IORDACHE MĂDĂLINA GABRIELA 313CA Informatică - Subgrupa 3

DETERMINAREA CONSTANTEI RYDBERG

1. Scopul lucrării

Determinarea constantei implicate în seriile spectrale ale atomilor hidrogenoizi.

2. Teoria lucrării

Atomii fiecărui element chimic emit, atunci când sunt excitați, un spectru optic caracteristic unei radiații, astfel că fiecare element poate fi identificat după spectrul său. Aceasta este esența analizei spectrale calitative. De asemenea, atomii pot fi excitați prin absorbția de radiații, spectrul de absorbție fiind identic cu cel de emisie. Spectrele elementelor chimice sunt cu atât mai complicate, cu cât numărul lor de ordine Z este mai mare. Spectrele optice ale atomilor sunt datorate electronilor optici, adică electronilor ce se găsesc pe orbita periferică.

Spectroscopiștii experimentatori au stabilit că toate liniile din diferitele serii spectrale ale atomului de hidrogen pot fi descrise printr-o relație generală care dă lungimea de undă a liniilor spectrale:

$$\tilde{\nu}_{mn} = \frac{1}{\lambda_{mn}} = T(m) - T(n) = \frac{R_H}{m^2} - \frac{R_H}{n^2} = R_H\left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2}\right) \qquad (1)$$

unde n și m sunt numere întregi, T(m) și T(n) sunt termeni spectrali, iar R_H este constanta Rydberg. $\tilde{\nu}_{mn}$ este numărul de undă (frecvența spațială), definit ca inversul lungimii de undă λ_{mn}. Relația (1) este formularea matematică a principiului de combinare Rydberg-Ritz: toate frecvențele (sau numerele de undă) ale atomului de hidrogen pot fi scrise ca diferență a doi termeni spectrali iar dacă există în spectru frecvențele (spațiale) $\tilde{\nu}_{mk}$ și $\tilde{\nu}_{nk}$, atunci există de asemenea diferența lor $\tilde{\nu}_{mn}$.

IORDACHE MĂDĂLINA GABRIELA 313CA 11/2021

Explicarea liniilor spectrale ale atomului de hidrogen a constituit o verificare de succes a teoriei atomului de hidrogen, dată de Neils Bohr în 1913 (și pentru care a primit premiul Nobel pentru fizică în 1922). Bohr afirmă că nu există decât anumite orbite permise pentru electron, corespunzătoare unor stări staționare.

Astfel, el emite următoarele postulate:

I. Atomul se poate afla într-un șir discret de stări staționare, determinate de șirul discret $E_1, E_2, \dots, E_n, \dots$ de valori ale energiei totale. În aceste stări atomul nici nu emite, nici nu absoarbe energie.

II. Energia atomului poate varia discontinuu, prin trecerea de la o stare staționară de energie totală E_n la o altă stare staționară de energie totală E_m. Frecvența fotonului absorbit sau emis este dată de relația:

$$\nu_{mn} = \frac{|E_n - E_m|}{h} \qquad (2)$$

procesul de absorbție având loc în cazul în care electronul trece de pe o orbită mai apropiată de nucleu pe una mai depărtată, iar emisia atunci când parcurge drumul invers.

III. Mărimea momentului cinetic al electronului pe orbitele circulare permise în jurul nucleului trebuie să fie egală cu număr întreg de $\hbar$:

$$L = mvr = n\hbar \qquad (3)$$

unde $\hbar = \frac{h}{2\pi}$ este constanta lui Planck redusă, h este constanta lui Planck, iar n se numește număr cuantic principal și poate lua valorile $n = 1, 2, 3, \dots$

Astfel, considerând modelul planetar al atomului de hidrogen cu nucleul (protonul) imobil, se obține energia totală E_n (compusă din energia cinetică a electronului a electronului în mișcarea sa în jurul nucleului și energia electrostatică de interacție coulombiană nucleu-electron) pe orbita n este cuantificată:

$$E_n = -\frac{e^4 m_0}{8\varepsilon_0^2 h^2} \cdot \frac{1}{n^2} \qquad (4)$$

IORDACHE MĂDĂLINA GABRIELA 313CA Nota

unde m_0 este masa electronului, e este sarcina electronului și ε_0 este constanta electrică a vidului.

