

Bohrův model atomu

Aleš Lacina, Přírodovědecká fakulta MU v Brně

V červenci roku 2008 uplyne devadesát pět let od publikace první ze série prací *O stavbě atomů a molekul I-III* [1], v níž tehdy osmadvacetiletý dánský fyzik Niels Henrik David Bohr (1885 – 1962) zveřejnil myšlenkovou konstrukci, pro níž se záhy ujal název Bohrův model atomu vodíkového typu. Šlo o výsledek jeho ročního uvažování nad teoretickým výkladem Rutherfordova závěru o rozložení hmoty a náboje v atomu.



Niels Bohr

Bohrův model byl první moderní teoretickou představou o stavbě a vlastnostech atomů, osvědčil se při fyzikální interpretaci řady jevů popisovaných před jeho vytvořením jen empiricky, a sehrál nezastupitelnou roli při překonávání krize způsobené aplikací klasické fyziky na jevy mikrosvěta. Přestože byl z těchto důvodů po dlouhou dobu v různých podobách užíván i jako východisko při středoškolské výuce elementů atomové fyziky [2-4], novodobé gymnaziální učebnice jej víceméně ignorují [5], resp. zmiňují pouze okrajově jako historickou zajímavost [6], a o stavbě atomu informují hlavně uvedením výčtu některých výsledků kvantověmechanických výpočtů, jehož pedagogická hodnota je přinejmenším sporná.

Článek obsahuje podrobný rozbor potíží spojených se snahou o teoretické vysvětlení jaderného (Rutherfordova) modelu atomu pomocí klasických fyzikálních představ, popisuje konstrukci Bohrova modelu, komentuje jeho úspěchy i nedostatky, upozorňuje na jeho fyzikální, fyzikálně-historický i pedagogický význam a uvádí také řadu fyzikálně-historických zajímavostí bezprostředně využitelných při úvodním výkladu této problematiky.

1. Jaderný model atomu

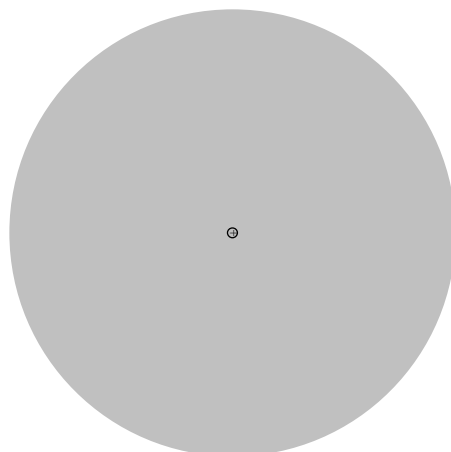
Rutherfordova fyzikální analýza experimentálních dat získaných při studiu rozptylu α -částic kovovými fóliemi [7, 8] přinesla nejen spolehlivý poznatek, že

veškerý kladný náboj a 99.95% hmoty atomu je soustředěno v centrální oblasti o průměru řádově 10^{-14} m (jádro), zatímco veškerý záporný náboj a pouhých 0.05% hmoty zřejmě připadá na zbylou část atomu, jejíž průměr činí řádově 10^{-10} m (elektronový obal),	(1)
---	-----

ale potvrdila také předpoklad, že

silové působení mezi kladným jádrem a jakýmkoli elektricky nabitým objektem vně něj – tedy i elektrony tvořícími jeho obal – je kulombovské.	(2)
--	-----

Otevřeným problémem při tom ovšem zůstávalo fyzikální zdůvodnění stability takového systému, t.j. vysvětlení, proč se lehký elektronový obal nezhroutí na jádro, k němuž je přitahován značnou silou.



Obr. 1 Jaderný (Rutherfordův) model atomu

1. 1 Planetární interpretace jaderného modelu

Jako nejpřirozenější možnost objasnění stability jaderného modelu atomu se jevil – v analogii s planetárním systémem vázaným k centrální hmotě (Slunci) gravitačně – vhodný pohyb obalových elektronů.

