Лабораторна робота № 3-11

Вивчення спектра атомарного водню

Мета роботи: градуювання монохроматора УМ-2; вивчення спектра атомарного водню у видимій області; експериментальне визначення сталої Рідберга.

Теоретичні відомості

Спектри ізольованих атомів складаються з дискретних спектральних ліній різної

інтенсивності, що відповідають різним довжинам хвиль. Частоти випромінювання, що поглинаються і випромінюються, залежать від сорту атомів. Для атомів одного сорту спектри поглинання і випромінювання однакові. Кожен атом може бути ідентифікований за спектром (спектр дає інформацію про будову атома механізму його взаємодії з випромінюванням). На особливу увагу заслуговує атом водню, оскільки він є найпростішою атомною системою (один протон + один електрон); усі частоти , що можна спостерігати для атома водню , підпорядковані узагальненій формулі Бальмера :

$$\nu_{mn} = R(1/n^2 - 1/m^2); \quad \nu_{mn} = c/\lambda_{mn},$$

де m і n-додатні цілі числа (m > n); R – певна константа , яка називається сталою Рідберга; λ_{mn} – довжина хвилі випромінювання ; c- швидкість світла .

Окремі лінії у спектрах атомів можна об`єднати у групи ліній , що називають серіями. Формула (11.1) є узагальненням експериментальних даних: у 1885 р. Бальмер помітив ,що частоти ліній у видимій частині спектра водню можна виразити формулою (серія Бальмера):

$$\nu_{m2} = R(1/2^2 - 1/m^2);\ m = 3,4,5\ldots(\ n = 2)$$

Пізніше були відкриті нові серії ліній : в ультрафіолетовій області - серія Лаймана: n = 1, m = 2,3,4,5,...

в інфрачервоній частині спектру:

- серія Пашена: n = 3, m = 4,5,6...

- серія Брекета: n = 4, m = 5,6,7...

- серія Пфундта: n = 5, m = 6,7,8...

- серія Хемфі n = 6, m = 7,8,9...

Необхідно зазначити, що не всі різниці термів обов`язково виявляються як частоти

випромінювання, які спостерігаються у спектрі; квантова теорія формулює так звані правила відбору, що показують, які комбінації термів можливі, а які є забороненими .

Отже, спектр атома водню згідно з Бальмером –Рідбергом описується формулою :

$$\nu_{mn} = R(1/n^2\text{-}1/m^2) = \nu_{mn} = R/n^2 - R/m^2)$$

Зіставляючи цей вираз із умовою частот Бора (другий постулат Бора)

$$\nu_{mn} = E_{\text{m}}/h - E_{\text{n}}/h)$$

Бачимо, що енергії стаціонарних станів виражаються співвідношенням :

$$-E_n = hR/n^2; \qquad -E_m = hR/m^2$$

Таким чином, спектральні терми набувають певного фізичного смислу, оскільки виявляються пов`язаними з енергію стаціонарних станів атома, а комбінаційний принцип Рітца стає природним наслідком другого постулату Бора. Наявність характерного для атома лінійчатого спектра випромінювання пояснюється квантуванням (дискретністю) енергетичних рівнів атомів (що є експериментальним фактом, абсолютно несумісним із класичною корпускулярною теорією).

Атом водню у класичній теорії

Відповідно до законів Кеплера електрон рухається еліптичною орбітою, в одному з фокусів якої знаходиться протон (будемо вважати його нескінченно важким, тобто нерухомим). Кожній орбіті відповідає деяке значення енергії E < 0 та деяка частота νкл руху електрона. Ці величини залежать лише від розмірів великої півосі еліпса:

$$|E| = \frac{ke^2}{2a}; \qquad T = \frac{1}{\nu_{\text{кл}}} = 2\pi\sqrt{\frac{ma^3}{ke^2}}$$

Де a – велика піввісь еліпса; T – період обертання; e та m – відповідно заряд і маса електрона.

