

Соп 11 се 3 са.

7, 2, 83

200

1100

07/

ОСНОВНИ СТАВОВИ ПРВЕ АТОМСКЕ ТЕОРИЈЕ БОРОВЕ

Од Д-ра Бранислава Петронијевића

[513, 9837]

11 447649

11-217381847

ПРЕТХОДНА ПРИМЕДБА

Своју прву теорију атомске структуре хемиских елемената поставио је дански физичар *Нилс Бор* 1913 године. Доцније, 1921, он је у теорију, проширену и модификовану, применио на сам периодни систем елемената. У следећим редовима ми ћемо се ограничити на излагање основних ставова прве атомске теорије Борове, јер она је полазна тачка за сва доцнија детаљнија испитивања атомске структуре елемената. У тој својој теорији *Бор* је у атомски модел Ретерфордов (по коме се атом састоји из позитивног једра и негативних електрона) најпре увео стационарне путање електрона, па је затим на зрачењу енергију електрона применио Планкову теорију кванта.

Излагање ће бити подељено у три одељка. У првом одељку биће изложени постулати од којих полази Борова теорија, у другом њене основне теореме, а у трећем примена тих теорема на објашњење оптичких спектра водоника и јонизованог хелијума.

1

ПОСТУЛАТИ

1. На стационарним (одн. стабилним) путањама својим око атомског једра електрони не зраче и не апсорбују енергију;
2. Електрони зраче енергију кад с даље стационарне путање прелазе на ближу, а апсорбују енергију кад с ближе путање прелазе на даљу;
3. Зрачење и апсорбовање енергије електрона збива се у одређеним количинама енергије (тзв. квантима);
4. Величина израчене одн. апсорбоване енергије при прелазу електрона са једне на другу стационарну путању (одн. величина квантума енергије) пропорционална је броју осцилација одговарајућег таласа (тј. $\Delta E = h\nu$, где је ν број осцилација, а фактор пропорционалности h тзв. Планкова константа);
5. Путање електрона око једра су кружне;

6. Производ из периферије кружне путање електрона и његове количине кретања раван је целобројној множини Планкове константе (тј. $2\pi a_n \cdot m v = n h$).

II

ТЕОРЕМЕ И ФОРМУЛЕ

1. Кинетичка енергија електрона на n -тој стационарној кружној путањи његовој равна је количини $\frac{N e^2}{2 a_n}$.

Доказ. На основу става, да центрифугална сила електрона на његовој стационарној путањи мора бити равна центрипеталној, биће (пошто је центрипетална сила по Кулоновом закону $= \frac{N e \cdot e}{a_n^2}$, где је N атомски број а e елементарна количина набоја):

$$\frac{m v^2}{a_n} = \frac{N e^2}{a_n^2},$$

а одавде следује $\left(m v^2 = \frac{N e^2}{a_n} \text{ и } \right)$:

$$\frac{m v^2}{2} = \frac{N e^2}{2 a_n},$$

чиме је теорема доказана.

2. Производ из квадрата броја оптицаја (ω_n) електрона око једра на n -ој стационарној путањи у секунди и кубуса одговарајућег полупречника путање (a_n) константна је количина $\left(\text{и} = \frac{N e^2}{4 \pi^2 m} \right)$.

Доказ. Из доказа прошле теореме знамо да је:

$$\frac{m v^2}{a_n} = \frac{N e^2}{a_n^2}.$$

Како је (ако са T означимо периоду оптицаја електрона, а са ω_n број оптицаја у јединици времена):

$$\omega_n = \frac{1}{T},$$

биће:

$$v = \left[\frac{2 \pi a_n}{T} = \right] 2 a_n \pi \cdot \omega_n.$$

Према томе биће:

$$m v^2 = m \cdot 4 a_n^2 \pi^2 \omega_n^2$$

и

$$m \cdot 4 a_n^2 \pi^2 \omega_n^2 = \frac{N e^2}{a_n},$$

одакле следује:

$$\omega_n^2 \cdot a_n^3 = \frac{N e^2}{4 \pi^2 m},$$

чиме је теорема доказана.

Напомена. Формула $\omega_n^2 a_n^3 = \text{konst.}$ претставља трећи Кеплеров закон за кретање електрона, који одговара трећем Кеплеровом закону за кретање планета $n^2 a^3 = \text{konst.}$ (где је n средње дневно кретање планете, а a велика полуоса њене елиптичке путање).

