13,03
37	Rb	34,82	26,95
55	Cs	52,45	40,8

Таблиця 2. Значення сталих a і a_1 для лужних елементів

$$R = \frac{me^4}{8\hbar^3 \epsilon_0^2 c} \text{ стала Ридберга } R = 10\,967\,758 \text{ м}^{-1}$$

Якісне порівняння атома Na з воднем в моделі Бора-Зоммерфельда. Через зміну потенціальної енергії електрона змінюються його траєкторії.

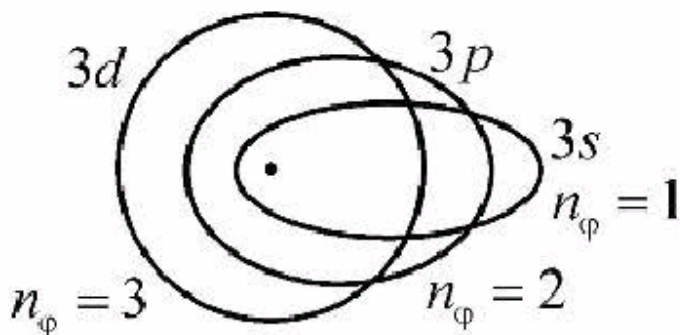


Рис. 1.2 Три орбіти електрона атома водню для $n=3$

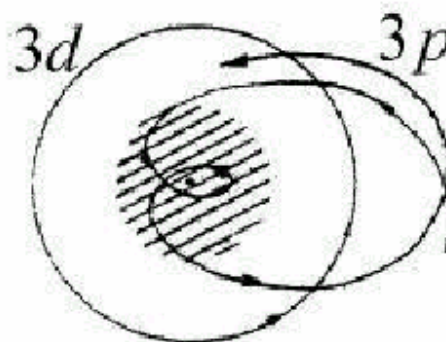


Рис. 2.2 Якісне зображення двох борівських траєкторій оптичного електрона в полі атомної серцевини Na

Лабораторна робота № 7

Вивчення тонкої структури спектрів лужних металів

Мета: Вивчити тонку структуру енергетичних рівнів атома натрію на прикладі жовтого дублету, визначити експериментально сталу внутрішнього екранування a_1

Прилади і матеріали: Монохроматор УМ-2, неонова лампа, натрієва лампа

Теоретичні відомості,

Тонка структура спектрів

У атомах лужних металів, як і в атомі водню, врахування спіну електрона приводить до появи тонкої структури рівнів і спектральних ліній, тобто до їх розщеплення на декілька близько розташованих компонент. Через спін-орбітальну взаємодію маємо, $j = l + s$, звідки $j = l \pm \frac{1}{2}$. В результаті кожен рівень з $l \neq 0$ розщеплюється на два (дублетне розщеплення). Для s -рівня $j = l + s = 1/2$, і розщеплення немає.

Лінії головної і різкої серій розщеплюються на два компоненти (дублети). Дублетне розщеплення ліній головної серії визначається тонкою структурою верхніх рівнів ${}^2P_{1/2,3/2}$, оскільки нижній рівень не розщеплюється (рис. 1а). Розщеплення ліній різкої серії, навпаки, повністю визначаються тонкою структурою нижнього рівня $3{}^2P_{1/2,3/2}$ (рис. 1б), тому всі лінії різкої серії мають в шкалі частот чи хвильових чисел однакове дублетне розщеплення. На рис. 2 подана схема утворення дублетних ліній головної і різкої серій.