Omezíme-li se, jak je při výkladu základních idejí obvyklé, pro jednoduchost jen na atomární soustavy s jedním obalovým elektronem (atom vodíku s jádrem o náboji $+e$, příp. vodíkupodobné ionty He^+ , Li^{++} , ... se středovým nábojem $+Ze$; Z je atomové číslo), dostaneme osvědčeným postupem newtonovské mechaniky – tj. dosazením výrazu pro působící sílu

$$\vec{F} = -k \frac{Ze^2}{r^2} \cdot \frac{\vec{r}}{r} \quad (\text{silový zákon}) \quad (2a)$$

do obecného tvaru pohybové rovnice

$$m \frac{d^2 \vec{r}}{dt^2} = \vec{F} \quad (\text{dynamický zákon}) \quad (3)$$

– skutečně vztah shodný s matematickou formulací tzv. Keplerova problému

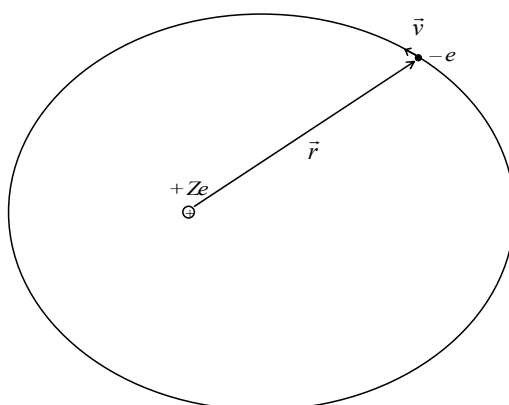
$$m \frac{d^2 \vec{r}}{dt^2} = -k \frac{Ze^2}{r^2} \cdot \frac{\vec{r}}{r}. \quad (4)$$

($k = 1/4\pi\epsilon_0$ je konstanta Coulombova zákona; m , \vec{r} je hmotnost, resp. polohový vektor elektronu v souřadnicové soustavě spojené s jádrem, které se považuje ve srovnání s elektronem za nekonečně těžké.)

Je-li celková energie elektronu E menší než jeho potenciální energie v nekonečné vzdálenosti od jádra

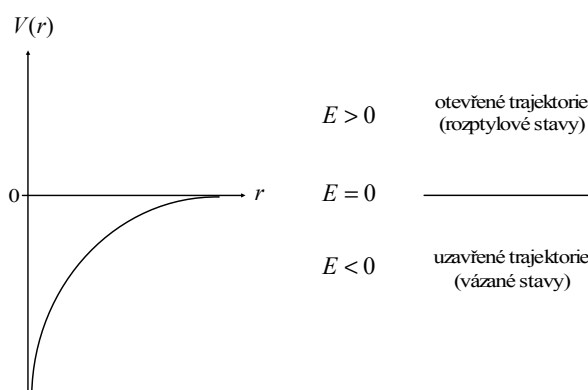
$$V(r) = -k \frac{Ze^2}{r} \quad \xrightarrow{r \rightarrow \infty} \quad 0,$$

jsou řešením (4) uzavřené trajektorie (elipsy) s ohniskem v centru pole (obr. 2).



Obr. 2 Planetární model atomu

Nezáporné hodnoty energie $E = 0$, $E > 0$ nejsou v této souvislosti zajímavé, neboť vedou k otevřeným trajektoriím (parabola, hyperbola) odpovídajícím rozptylu nalétávajícího elektronu na centrálním elektrickém náboji (např. [9, 10]) – viz obr. 3.



Obr. 3 Závislost charakteru řešení Keplerova problému na hodnotě energie

Spojením Rutherfordova experimentálně potvrzeného [8] – a tudíž nepochybného – závěru o rozložení hmoty a náboje v atomu (1) a charakteru silového působení jádra na obalové elektrony (2), (2a) s klasickým dynamickým zákonem (3) tedy nabylo obecně formulované zjištění (1), obr. 1 konkrétní, velmi názorné podoby planetárního systému se středem v jádru (obr. 2).

1. 2 Kruhové dráhy

Dosavadní víceméně kvalitativní fyzikální komentář by jistě bylo žádoucí podepřít detailnější argumentací a příslušným odvozením. Vzhledem k matematické složitosti obecné formulace problému se pro tento účel v úvodních výkladech zpravidla využívá vhodného zjednodušení reálné situace. Takový postup umožňuje postihnout základní aspekty vyšetřovaných jevů, aniž by náročnost matematického popisu příliš zamlžila jejich fyzikální podstatu. Aby při tom čtenář snáze rozlišil obecná tvrzení od konkrétních závěrů získaných

úvahami a výpočty provedenými pro zjednodušenou verzi popisu, budou vyjádření, jejichž platnost je vázána přímo na ni, v dalším textu odlišně graficky upravena.