3. Полупречници стационарних електронских путања око једра управно су сразмерни квадратима одговарајућих целих бројева n .

Доказ. Из доказа прошле теореме лако је закључити да је:

$$m v = 2 \pi a_n \omega_n \cdot m,$$

одакле, на основу шестог постулата, следује да је:

$$4 \pi^2 a_n^2 \omega_n \cdot m = n h,$$

а одавде:

$$\omega_n = \frac{n h}{4 \pi^2 a_n^2 m}.$$

Кад се ова вредност од ω_n замени у формули

$$\omega_n^2 a_n^3 = \frac{N e^2}{4 \pi^2 m}$$

добиће се:

$$\frac{n^2 h^2}{16 \pi^4 a_n^4 m^2} \cdot a_n^3 = \frac{N e^2}{4 \pi^2 m}$$

одн.

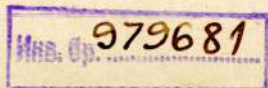
$$\frac{4 \pi^2 a_n m}{n^2 h^2} = \frac{1}{N e^2},$$

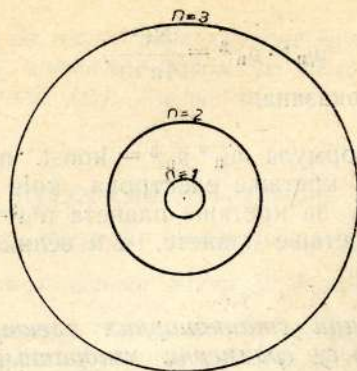
а одавде;

$$a_n = \frac{n^2 h^2}{4 \pi^2 m N e^2}.$$

Како из ове формуле за две стационарне путање a_{n1} и a_{n2} следује да је:

$a_{n1} : a_{n2} = n_1^2 : n_2^2$, то је тиме теорема доказана (упор. сл. 1).





Сл. 1

Атом водоника са три прве стационарне путање његовог једног електрона, које одговарају бројевима $n=1$, $n=2$, $n=3$ и чији су полупречници равни бројевима 1^2 , 2^2 и 3^2 .

3. Број оптицаја (ω_n) електрона у секунди на n -ој стационарној путањи његовој обрнуто је сразмеран кубусу целог броја n .

Доказ. Кад се у формули (наведеној у доказу претходне теореме):

$$\omega_n = \frac{nh}{4\pi^2 a_n^2 m}$$

стави

$$a_n = \frac{n^2 h^2}{4\pi^2 m N e^2}$$

добеће се формула:

$$\omega_n = \frac{4\pi^2 m N^2 e^4}{n^3 h^3},$$

чиме је теорема доказана.

5. Кинетичка енергија електрона на n -тој стационарној путањи његовој обрнуто је сразмерна квадрату целог броја n .

Доказ. Ако се у формули прве теореме

$$\frac{mv^2}{2} = \frac{Ne^2}{2a_n}$$

стави

$$a_n = \frac{n^2 h^2}{4\pi^2 m N e^2}$$

добеће се формула:

$$\frac{mv^2}{2} = \frac{2\pi^2 m N^2 e^4}{n^3 h^3},$$

чиме је теорема доказана.

6. Број осцилација (ν) таласа, који постаје при прелазу електрона са даље (n -те) на ближе (n' -ту) стационарну кружну путању, раван је изразу $\frac{2\pi^2 m N^2 e^4}{h^3} \left(\frac{1}{n'^2} - \frac{1}{n^2} \right)$.

Доказ. Ако се тотална енергија електрона (тј. збир кинетичке и потенцијалне енергије његове) на n -тој стационарној путањи означи са E_n , а тотална енергија његова на n' -тој стационарној путањи са $E_{n'}$ (при чему су n и n' цели бројеви и $n > n'$), биће на путањи n :

$$\text{потенцијална енергија електрона: } P_n = \frac{Ne^2}{a_1} - \frac{Ne^2}{a_n},$$

$$\text{кинетичка енергија електрона: } \frac{mv^2}{2} = \frac{Ne^2}{2a_n},$$

$$\text{тотална енергија електрона: } E_n = P_n + \frac{mv^2}{2} = \frac{Ne^2}{a_1} - \frac{Ne^2}{2a_n}.$$