Energia totală a atomului de hidrogen este negativă, ceea ce exprimă faptul că electronul se află legat în câmpul electromagnetic al nucleului.

Cea mai scăzută energie a atomului de hidrogen (starea fundamentală) corespunde numărului cuantic $n=1$ și are valoarea de $-13,6$ eV. Ionizarea atomului de hidrogen, adică spargerea lui într-un nucleu și un electron corespunde unei depărtări practic infinite dintre aceste particule energia minimă a acestui sistem fiind zero. Energia minimă necesară pentru a ioniza atomul de hidrogen aflat în starea fundamentală se numește energie de ionizare și are valoarea de 13,6 eV.

În mecanica cuantică energia atomului de hidrogen se află prin integrarea ecuației Schrödinger, fără a se mai introduce condiția $L = mvr = n\hbar$.

Se obține $$\frac{1}{\lambda_{mn}} = \frac{m_0 e^4}{8\varepsilon_0^2 h^3 c}\cdot\left(\frac{1}{m^2}-\frac{1}{n^2}\right) \quad (5)$$

$$\Rightarrow R_H = \frac{m_0 e^4}{8\varepsilon_0^2 h^3 c}$$ → în cazul modelului în care s-a considerat (6) protonul imobil.

Din relația (2) pot fi găsite toate lungimile de undă ale liniilor diferitelor serii spectrale ale hidrogenului. O serie spectrală reprezintă totalitatea liniilor spectrale care au un nivel energetic de bază comun.

Astfel există seria Lymann la care nivelul energetic comun este corespunzător lui $m=1$ (în (5)), iar $n=2,3,4,5,6,\ldots$ (adică seria Lyman conține toate tranzițiile în care este prezent nivelul fundamental de energie); seria Paschen la care $m=3$ și $n=4,5,6,7,8\ldots$ iar liniile spectrale au lungimile de undă corespunzătoare radiațiilor din infraroșu. Într-o serie spectrală radiația cu lungimea de undă cea mai mare se numește linie α (pentru aceasta $|n-m|=1$, iar energia este cea mai scăzută din seria respectivă), următoarea linie β (pentru aceasta $|n-m|=2$) ș.a.m.d.

IORDACHE MĂDĂLINA GABRIELA 313CA

3. Principiul experimentului

În această lucrare se va studia seria spectrală Balmer, determinându-se lungimile de undă pentru liniile $H_\alpha, H_\beta, H_\gamma, H_\delta, H_\varepsilon$ și H_∞ (limita seriei Balmer). Astfel, liniile spectrale ale hidrogenului înregistrate pe o placă fotografică (spectrogramă) plasată în planul focal al unui spectroscop cu prismă sunt prezentate în partea de sus.

Pentru determinarea lungimilor de undă se folosește un spectru cunoscut înregistrat la același spectroscop și în condiții identice, al mercurului. Lungimile de undă ale liniilor mercurului, de la stânga la dreapta în partea inferioară a spectrogramei sunt 623,4; 612,3; 579,0; 577,0; 546,1; 535,4; 435,8; 434,7; 433,9; 407,8; 404,7 nm. Astfel, spectrul mercurului este folosit pentru etalonarea în lungimi de undă a spectrogramei.

În cazul seriei Balmer, relația (1) devine:

$$\tilde{\nu}_m = \frac{1}{\lambda_m} = R_H\left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{m^2}\right), \text{ unde } m = 3, 4, 5, 6, \ldots$$

de unde rezultă constanta Rydberg: $R_H = \dfrac{4m^2}{\lambda_m(m^2-4)}$

4. Dispozitivul experimental

Studierea spectrogramei se face cu un spectroscop. Măsuța microscopului poate fi deplasată în plan orizontal, pe două direcții perpendiculare, cu ajutorul a două șuruburi. Deplasarea în lungul spectrului permite măsurarea poziției unei linii spectrale pe o riglă gradată în mm folosind un vernier cu precizia de 0,1 mm. Pentru fixarea poziției liniei dorite, ocularul microscopului este prevăzut cu un fir reticular.

Pentru efectuarea lucrării sunt necesare: spectrograma cu spectrul hidrogenului atomic vizibil (seria Balmer), cu spectrul mercurului și un spectroscop.

IORDACHE MĂDĂLINA GABRIELA 313CA

Determinarea constantei Rydberg

SUBGRUPA 3

Tabel 1.