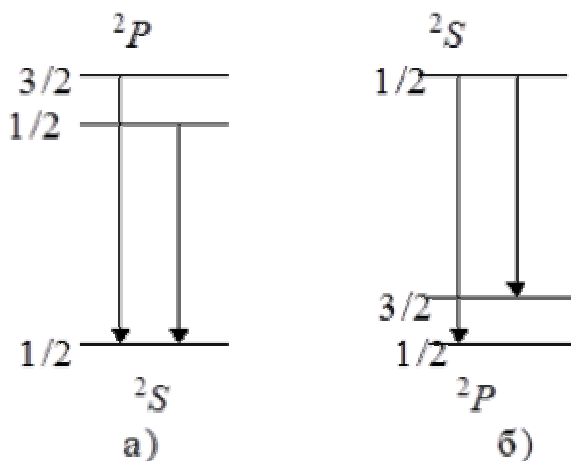


Рис. 1

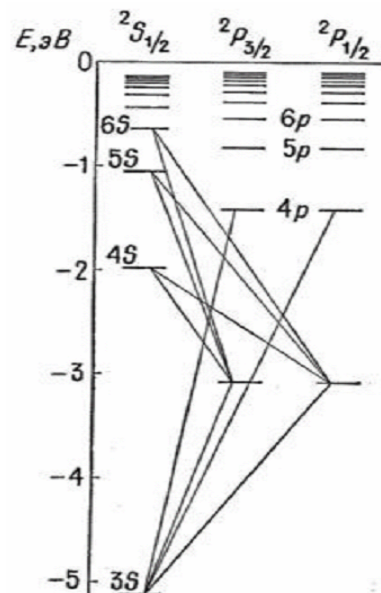


Рис. 2

Лінії дифузної і фундаментальної серій розщеплюються на три компоненти (триплети). Відстань між компонентами ${}^2P_{1/2} - {}^2D_{3/2}$ и ${}^2P_{3/2} - {}^2D_{3/2}$ триплету определяется расщеплением нижнего уровня и одинакова для всіх ліній серії. Відстань між компонентами ${}^2P_{3/2} - {}^2D_{3/2}$ и ${}^2P_{3/2} - {}^2D_{5/2}$ того ж триплету, що визначається

розщепленням верхнього рівня, значно менша по величині і швидко спадає для вищих членів серії. При невеликій роздільній здатності спектрального приладу ці компоненти не розділяються, тому лінії дифузної серії мають вигляд розмитих дублетів. Схема розщеплених на три компоненти ліній дифузної серії показана на рис.3

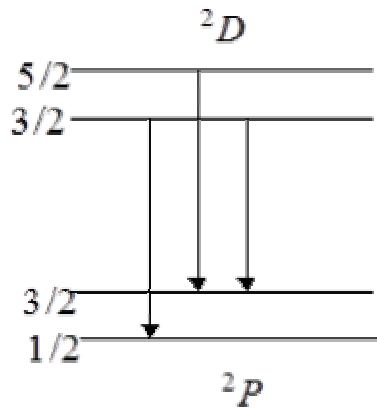


Рис.3

Аналогічним чином можна проаналізувати тонку структуру ліній фундаментальної серії.

Узагальнена структура розщеплення p, d, f рівнів представлена на рис. 4.