Під час свого руху електрон випромінює електромагнітні хвилі. Це випромінювання відбувається безперервно і супроводжується безперервним зменшенням енергії E. Цю картину зіставляємо зі стрибкоподібним процесом втрати енергії електроном, що передбачено теорією Бора. Перехід з (n+1)-го стаціонарного стану у n-й за великих n має відповідати випромінюванню довгих хвиль (малих частот):

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

Необхідно зазначити, що спектр газів, які складаються з багатоатомних молекул, набагато складніші. Наприклад, у спектрі водню поряд з окремими, досить віддаленими одна від одної лініями, спостерігається велика кількість щільно розташованих ліній (багатолінійчастий або смугастий спектр водню). Смугастий спектр характеризує молекули водню, а спектр який складається з окремих ліній, відповідає атомарному водню, що утворився у розрядній трубці внаслідок дисоціації молекул під дією розряду. Використовуючи у роботі водневу лампу (ДВС-4), маємо можливість спостерігати як атомарний, так і молекулярний спектр,що на нього накладається. Отже, на це необхідно зважати під час вимірювань.

Атом водню у квантовій теорії

У загальному випадку атоми і молекули не підкоряються законам класичної механіки. Теоретичний опис їх станів можливий лише на основі квантової механіки і зводиться до розв`язання основного рівняння квантової механіки – рівняння Шредінгера. Для найпростішої системи (атома водню) воно має вигляд:

$$\nabla^2\psi + \frac{2m}{\hbar^2}\left(E + \frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0 r}\right)\psi = 0$$

З цього рівняння ,зокрема,виходить, що у зв`язаному стані ($E < 0$)електрон може мати лише одне з дискретних (квантових) значень енергії:

$$E_n = -\frac{me^4}{32\pi^2\varepsilon_0^2\hbar^2}\frac{1}{n^2}, \qquad n = 1, 2, 3...,$$

У іонізованому (тобто не зв` язаному, Е) стані енергія електрона може набувати

будь-яких значень. На рис. 11.1 показана діаграма можливих значень енергії електрона у атомі водню, розрахованих за (11.8). Як видно з формули (11.9),енергія системи зростає зі збільшенням головного

квантового числа (зменшується числове значення від`ємної енергії), а рівні ущільнюються. При , а далі іде область неперервного спектру ($E > 0$), що відповідає іонізованому стану атома. Таким чином, енергія іонізації атома виявляється

$$E_{іон} = 0 - E_1 = \frac{me^4}{32\pi^2 \varepsilon_0^2 \hbar^2} = 2{,}17 \cdot 10^{-18}\ Дж$$

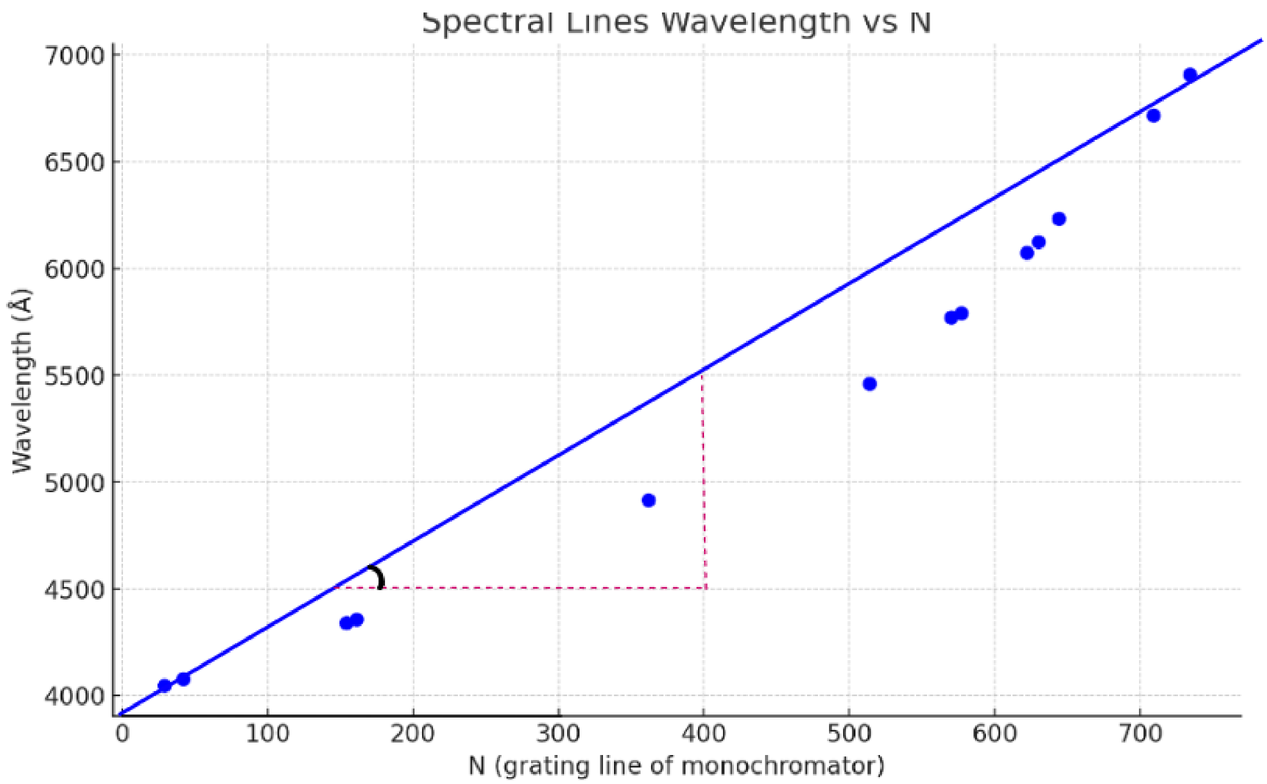
Довідники дають два значення сталої Рідберга. Одне з них стосується формули, за якою вираховуються частоти ν випромінювання і визначається воно за (11.7). Інше значення виходить з формули (11.10), за якою визначаються циклічні частоти ω . Як відомо, ω = 2πν . Так само співвідносяться і сталі Рідберга.