λ (nm)	623,4	612,3	579,0	577,0	546,1	535,4	435,8	434,7	433,9	407,8	404,7
x (mm)	34,2	34,7	37,4	37,7	40,1	41,3	53,7	54,2	54,4	58,5	59,2
$1/\lambda^2$ (μm^{-2})	2,573	2,667	2,893	3,004	3,353	3,489	5,265	5,292	5,312	6,013	6,106

Tabel 2.

Linia	x (mm)	$1/\lambda^2$ (μm^{-2})	λ (nm)	n	R_H (m^{-1})	$\langle R_H \rangle$ (m^{-1})	$\sigma_{\langle R_H \rangle}$ (m^{-1})
H_α	31,3	2,22	670	3	$1,075 \cdot 10^7$	$1,082 \cdot 10^7$	$0,022 \cdot 10^7$
H_β	46,0	3,41	541	4	$0,986 \cdot 10^7$		
H_γ	54,2	5,29	434,4	5	$1,095 \cdot 10^7$		
H_δ	58,1	6,12	404	6	$1,106 \cdot 10^7$		
H_ε	61,0	6,44	385	7	$1,131 \cdot 10^7$		
H_∞	70,3	7,94	354	∞	$1,1 \cdot 10^7$		

Constanta Rydberg se determină cu formula:

$$R_H = \frac{4n^2}{\lambda_n(n^2-4)}$$

Pentru H_α, $n=3$, $\lambda=670$ nm: $R_H = \dfrac{4\cdot 3^2}{670\cdot 10^{-9}(3^2-4)} = \dfrac{36\cdot 10^9}{670\cdot 5} = 1{,}075\cdot 10^7\ m^{-1}$

Pentru H_β, $n=4$, $\lambda=541$ nm: $R_H = \dfrac{4\cdot 4^2}{541\cdot 10^{-9}(4^2-4)} = \dfrac{64\cdot 10^9}{541\cdot 12} = 0{,}986\cdot 10^7\ m^{-1}$

Pentru H_γ, $n=5$, $\lambda=434{,}7$ nm: $R_H = \dfrac{4\cdot 5^2}{434{,}7\cdot 10^{-9}(5^2-4)} = \dfrac{100\cdot 10^9}{434{,}7\cdot 21} = 1{,}095\cdot 10^7\ m^{-1}$

Pentru H_δ, $n=6$, $\lambda=407$ nm: $R_H = \dfrac{4\cdot 6^2}{407\cdot 10^{-9}(6^2-4)} = \dfrac{144\cdot 10^9}{407\cdot 32} = 1{,}106\cdot 10^7\ m^{-1}$

Pentru H_ε, $n=7$, $\lambda=385$ nm: $R_H = \dfrac{4\cdot 7^2}{385\cdot 10^{-9}(7^2-4)} = \dfrac{196\cdot 10^9}{385\cdot 45} = 1{,}131\cdot 10^7\ m^{-1}$

Pentru H_∞, $n=\infty$, $\lambda=354$ nm: $R_H = \lim\limits_{n\to\infty} \dfrac{4n^2}{\lambda_n(n^2-4)} = \lim\limits_{n\to\infty} \dfrac{\cancel{n^2}\cdot 4}{\cancel{n^2}\left(\lambda_n - \underbrace{\frac{4\lambda_n}{n^2}}_{\to 0}\right)}$

$$= \frac{4}{\lambda_n} = \frac{4}{354\cdot 10^{-9}} = \frac{4\cdot 10^9}{354} = 1{,}1\cdot 10^7\ m^{-1}$$

Valoarea medie $\langle R_H\rangle = \dfrac{\sum_{i=1}^{6} R_{Hi}}{6} = \dfrac{6{,}493\cdot 10^7}{6} = 1{,}082\cdot 10^7\ m^{-1}$

Deviația standard a valorii medii:

$$\sigma_{R_H} = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^{6}(R_{Hi}-\langle R_H\rangle)^2}{6\cdot 5}} = \sqrt{\frac{0{,}01481\cancel{2}\cdot 10^{14}}{30}} = \sqrt{\frac{0{,}01481\cancel{2}}{30}}\cdot 10^7 = 0{,}022\cdot 10^7$$

IORDACHE MĂDĂLINA GABRIELA 313CA Subgrupa 3