Zjednodušíme-li, jak je při elementarizovaných prezentacích běžné, situaci předpokladem, že se elektron pohybuje po kruhové oběžné dráze, přejde (4) do tvaru

$$m \frac{v^2}{r} = k \frac{Ze^2}{r^2} \quad (5)$$

spojujícího poloměr r trajektorie elektronu s velikostí jeho rychlosti v . Odtud

$$r = k \frac{Ze^2}{mv^2} \quad (6a) \quad \text{resp.} \quad v = \sqrt{k \frac{Ze^2}{mr}} \quad (6b)$$

Využitím tohoto vyjádření dostaneme pro frekvenci obíhání elektronu po kružnici se středem v jádru vztah

$$f = \frac{v}{2\pi r} = \frac{1}{2\pi} \sqrt{k \frac{Ze^2}{mr^3}}, \quad (7)$$

a pro jeho energii

$$E = \frac{1}{2}mv^2 - k \frac{Ze^2}{r} = -\frac{1}{2}k \frac{Ze^2}{r}. \quad (8)$$

2. Potíže planetárního modelu atomu

Pokud by se vlastnosti planetárního atomu shodovaly s experimentálně zjištěnými vlastnostmi atomů, svědčilo by to jak ve prospěch takové představy o atomu, tak i pro použitelnost klasické fyziky k popisu vnitroatomových jevů. Diametrální rozpor řady teoretických předpovědí opírajících se o planetární model atomu však obojí diskvalifikoval. Analogie atomu se sluneční soustavou totiž není tak těsná, jak by se mohlo na základě identické prostorové závislosti kulombovské a gravitační síly ($F \sim 1/r^2$) zdát.

2.1 Stabilita atomu a charakter jeho záření

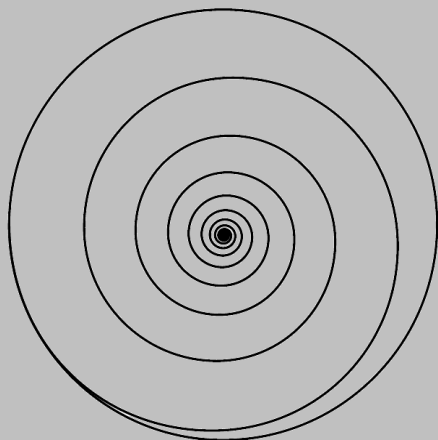
Jedním z důležitých výsledků elektrodynamiky je závěr, že náboj q , který se pohybuje se zrychlením \vec{a} (tedy každý náboj pohybující se jinak než rovnoměrně přímočaře) je zdrojem elektromagnetického záření. Pro množství energie emitované takovým nerelativistickým nábojem za časovou jednotku (jež je zároveň ovšem rovno snížení energie E tohoto náboje za tutéž dobu) odvodil roku 1899 irský fyzik Joseph Larmor (1857 – 1942) vztah [11]

$$-\frac{dE}{dt} = \frac{2}{3} k \frac{q^2 a^2}{c^3} \quad (9)$$

kde c je rychlost světla.

I elektron obíhající kolem centrálního kladného náboje by tak ztrácel svoji energii emisí elektromagnetického záření o frekvenci ν rovné frekvenci f svého pohybu. A pokud by mu nebyl tento úbytek energie nějak kompenzován, došlo by nevyhnutelně k jeho postupnému – spirálovitému – sestupu z původní orbity na jádro doprovázenému růstem frekvence jeho oběhů. Planetární atom by tedy za jistou konečnou dobu τ zkolaboval, při čemž by vyzářil elektromagnetický puls o energii ΔE se spojitým frekvenčním spektrem [P1].

Tyto obecné závěry lze přehledně ilustrovat na zjednodušené verzi popisu formulované v závěru části 1, jejíž matematická jednoduchost umožňuje snadno odhadnout i číselné hodnoty fyzikálních charakteristik takového atomárního kolapsu.



