Kvantová, atómová a subatómová fyzika

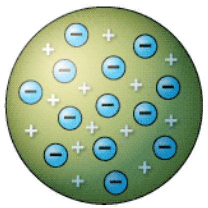
Atóm vodíka - východiská atómovej fyziky

Thompsonov (pudingový) model atómu

J.J. Thompson:
1897 - objav elektrónu, atóm je však elektricky neutrálny

Pudingový model: (pozor, anglický „puding“ je vlastne koláč)
Kladný náboj je rovnomerne rozdelený po celom objeme atómu. Elektróny sú tiež rozmiestnené rovnomerne v celom objeme (ako slivky v koláči-pudingu) a kmitajú okolo pevných bodov. (U nás by sme asi skôr hovorili o hrozienkach v koláči)

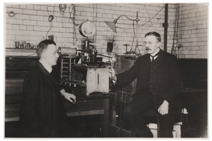
Ak by sme takýto atóm ostreľovali kladne nabitými časticami, kladný náboj rozdelený po celom jadre by dopadajúce častice odchýlil len nepatrne.

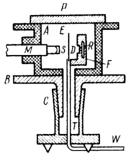


Geigerov-Marsdenov experiment

1909, Hans Geiger (D), Ernest Marsden (NZ), Manchester, asistenti Ernesta Rutherforda

Rozptyl α-častíc na zlatej fólii

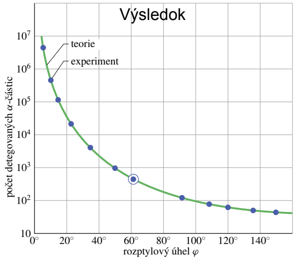




R: zdroj α-častíc: ^{214}Po
F: tienenie Pb
E: fólia Au, 0,5 μm (Au sa dá ľahko tvarovať na fóliu)
S: scintilátor
M: mikroskop
A: železná schránka
W: k výveve

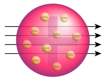
Prekvapivý výsledok:
veľmi veľa α-častíc odrazených prakticky späť

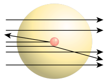
Ernest Rutherford (mierne parafrázovaný):
Bol to najúžasnejší výsledok v mojom živote. Bolo to, ako keby ste vypálili 15 palcový náboj do toaletného papiera a ten sa od neho odrazil naspäť. Uvedomil som si ... že efekt je dôsledkom jedinej zrážky. Výpočet mi potom ukázal, že veľká časť hmotnosti atómu musí byť sústredená v miniatúrnej časti objemu.



Rutherfordova interpretácia: nový model atómu

α-častice sa rozptyľujú na veľmi malom kladne nabitom jadre


rozptyl na Thompsonovom atóme


rozptyl na Rutherfordovom atóme

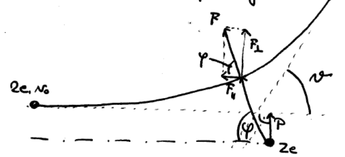
$$p = \frac{k}{m v_0^2} \cot \frac{\vartheta}{2}$$

$$dn = n\, N\, h \left(\frac{k}{2m\, v_0^2} \right)^2 \frac{1}{\sin^4 \frac{\vartheta}{2}}\, d\Omega$$

$$k = \frac{2Ze^2}{4\pi\varepsilon_0}$$

p: parameter zrážky (pozri obrázok)
n: počet dopadajúcich častíc
N: koncentrácia atómov vo fólii
h: hrúbka fólie
m: hmotnosť častice
(odvodenie formúl na MOODLE)

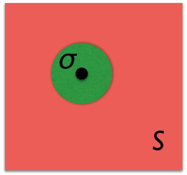
Odvodenie Rutherfordovej formuly



Účinný prierez

počet častíc, ktoré sa rozptýlia určitým spôsobom

častice sa tak rozptýlia, ak trafia do zeleného terča (ktorý zodpovedá okoliu jadra)



$$n = j\,\sigma\,\Delta t$$

j : prúd častíc = počet častíc, ktoré prejdú cez jednotku plochy za jednotku času
σ : účinný prierez, rozmer plochy
Δ*t* : čas, po ktorý dopadá prúd častíc