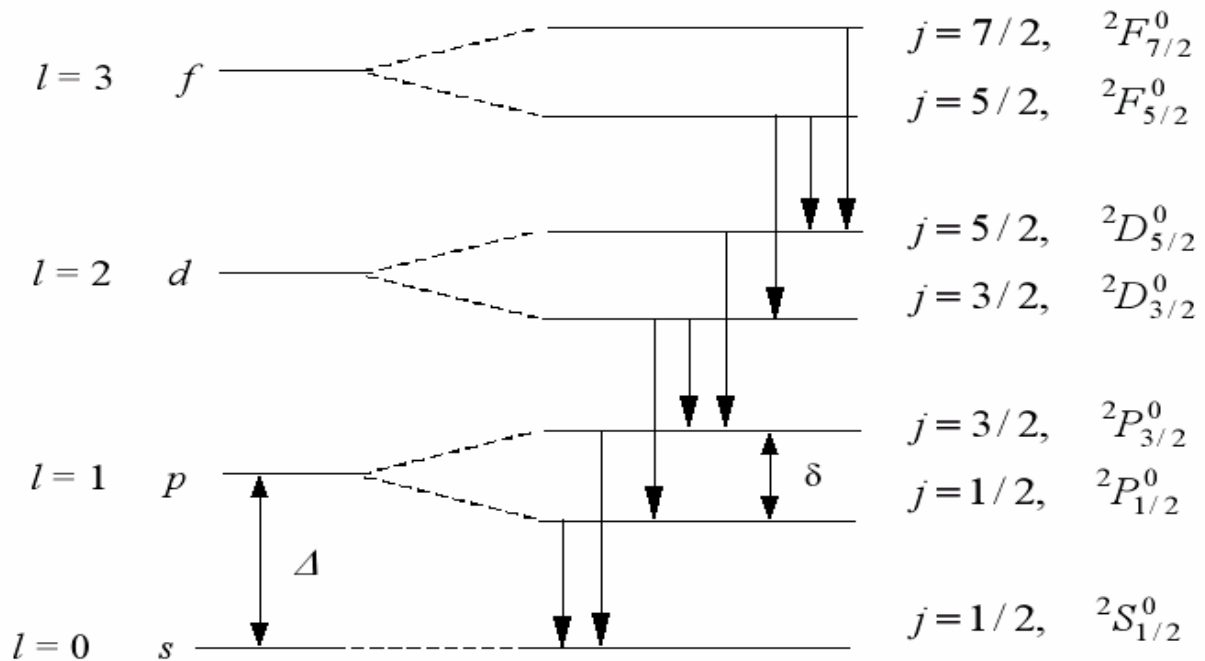


Рис. 4. Дублетне розщеплення термів атомів лужних металів
(масштаб умовний, насправді $\delta \ll \Delta$)

Саме для атомів лужних металів вплив спіну проявляється найвиразніше. Це відбувається тому, що рівні з різними значеннями l при заданому значенні n знаходяться далеко один від одного. Так, у Na відстань між рівнями $3s$ і $3p$ становить 2,1 еВ.

Величина дублетного розщеплення рівня (різниця енергій між підрівнями $j_1 = l + \frac{1}{2}$ і $j_2 = l - \frac{1}{2}$. одного і того ж рівня n, l) дорівнює:

$$\Delta E_{j_1, j_2} = \frac{Rhc}{n^2} \cdot \frac{\alpha^2(Z - a_1)^4}{n} \cdot \frac{l}{l(l+1)} = \frac{\alpha^2 R_y (Z - a_1)^4}{n^3 l(l+1)} = \frac{\alpha^2 R_y}{n^3 l(l+1)} Z_{ef}^4,$$

де $\alpha = \frac{2\pi e^2}{hc} \approx \frac{1}{137}$, – постійна тонкої структури; $Z_{ef} = (Z - a_1)$, a – стала екранування, a_1 – стала внутрішнього екранування, визначає енергію спин-орбітальної взаємодії, (див. додаток)

Ширина дублетного розщеплення змінюється від елемента до елемента. Наприклад, для Li величина тонкого розщеплення ${}^2P_{1/2} - {}^2P_{3/2}$ становить $\Delta \tilde{\nu} = 0,34 \text{ см}^{-1}$, а у Cs – $554,1 \text{ см}^{-1}$. $\tilde{\nu} = \frac{1}{\lambda}$ т.з. спектроскопічне хвильове число. Дублетне розщеплення ліній в шкалі хвильових чисел дорівнює

$$\Delta \tilde{\nu} = R \frac{\alpha^2 Z_{ef}^4}{n^3 l(l+1)}.$$

Практично для тонкого розщеплення зручно користуватися формулою:

$$\Delta \tilde{\nu} = 5,82 \frac{Z_{ef}^4}{n^3 l(l+1)} \text{ см}^{-1}.$$

Величина розщеплення дублету $3p - 3p; ({}^3{}^2P_{1/2} - {}^3{}^2P_{3/2})$ становить $17,0 \text{ см}^{-1}$. Квантовий дефект для s -станів дорівнює $3s - 1,37$; $4s - 1,36$; $5s - 1,35$ і т.д.

Опис установки

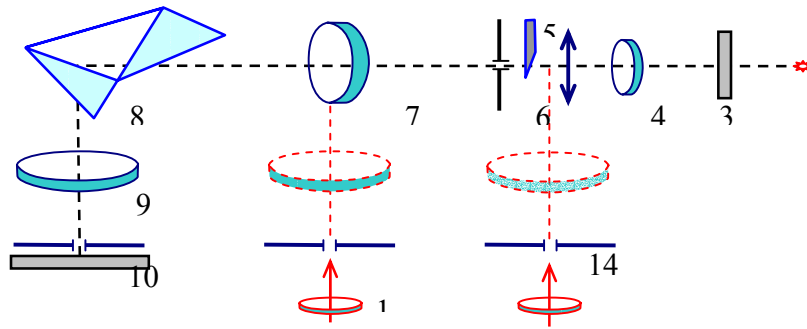
1. Призначення

Монохроматор УМ-2 призначений для різних спектральних досліджень і розв'язку ряду аналітичних задач. Із змінними насадками прилад може служити як спектроскоп. Набір кювет з тримачами і конденсорами призначений для абсорбційного аналізу. Фотоелектричний пристрій, який представляє собою фотоелемент з гальванометром, призначений для виміру інтенсивності спектральних ліній.