У роботі вивчається серія Бальмера, деякі лінії якої знаходяться у видимій області спектра. Для перших чотирьох ліній цієї серії m набуває значень 3, 4, 5, 6. Ці лінії позначаються символами Hα, Hβ, Hγ, Hδ.

Робота:

Значення довжин хвиль спектральних ліній ртутної лампи		N° (градусні поділки барабана монохроматора)
Спектральна лінія	Довжина хвилі λ, Å	
Темно-червона	6907	734
Червона	6716	709
Червоно-жовтогаряча I	6234	644
Червоно- жовтогаряча II	6123	630
Жовтогаряча	6073	622
Жовта I	5791	577
Жовта II	5770	570
Яскраво-зелена	5461	514
Зелено-синя	4916	362
Яскраво-синя	4358	161
Синя, слабка	4339	154
Фіолетова, середня	4078	42
Фіолетова, яскрава	4047	29

$$k = tg\alpha = \frac{\lambda}{N} = \frac{1000}{250} = 4.00\ \frac{\text{Å}}{\text{под}};\ \lambda_\theta = 3910\ \text{Å}$$



Назва хвилі	H_α	H_β	H_γ
N° (градусні поділки барабана)	683	268	143
$\lambda_{екс}$, Å	6234	4916	4358
$\lambda_{теор}$, Å	6545	4848	4329
R, c^{-1}	$3.6 \cdot 10^{15}$	$3.4 \cdot 10^{15}$	$3.4 \cdot 10^{15}$

$$c = 3 \cdot 10^8 \text{ м/с}, \quad R \approx 3.3 \cdot 10^{15}$$

$$m_\alpha = 3,\ m_\beta = 4, m_\gamma = 5$$

$$\lambda_{теор\ \alpha} = \frac{c}{\nu} = \frac{c}{R\left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{m^2}\right)} = \frac{3 \cdot 10^8}{3.3 \cdot 10^{15}\left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{3^2}\right)} = 6545 \text{ Å}$$

$$\lambda_{теор\ \beta} = 4848 \text{ Å}; \lambda_{теор\ \gamma} = 4329 \text{ Å}$$

Стала Рiберга:

n=2;

$$R_\alpha = \frac{c}{\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2}\lambda_{екс}} = \frac{3 \cdot 10^8}{6234 \cdot 10^{-10}\left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{3^2}\right)} \approx 3.6 \cdot 10^{15}$$

$$R_\beta \approx 3.4 \cdot 10^{15}$$

$$R_\gamma \approx 3.4 \cdot 10^{15}$$

	$\lambda_{\text{теор}}$, Å	$\lambda_{\text{екс}}$, Å
λ_{α}	6545	6234
λ_{β}	4848	4916
λ_{γ}	4329	4358
$< R >= 3.5$	$\varepsilon = 3\%$	

Похибка:

$$< R >= \frac{3.6 + 3.4 + 3.4}{3} = 3.5$$

$$\varepsilon = \frac{|R_{\text{таб}} - < R > |}{R_{\text{таб}}} \cdot 100\% = \frac{|3.4 - < 3.5 >|}{3.4} \cdot 100\% = 3\%$$