## ***Kvantitativní popis Bohrova modelu atomu

Bohrův model atomu byl používán ještě před položením matematických základů kvantové mechaniky. Vycházel z analogie pohybu planet kolem Slunce a byl jakousi kombinací klasické fyziky a kvantové fyziky. Záporně nabitý elektron se v tomto modelu pohybuje kolem kladně nabitého jádra po kružnicích. Pohyb po kružnici je způsoben dostředivou silou, která je realizována v tomto případě Coulombovskou přitažlivou silou. Lze tedy psát: $\frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\cdot\frac{e^2}{r^2} = m_e\frac{v^2}{r}$. Bohr dále doplnil kvantovací podmínku, kterou lze interpretovat jako požadavek, aby se na kruhovou trajektorii o poloměru *r* vešel celočíselný násobek de Brogrlieových vlnových délek: $2\pi r = n\lambda = n\frac{h}{m_e v}$.

Řešením obou rovnic jako soustavy pro neznámé *r* a *v* dostáváme poloměr kruhové trajektorie a velikost rychlosti oběhu elektronu kolem jádra v závislosti na *n*: $r_n = \frac{\varepsilon_0 h^2}{\pi m_e e^2}n^2$ a $v_n = \frac{e^2}{2\varepsilon_0 hn}$.

Nyní je možné na základě právě odvozených vztahů určit energetické stavy atomu vodíku. Je třeba znát celkovou energii *E* elektronu. Ta je dána kinetickou energií $E_k$ elektronu při jeho oběhu kolem jádra a potenciální energií $E_p$, kterou má elektron vzhledem k jádru. Pro kinetickou energii $E_k$ elektronu tedy je možné psát: $E_k = \frac{1}{2}m_e v_n^2 = \frac{1}{2}m_e\frac{e^4}{4\varepsilon_0^2 h^2 n^2} = \frac{m_e e^4}{8\varepsilon_0^2 h^2 n^2}$.

Podobně můžeme vyjádřit potenciální energii $E_p$ elektronu vzhledem k atomovému jádru. Záporně nabitý elektron se pohybuje v elektrickém poli, které vytváří kladně nabité atomové jádro. Potenciál kladně nabitého atomového jádra ve vzdálenosti $r_n$ od jádra je dán vztahem $\varphi = \frac{Q}{4\pi\varepsilon_0 r_n}$, kde $Q = e$ je náboj jádra (jádro má opačný náboj než elektron). Potenciální energie záporně nabitého elektronu je pak dána vztahem $E_p = -e\varphi$, což můžeme dále upravit na tvar: $E_p = -\frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0 r_n} = -\frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0}\cdot\frac{\pi m_e e^2}{\varepsilon_0 h^2 n^2} = -\frac{m_e e^4}{4\varepsilon_0^2 h^2 n^2}$.

Pro celkovou energii elektronu ve stavu *n* pak platí: $E = E_k + E_p = -\frac{m_e e^4}{8\varepsilon_0^2 h^2 n^2}$.

Při přechodu elektronu z vyšší energetické hladiny $E_n$ na nižší hladinu $E_m$ elektron vyzáří kvantum elektromagnetického záření o frekvenci $f_{nm}$, která splňuje podmínku $hf_{nm} = E_n - E_m$. Pro frekvenci $f_{nm}$ tedy platí: $f_{nm} = \frac{1}{h}(E_n - E_m)$. Po dosazení za energie příslušných hladin dostáváme: $f_{nm} = \frac{1}{h}\frac{m_e e^4}{8\varepsilon_0^2 h^2}\left(-\frac{1}{n^2} - \left(-\frac{1}{m^2}\right)\right) = \frac{m_e e^4}{8\varepsilon_0^2 h^3}\left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2}\right)$. Jak je vidět, tato frekvence závisí pouze hlavních kvantových číslech, popisujících příslušnou energetickou hladinu, neboť zlomek $\frac{m_e e^4}{8\varepsilon_0^2 h^3}$ je dán základními fyzikálními konstantami. Po označení a dosazení dostaneme $R = \frac{m_e e^4}{8\varepsilon_0^2 h^3} \doteq 3{,}290.10^{15}\ \mathrm{Hz}$, což je hodnota **Rydbergovy frekvence**.

Podle tohoto modelu elektron obíhá kolem jádra jako planety kolem Slunce po kruhových trajektoriích (později byl model rozšířen i na trajektorie eliptické), ale poloměry těchto drah a velikosti rychlostí (resp. hodnoty energie) elektronu jsou kvantovány.

Bohrův model nepopisuje adekvátně atom vodíku (nevysvětlí např. jeho kulovou symetrii, ...), a tím spíše není vhodný pro popis složitějších atomů. Byl proto vystřídán Schrödingerovým modelem a dnes má jen historický význam. Přesto je zajímavé, že podle právě odvozených rovnic dostaneme jako poloměr trajektorie s nejnižší energií právě hodnotu Bohrova poloměru a také správnou hodnotu ionizační energie atomu vodíku $E_{\mathrm{i}} = \frac{1}{2} m_{\mathrm{e}} v_1^2 = 13{,}6\ \mathrm{eV}$ .

Obrázek atomu jako malé planetární soustavy se pro svou názornost stal velmi populárním.

---