Монохроматор УМ-2 виділяє монохроматичні ділянки спектру в видимій і близькій інфрачервоній областях в діапазоні хвиль від 3800 до 10000 Å.

2. Оптична схема і принцип дії приладу

Світло через вхідну щілину падає на об'єктив коліматора і паралельним пучком проходить диспергуючу призму. Під кутом 90° до падаючого пучка світла розміщується вихідна труба монохроматора.



- | | |
|-------------------------------|--|
| 1 — джерело світла; | 2 — захисне скло кожуха лампи; |
| 3 — конденсор; | 4 — лінза; |
| 5 — призма порівняння; | 6 — вхідна щілина; |
| 7 — об'єктив коліматора; | 8 — диспергуюча призма; |
| 9 — об'єктив зорової труби; | 10 — вихідна щілина; |
| 11 — захисне скло; | 12 — окуляр 5 ^x ; |
| 13 — окуляр 10 ^x ; | 14 — покажчик в фокальній площині зорової труби. |

Повертаючи призмийний столик на різні кути відносно падаючого пучка світла, отримують в вихідній щілині світло різної довжини хвилі, яке проходить через призму в мінімумі відхилення.

Натрієва лампа.

Джерелом досліджуваного спектру служить натрієва лампа ДНаС-18, що є скляною трубкою, в якій розряд відбувається в парах натрію. Електрони, прискорені електричним полем розряду, при непружних зіткненнях з атомами натрію передають їм свою енергію. При цьому внутрішня енергія атома зростає - його оптичний електрон переходить з основного стану в збуджений (тобто на будь-який вищерозташований енергетичний рівень). У збудженому стані атом знаходиться певний час. Потім оптичний електрон з верхнього рівня переходить або безпосередньо в основний стан (якщо це не заборонено правилами відбору), або на який-небудь розташований нижче рівень, а вже з нього в основний стан. При цих переходах електрона різниця його енергій на різних рівнях випромінюватиметься у вигляді фотонів тієї або іншої довжини хвилі. Так виникає емісійний лінійчатий спектр натрію.

Натрієва лампа поміщена в захисний металевий кожух і за допомогою тримача встановлюється на оптичній лаві перед вхідною щілиною УМ-2. Лампу вмикають в коло змінного струму за стандартною схемою по-слідовно із дроселем.

Запобіжні заходи

Натрієва лампа знаходиться в металевому корпусі з невеликим віконцем. Віконце корпусу лампи закрите склом, що затримує ультрафіолетове випромінювання. Знімати корпус лампи і скло забороняється! Під час роботи необхідно стежити, щоб пряме проміння від джерела випромінювання не потрапляло в очі. Після ви-

ключення лампи повторне запалення електричного розряду в ній стає можливим тільки після її охолодження не менше ніж через 10 - 15 хвилин.

Хід роботи

Завдання

1. До початку роботи розрахувати рівні енергії атома натрію, а також довжини хвиль, що виникають при переходах (див. додаток):

різкої серії $3p - 5s$
 $3p - 6s$

дифузної серії $3p - 4d$
 $3p - 5d$

головної серії $3s - 3p$

2. Записати позначення переходів для дублетів головної і різкої серій.

3. Встановити на оптичну лаву неонову лампу, підключити її і одержати спектр *Ne*. Визначити кутове положення жовтої лінії *Ne* і звірити її положення з кривою градування. (при потребі відкоригувати положення барабана)

4. Поставити на оптичну лаву натрієву лампу, підключити її і одержати жовтий дублет *Na*. Визначити кутове положення ліній.

5. Визначити довжини хвиль ліній за допомогою кривої градування.

6. Обчислити розщеплення в *нм*, см^{-1} , *eV* і занести в табл.

жовта лінія	кут ϕ відн.од.	λ , нм	$\tilde{\nu}$, см^{-1}	ϵ , eV	перехід
лінія випромінювання 1					
лінія випромінювання 2					
лінія поглинання 1					
лінія поглинання 2					
величина розщеплення					

8. Вивести робочу формулу і обчислити поправку внутрішнього екранування a_I

9. Залишити зорову трубу в положенні, наведеному на жовту лінію. Збільшити напругу, що подається на лампу. Спостерігати за зміною спектру з часом. У міру наростання дугового розряду ширина жовтої лінії випромінювання збільшується. Потім відбувається так зване явище обернення лінії *Na*. У центрі широкої жовтої лінії виникає чорний дублет поглинання. Атоми натрію що знаходяться в основному стані оддалік області дугового розряду, поблизу стінок, розрядної трубки резонансно поглинають випромінювання атомів натрію, що йде з області розряду. Це доводить, що дублет належить головній серії.