Obr. 4 Kolaps planetárního atomu

Frekvence obíhání elektronu f a tím i emitovaného záření ν je určena vztahem (7). Mění se z hodnoty

$$f_{\text{poč.}} = \frac{1}{2\pi} \sqrt{k \frac{Ze^2}{mr_a^3}} \cong 2.53 \cdot 10^{15} \sqrt{Z} \text{ s}^{-1} = \nu_{\text{min}}$$

na hodnotu

$$f_{\text{konc.}} = \frac{1}{2\pi} \sqrt{k \frac{Ze^2}{mr_j^3}} \cong 2.53 \cdot 10^{21} \sqrt{Z} \text{ s}^{-1} = \nu_{\text{max}}$$

Celkovou energii emitovanou během kolapsu atomu lze lehce zjistit užitím (8)

$$\Delta E = -\frac{1}{2} k \frac{Ze^2}{r_a} - \left(-\frac{1}{2} k \frac{Ze^2}{r_j} \right) \cong 72 \cdot Z \text{ keV}.$$

Zcela přímočarý – i když matematicky poněkud zdouhavější – je rovněž odhad doby života τ planetárního atomu: Po vyjádření zrychlení elektronu $a = v^2/r$ užitím vztahu (6b) a jeho dosazení do pravé strany (9) dospějeme k výrazu, jehož porovnáním se záporně vzatou derivací (8) podle času obdržíme velmi jednoduchou diferenciální rovnici

$$\frac{dr}{dt} + \frac{4}{3} k^2 \frac{Ze^4}{m^2 c^3} \cdot \frac{1}{r^2} = 0$$

Její integrací za podmínek $r(t=0) = r_a \approx 10^{-10} \text{ m}$, $r(t=\tau) = r_j \approx 10^{-14} \text{ m}$ dostaneme

$$\tau = \frac{m^2 c^3}{4k^2 Ze^4} (r_a^3 - r_j^3) \approx \frac{1}{Z} \cdot 10^{-10} \text{ s}.$$

Tato teoretická očekávání jsou v příkrém rozporu s experimentálně zjištěnými fakty:

- atomy jsou útvary stabilní (srv. (1)),
- atomová spektra nejsou spojitá, ale čarová [P2],
- celková energie elektromagnetického záření emitovaného atomem je podstatně (o čtyři až pět řádů) menší.

Nezávisle na dosavadní argumentaci, jejíž důkladné pochopení a přesná formulace vyžaduje hlubší znalost elektrodynamiky a vyspělejší matematický aparát, lze proti planetárnímu modelu atomu vznést ještě další námitky, které jsou velmi přesvědčivé i pro člověka s menší fyzikální a matematickou erudicí. Odhlédněme proto nyní od všech rozporů zmiňovaných výše. Můžeme se jim dokonce snadno i úplně vyhnout předpokladem, že energie emitovaná elektronem při jeho periodickém obíhání kolem jádra je mu nějak průběžně doplňována, aniž bychom prozatím spekulovali o jejím možném zdroji a případném mechanismu jejího předávání.

2.2 Záření chladných plynů, identita atomů téhož druhu a schopnost jejich regenerace

Interpretujeme-li experimentální fakt, že atomární plyn emituje – nezávisle na počtu atomů ve vzorku – záření jen zcela určitých (pro něj charakteristických) frekvencí jako důsledek kroužení elektronů kolem příslušných jader s týmiž frekvencemi, dospíváme k jednoznačnému závěru, že všechny atomy téhož druhu

- jsou zcela stejné (mají stejné jádro i stejný elektronový obal),

- mají stejnou diskrétní posloupnost možných elektronových orbit, po nichž elektron obíhá s frekvencemi f shodnými s frekvencemi ν pozorovaných spektrálních čar.

Přestože na první pohled působí tyto závěry velmi přijatelně [P3], jsou z fyzikálního hlediska naprosto neudržitelné.

Především: vzhledem k trvalému obíhání elektronu kolem jádra by měl atom za všech okolností (např. bez ohledu na teplotu plynového vzorku, jehož je součástí) emitovat záření odpovídající frekvence. Chladné plyny však nezáří.