а на путањи n' :

$$\text{потенцијална енергија } P_{n'} = \frac{Ne^2}{a_1} - \frac{Ne^2}{a_{n'}},$$

$$\text{кинетичка енергија } \frac{mv^2}{2} = \frac{Ne^2}{2a_{n'}},$$

$$\text{тотална енергија } E_{n'} = \frac{Ne^2}{a_1} - \frac{Ne^2}{2a_{n'}}.$$

Према томе биће:

$$E_n - E_{n'} = \left(\frac{Ne^2}{a_1} - \frac{Ne^2}{2a_n} \right) - \left(\frac{Ne^2}{a_1} - \frac{Ne^2}{2a_{n'}} \right) = \frac{Ne^2}{2a_{n'}} - \frac{Ne^2}{2a_n}.$$

Како је на основу прве и пете теореме:

$$\frac{Ne^2}{2a_n} = \frac{2\pi^2 m N^2 e^4}{n^3 h^3}.$$

и како је (према постулатима трећем и четвртном):

$$E_n - E_{n'} = h\nu,$$

биће напоследку:

$$v = \left[\frac{\Delta E}{h} \right] = \frac{2\pi^2 m N^2 e^4}{h^3} \left(\frac{1}{n'^2} - \frac{1}{n^2} \right),$$

чиме је теорема доказана.

Напомена. У формули за потенцијалну енергију електрона:

$$P_n = \frac{N e^2}{a_1} - \frac{N e^2}{a_n}$$

претпостављено је, да постоји једна електронска путања a_1 која је најближа могућа у односу на атомско једро и за коју је одговарајући потенцијал $= \frac{N e^2}{a_1}$. Ако се овај последњи стави $= 0$, биће потенцијална енергија електрона на n -тој путањи $= - \frac{N e^2}{a_n}$.

III

ПРИМЕНА НА СПЕКТРЕ

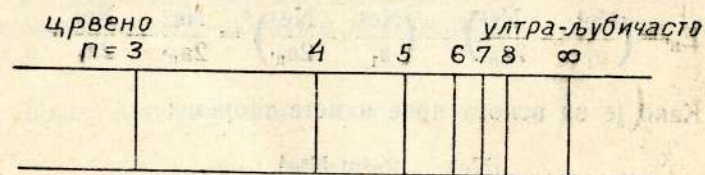
1

Спектар водоника и константе R и K

Као што је први 1885-е показао *Балмер*, све се линије видљивог спектра водониковог (в. сл. 2) дају претставити формулом:

$$\frac{1}{\lambda} = R \left(\frac{1}{4} - \frac{1}{n^2} \right),$$

у којој је λ таласна дужина, n један од целих бројева 3, 4, 5, 6, 7 итд., а R константа (тзв. Ридбергова константа) чија емпиричка вредност износи 109675.



Сл 2

Линије водониковог спектра (видљивог и невидљиве ултра-љубичасте области) које одговарају Балмеровој формули

Ако се (на основу познате формуле $c = v\lambda$, у којој је c брзина светлости, а v број осцилација таласа) у горњој формули стави $\frac{1}{\lambda} = \frac{v}{c}$, добиће се формула:

$$v = R c \left(\frac{1}{4} - \frac{1}{n^2} \right),$$

одн. (ако се константни производ Rc означи са K) формули:

$$v = K \left(\frac{1}{4} - \frac{1}{n^2} \right),$$

Кад се ова последња формула упореди са Боровом формулом шесте теореме:

$$v = \frac{2\pi^2 m N^2 e^4}{h^3} \left(\frac{1}{n'^2} - \frac{1}{n^2} \right),$$

лако се увиђа, да она следује из Борове кад се у овој стави $n' = 2$ и (пошто је за водоник $N = 1$) $\frac{2\pi^2 m e^4}{h^3} = K$. Према томе константа K мора се дати израчунати из овог последњег израза, ако је Борова формула теоријско објашњење Балмерове емпиричке формуле.