účinný prierez pre rozptyl na uhol väčší ako *θ*

$$\sigma = \pi p^2 = \pi \frac{k^2}{4E_k^2} \cot^2 \frac{\theta}{2}$$

účinný prierez pre rozptyl na uhly z intervalu (*θ*, *θ*+d*θ*)

$$\left|\frac{d\sigma}{d\theta}\right| = \pi \frac{k^2}{4E_k^2} \cot \frac{\theta}{2} \frac{1}{\sin^2 \frac{\theta}{2}}$$

Rozmer jadra z rozptylu α-častíc

Rutherfordova formula platí pre nízke energie α-častíc. Od určitej energie (urýchľovacieho napätia) prestáva platiť.

Najbližšie sa α-častice priblížia k jadru pri nulovom parametri zrážky
(keď nalietavajú priamo na stred jadra a odrazia sa presne naspäť)

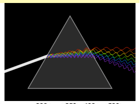
Najbližšie priblíženie z rovnosti kinetickej energie $E_k = e.U$ a potenciálnej energie v bode obratu

$$R = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{Ze^2}{E_k} = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{Ze}{U}$$

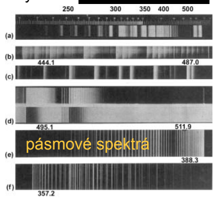
ak *U* je maximálne urýchľovacie napätie, kde Rutherfordova formula platí, toto je horný odhad pre polomer jadra

Rutherfordova formula prestáva platiť pre vysoké energie, pretože v takom prípade sa α-častice dostávajú blízko jadra a začnú cítiť aj jadrové sily.

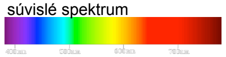
Spektrá



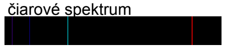
Spektrá:
- súvislé - vyžarujú tuhé telesá a husté plyny
- čiarové - typické pre atómy
- pásmové - pásma pozostávajú z mnohých čiar, vyžarujú molekuly



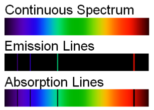
súvislé spektrum



čiarové spektrum



Spektrá:
- absorpčné
- emisné (substanciu treba vybudiť k žiareniu)



Pre vlnové dĺžky sa udáva hodnota vo vákuu $\lambda_{\mathrm{vac}} = n\lambda$

vlnočet $\rho = \frac{\nu}{c} = \frac{1}{\lambda_{\mathrm{vac}}}$

Viditeľné spektrum vodíka: Balmerova séria

charakteristické čiary:
H_α = 6563 Å = 656,3 nm (1853, Anders J. Ångström)
H_β = 4861 Å = 486,1 nm
H_γ = 4340 Å = 434,0 nm

Vlnové dĺžky možno vyjadriť (Johann J. Balmer, 1885)

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

G = 364,56 nm, n = 3, 4, 5, 6, ...

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

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

Rydbergova konštanta: R = 10,97 μm^{-1} (Johannes R. Rydberg)

Ångström

Balmer

Rydberg

Celé spektrum vodíka

Aj ďalšie série sú možné:

$$\boxed{\rho = R\left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2}\right)} \quad n > m$$

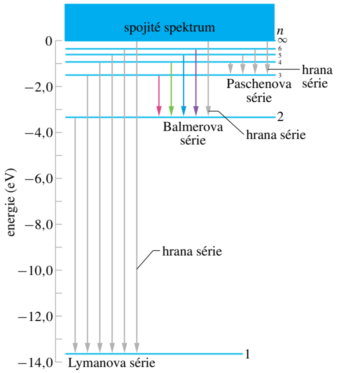
Série:
- Lymanova, m = 1
- Balmerova, m = 2
- Paschenova, m = 3
- Brackettova, m = 4
- Pfundtova, m = 5

Vlnočtom zodpovedajú energie fotónov:

$$\rho = \frac{1}{\lambda} = \frac{\nu}{c} = \frac{E}{hc}$$

Energii (vlnočtu) zodpovedá na grafe dĺžka čiary.