Další argumenty jsou neméně působivé: Planetární představa, jež je výsledkem kombinace silového zákona (2a) a (klasického) dynamického zákona (3), stanovuje sice úplně přesně obecný tvar elektronové orbity (elipsa), její konkrétní parametry (velikost poloos a tedy i frekvence obíhání, orientace v prostoru) jsou však určeny až příslušnými počátečními podmínkami nezbytnými k úplnému vyřešení odpovídající pohybové rovnice (4). V závislosti na počátečních podmínkách, tj. své historii, by tedy elektron mohl rotovat kolem téhož jádra po nejrůznějších elipsách (po některých rychleji, po jiných pomaleji), při čemž v celém postupu neexistuje důvod, proč by se měl pohybovat jen po trajektoriích, jimž odpovídají pouze určité frekvence obíhání. Uvážíme-li navíc, že v plynu se jednotlivé atomy pohybující se značnými rychlostmi navzájem srážejí – což by, pokud by šlo o miniaturní planetární soustavy, nevyhnutelně vedlo k náhodným změnám oběžných drah i frekvencí – stane se experimentálně prokázaná identita atomů téhož druhu s klasicky chápanou planetární koncepcí zcela neslučitelnou.

A tento problém lze ještě více vyostřit: Atom podrobený vnějšímu působení natolik silnému, že destruuje jeho elektronový obal, regeneruje po odeznění takového destruktivního vlivu do původní podoby. Uvažujme pro konkrétnost sodíkovou páru, která emituje ve viditelném oboru jedinou spektrální čáru (žlutý dublet) a je – jako plyn – elektricky nevodivá. Kondenzací tohoto vzorku (na kapalinu, příp. pevnou látku) se jeho vlastnosti podstatně změní: stane se elektricky vodivým a v jeho spektru (nyní spojitým) se nebude vyskytovat žádná výrazná čára. Vysvětlujeme si to odtržením nejslaběji vázaných valenčních elektronů, k němuž dojde v důsledku těsného uspořádání atomů v kondenzátu. Po jeho opětovném odpaření nabude vzorek znovu původních vlastností, což znamená, že jeho atomy regenerují přesně do původní podoby. Z hlediska planetárního modelu jde o tak nepravděpodobnou událost jako návrat elektronů na přesně původní dráhy po té, co byly od svého mateřského jádra dočasně zcela odtrženy.

Rutherfordův jaderný model ((1), (2), obr. 1) byl prvním experimentálně dobře podloženým názorem na vnitřní stavbu atomu. Jeho planetární interpretace (obr. 2), opírající se o úvahy a aparát klasické fyziky, však vedla prakticky na každém kroku do slepé uličky. Přehledně to ukazuje shrnutí závěrů předcházející diskuse v následující tabulce:

EXPERIMENT	TEORETICKÁ OČEKÁVÁNÍ KLASICKÉ FYZIKY
atomy jsou stabilní	atomy nejsou stabilní
spektra atomů jsou čarová	spektra atomů mají tvar spojitého pásu
chladné plyny nezáří	chladné plyny září
atomy téhož druhu jsou identické	atomy téhož druhu nejsou identické
atomy regenerují do původní podoby	atomy neregenerují do původní podoby

Tab. 1 Srovnání experimentálních zjištění s teoretickými očekáváními klasické fyziky

3. Bohrovo řešení problému

Niels Bohr se s planetární představou o atomu i potížemi s ní spojenými seznámil velmi záhy, a to u samého pramene: roku 1912, za své několikaměsíční stáže v manchesterské Viktoriině laboratoři, jejímž ředitelem byl v té době právě Ernest Rutherford (1871 – 1937). Problém stability atomu tehdy – necelý rok po formulaci jaderného modelu [7] a rok před jeho definitivním potvrzením [12] – Rutherfordovy spolupracovníky i studenty velmi zaměstnával. Jeho bezvýchodnost však vedla mnohé z nich – včetně Rutherforda samotného – ke skeptické tendenci pokládat jaderný model zatím jen za spekulaci – pouhou pracovní hypotézu umožňující vysvětlit výsledky rozptylových experimentů. Cestu k hlubšímu poznání struktury a vlastností atomů pak spatřovali v jejich dalším experimentálním studiu. Bohr byl naopak od samého počátku přesvědčen o správnosti jaderného modelu a považoval jej za dobré základní východisko k vytvoření teoretického popisu atomu.