Доиста кад се у изразу $\frac{2\pi^2 m e^4}{h^3}$ стави $e = 4,7 \cdot 10^{-10}$ (електростатичких јединица), $m = 9 \cdot 10^{-28}$ (грама) и $h = 6,56 \cdot 10^{-27}$ (ерга-секунада) добиће се да је:

$$K = 329 \cdot 10^{18},$$

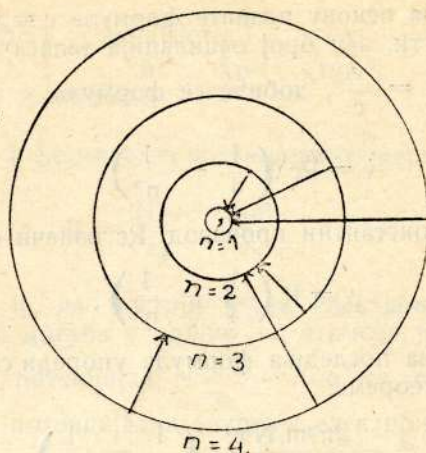
а ова је вредност равна експериментално утврђеној вредности Rc тј. $= 109675 \cdot 3 \cdot 10^{10}$.

Из на овај начин експериментално потврђене Борове формуле следује, да свака линија видљивог спектра водониковог одговара једном монохроматичном зраку који постаје при прелазу водониковог електрона са једне од стационарних путања $n = 3, 4, 5, 6, 7$ итд. на стационарну путању $n = 2$ (в. сл. 3). За $n = \infty$ добија се тзв. гранична линија Балмерове серије, која се налази у (невидљивој) ултраљубичастој области водониковог спектра (в. сл. 2).

Али из Борове формуле дају се извести и друге експериментално утврђене серије водониковог спектра, од којих су најважније следеће две.

Кад се у Боровој формули за водоник:

$$v = \frac{2\pi^2 m e^4}{h^3} \left(\frac{1}{n'^2} - \frac{1}{n^2} \right)$$



Сл. 3

Постанак трију серија водониковог спектра: Балмерове (при прелазу електрона са путања $n=3$, $n=4$ на путању $n=2$), Лиманове (при прелазу електрона са путања $n=2$, $n=3$, $n=4$ на путању $n=1$) и Пашенове (при прелазу електрона са путање $n=4$ на путању $n=3$).

стави $n'=1$, а $n=2, 3, 4$ итд. добиће се тзв. Лиманова серија ултраљубичасте области водониковог спектра, чија се и прва линија налази у тој области (в. сл. 3). А кад се у тој формули стави $n'=3$, а $n=4, 5, 6$, итд., добиће се тзв. Пашенова серија ултрацрвене области водониковог спектра.

2

Спектар јонизираниог хелијума и константа $4K$

Док се у своме нормалном (одн. неутралном) стању атом хелијума састоји из атомског једра, чији позитивни набој износи $2e$, и из два електрона, дотле атом јонизираниог хелијума садржи само један електрон у себи, и по томе је сличан водониковом атому. Стога се на његов спектар да применити Борова формула. Кад се наине у формули:

$$\nu = \frac{2\pi^2 m N^2 e^4}{h^3} \left(\frac{1}{n'^2} - \frac{1}{n^2} \right)$$

стави $N=2$ (2 је атомски број хелијума) добиће се формула:

$$\nu = \frac{8\pi^2 m e^4}{h^3} \left(\frac{1}{n'^2} - \frac{1}{n^2} \right),$$

одн. формула:

$$\nu = 4K \left(\frac{1}{n'^2} - \frac{1}{n^2} \right).$$

Доиста спектралне линије, које одговарају овој формули кад се у њој стави $n'=4$ и $n=5, 6, 7$ итд., констатовао је најпре астроном *Пикеринг* у спектру једне некретнице и написао их водонику. *Бор* је пак на основу своје теорије закључио, да оне припадају јонизираниом хелијуму а не водонику, па је тај закључак убрзо и експериментално потврђен.

ЛИТЕРАТУРА

N. Bohr, Abhandlungen über Atombau aus den Jahren 1913—1916. Autorisierte deutsche Uebersetzung von *Dr. H. Stintzing*. Braunschweig, 1921.

N. Bohr, Drei Aufsätze über Spektren und Atombau, Sammlung Vieweg H. 56, 2-te Aufl., Braunschweig, 1924.

H. A. Kramers und *H. Holst*, Das Atom und die Bohrsche Theorie seines Baues. Deutsch von *F. Arndt*. Berlin, 1925.

E. Bauer, La Théorie de Bohr, la constitution de l'atome et la classification périodique des éléments. Paris, 1922.