NB: v astrofyzikálnych pozorovaniach vidíme spektrá až do n = 90 - 350



Bohrov model atómu

Model je nesprávny, ale napriek tomu (vďaka šťastnej náhode) dáva dobré výsledky pre energie elektrónov v atóme a typické rozmery atómu. (Niels H.D. Bohr, 1913)

Klasický vzťah pre energiu elektrónu

$$E = E_{\mathrm{kin}} + E_{\mathrm{pot}} = \frac{1}{2}mr^2\omega^2 - \frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0 r}$$

Coulombovská sila plní rolu dostredivej sily - môžem vyjadriť r

$$mr\omega^2 = \frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0 r^2}$$

Energia vyjadrená cez kruhovú frekvenciu

$$E = -\frac{1}{2}\frac{\left(e^4 m\omega^2\right)^{1/3}}{\left(4\pi\varepsilon_0\right)^{2/3}}$$

Postuláty
1. Elektróny v atóme sa pohybujú podľa klasickej fyziky, **ale len na niektorých dráhach.**
2. Pri pohybe po týchto dráhach elektróny nežiaria. Pri prechode z jednej dráhy na druhú vyžiaria fotón s frekvenciou $\nu = (E_n - E_m)/h$.
   (Tento postulát je v rozpore s klasickou fyzikou, lebo tam pri pohybe po kružnici nabité častice vyžarujú energiu.)

Energetické členy pritom sú:

$$E_n = -\frac{Rhc}{n^2}$$

Bohrov model atómu: určenie energetických hladín

Princíp korešpondencie:
Pri prechodoch medzi hladinami n a n+1 pre veľmi veľké n, musí frekvencia vyžiareného fotónu súhlasiť s predpoveďou klasickej fyziky.
To znamená, že musí byť rovná frekvencii obiehania elektrónu na danej orbite.

$$\nu = Rc\left(\frac{1}{(n-1)^2} - \frac{1}{n^2}\right) \approx \frac{2Rc}{n^3} \qquad \omega = 2\pi\nu = \frac{4\pi Rc}{n^3} \qquad -\frac{Rhc}{n^2} = -\frac{1}{2}\frac{\left(e^4 m\omega^2\right)^{1/3}}{(4\pi\varepsilon_0)^{2/3}}$$

$$R = R_\infty = \frac{me^4}{8\varepsilon_0^2 h^3 c}$$

Rydbergova konštanta: R_∞ = 10,973 731 8 (12) μm^{-1}

Základné charakteristky Bohrovho atómu:

$$\boxed{E_n = -\frac{e^4 m}{32\pi^2\varepsilon_0^2\hbar^2}\frac{1}{n^2}} \qquad \boxed{r_n = \frac{4\pi\hbar^2\varepsilon_0}{e^2 m}n^2 = an^2}$$

Bohrov polomer: a = 0,529×10^{-10} m = 52,9 pm

Bohrov model atómu: poznámky

Podobné vzťahy máme pre vodíkupodobné atómy, len treba nahradiť $e^2 \to Ze^2$.
Vodíkupodobné sú také atómy, kde máme jeden elektrón.

Tieto vzťahy sa dajú odvodiť aj tak, že predpokadáme, že na klasickú orbitu elektrónu v atóme sa dá uložiť práve celočíselný násobok de Broglieho vĺn elektrónu.

$$2\pi r_n = n\lambda = n\frac{h}{p} = n\frac{h}{m\omega_n r_n}$$

Energia základného stavu: E_1 = -13,59 eV

Rydbergove atómy: stavy s veľkým n - veľký polomer

Pozitrónium, miónium - zmenené hmotnosti
Antivodík - rovnaké spektroskopické vlastnosti ako vodík