Контрольні запитання

1. В чому суть спин-орбітальної взаємодії?
2. Фізична причина дублетної структури рівнів енергії.
3. Від чого залежить дублетне розщеплення?
4. Внесок в розщеплення спіну і релятивістських поправок.
5. Що таке Z_{ef} ?
5. Тонка структура спектру атома Na .
6. Яка тонка структура ліній в різних серіях?

Додаток до лабораторної роботи № 7

Енергії станів nl виражаються формулою

$$E_{nl} = -\frac{me^4}{2\hbar^2} \frac{1}{(n - \Delta_l)^2} = -\frac{Rhc}{(n - \Delta_l)^2} = -\frac{R_y}{(n - \Delta_l)^2}, \quad n = 3, 4, \dots, \quad (1)$$

де $R = \frac{me^4}{4\pi\hbar^3 c}$, а $R_y = \frac{me^4}{2\hbar^2}$ – ридберг (13,6 еВ) ($Rhc = A = R_y$ (Ридберг)) $1R_y = 13,6$ еВ – енергія іонізації атома водню (із основного стану)

Відмінність від атома водню полягає у тому, що $n - \Delta_l$ вже не ціле число, як у випадку водню, а відрізняється від відповідного головного квантового числа n на величину Δ_l ($\Delta_l > 0$), яку називають квантовим дефектом.

n	l			
	0	1	2	3
	s	p	d	f
3	1,373	0,883	0,013	–
4	1,358	0,867	0,011	0
5	1,353	0,862	0,011	0
6	1,341	0,862	0,011	0

Таблиця 1. Значення квантового дефекту для атома натрію

Довжини хвиль ліній атома лужного металу визначаються із загальної формули:

$$\frac{1}{\lambda} = R \left(\frac{1}{(n_1 - \Delta_i)^2} - \frac{1}{(n_2 - \Delta_k)^2} \right) \quad (2)$$

(Індекси i, k означають залежність квантового дефекту від орбітального квантового числа $l=0, 1, 2, \dots, (n-1)$.)

для різкої серії формула приймає вигляд:

$$\frac{1}{\lambda_{n,s}} = R \left(\frac{1}{(3 - \Delta_p)^2} - \frac{1}{(n - \Delta_s)^2} \right), \quad n = 4, 5, \dots, \quad (3)$$

а для дифузної серії -

$$\frac{1}{\lambda_{n,d}} = R \left(\frac{1}{(3 - \Delta_p)^2} - \frac{1}{(n - \Delta_d)^2} \right), \quad n = 3, 4, \dots \quad (4)$$

У формулах R – стала Рідберга, $\hbar$ – стала Планка, m – маса спокою електрона, e – його заряд, n_1, n_2 – головні квантові числа,

Z	елемент	a	a_1
3	Li	1,98	2,02
11	Na	9,58	7,45
19	K	17,24	13,03
37	Rb	34,82	26,95
55	Cs	52,45	40,8

Таблиця 2. Значення сталих a і a_1 для лужних елементів

$$R = \frac{m_e e^4}{8 h^3 \epsilon_0^2 c} \text{ стала Ридберга } R = 10\,967\,758 \text{ м}^{-1}$$

спектральне хвильове число $\tilde{\nu} = \frac{1}{\lambda}$

Література

1. М. Кучерук, Т. Горбачук Загальний курс фізики. Том 3. (1999)
2. Б.А. Міщенко, А.С. Опанасюк, Л.М. Панченко Збірник задач до практичних та індивідуальних занять з дисципліни “Загальна фізика”. Частина 3 Елементи атомної фізики та квантової механіки. Суми 2003.
3. І. М. Каденко, В. А. Плюйко Фізика атомного ядра та частинок Київ 2019
4. В.А. Плюйко, К.М. Солодовник Збірник задач з ядерної фізики з розв'язками Методичний посібник з курсу "Фізика атомного ядра та елементарних частинок" Київ 2020
5. Л.А. Булавін, В.К. Тартаковський Ядерна фізика Київ «Знання» 2005
6. Ю.А. Ніцук Ядерна фізика Навчальний посібник для студентів фізичних факультетів університетів Одеса 2008