3.1 Východiska

Východním bodem Bohrových úvah o stavbě atomu a jeho vlastnostech byl tedy

- **jaderný model.**

Naprosté selhání předchozích pokusů o jeho teoretické vysvětlení však ukazovalo, že jeho adekvátní popis bude muset být konstruován odlišným způsobem. Inspirací se při tom Bohrovi staly převratné události, k nimž došlo – v na první pohled zcela jiné oblasti fyziky – o pár let dříve: Příkrý rozpor mezi experimentálně zjištěnými vlastnostmi některých jevů (rovnovážné tepelné záření, fotoelektrický jev, ...) a příslušnými teoretickými předpověďmi se tehdy podařilo odstranit jen za cenu zásadní změny mikroskopické představy o emisi/absorpci elektromagnetického záření (Planckova kvantová hypotéza 1900, Einsteinova hypotéza světelných kvant 1905) [13]. S odkazem na tyto závěry Bohr hned v úvodu svého prvního článku [1] vyslovuje domněnku, že: „*At' už nakonec [nezbytná] změna pohybových zákonů elektronu [v atomu] dopadne jakkoli, zdá se být nevyhnutelným zavést do těchto zákonů veličinu, která je cizí klasické elektrodynamice, totiž Planckovu konstantu...*“ A na podporu tohoto předpokladu pak vzápětí provádí

- **teoretický odhad velikosti atomu (elektronového obalu),**

která – poněvadž ji Rutherfordova analýza rozptylových experimentů nestanovuje – byla do té doby určována jen nepřímou [P4]. Na základě něj pak konstatuje, že: „*Zavedením Planckovy konstanty se problém stability elektronového obalu podstatně mění, neboť tato konstanta má takový rozměr a velikost, že spolu s hmotností a nábojem částic může přivést k délce požadovaného řádu velikosti [10^{-10} m].*“ [P5]

Tento nadějný závěr, spolu s fiaskem, které utrpěla klasická fyzika při své snaze o teoretické vysvětlení vlastností atomu, je ovšem silnou motivací k rozchodu s tradičními fyzikálními představami. A tak Bohr – přestože svoje úvahy o elektronovém obalu atomu i nadále alespoň částečně zakládá na newtonovské dynamice (vedoucí k planetární koncepci – viz odst. 1. 1) – na tomto místě zcela rezignuje na použitelnost klasické elektrodynamiky. Při svých spekulacích o stabilitě atomu vychází z hlouběji nezdůvodněného

- **přesvědčení o existenci základního stavu atomu,**

jakožto jeho stabilního stavu s nejmenší možnou energií, které posléze zobecňuje na

- **postulát o existenci stacionárních stavů atomu,**

v nichž atom může setrvávat, aniž by se měnila jeho energie. (Základní stav, na nějž se omezovaly jeho dřívější úvahy, se při tom stává energeticky nejchudším stacionárním stavem.) Atom nacházející se v některém z těchto stavů tedy – bez ohledu na pohyb který při tom vykonávají jeho elektrony (v původní Bohrově formulaci mělo konkrétně jít o rovnoměrné obíhání po kruhových trajektoriích určitých poloměrů) – nevyzařuje.

Tato idea je ovšem neslučitelná se závěry klasické elektrodynamiky (viz odst. 2.1), stejně jako další Bohřův

- **postulát, že: emise/absorpce elektromagnetického záření atomem je důsledkem jeho přechodu mezi takovými stavy a má kvantový charakter;**

t.j. energie

$$\Delta E = |E_{\text{poč.}} - E_{\text{konc.}}| \quad (11a)$$

(kde $E_{\text{poč.}}$, $E_{\text{konc.}}$ je energie počátečního, resp. koncového (stacionárního) stavu atomu)

je atomem emitována (je-li $E_{\text{poč.}} > E_{\text{konc.}}$), resp. absorbována (v případě $E_{\text{poč.}} < E_{\text{konc.}}$)

ve formě kvanta elektromagnetického záření, jehož frekvence ν souvisí s ΔE Planckovým vztahem

$$\Delta E = h\nu \quad (11b)$$

Kombinace této představy s empirickým poznatkem, že atomová spektra mají čarový charakter, t.j. že emitované/absorbované frekvence ν – a tudíž i energiové rozdíly ΔE – mohou nabývat jen zcela určitých hodnot, pak nevyhnutelně implikuje, že energie stacionárních stavů atomu tvoří diskrétní posloupnost E_1, E_2, E_3, \dots

Takové pojetí znamená ovšem nejen diametrální změnu předchozího způsobu nazírání na atom, ale také troufalé porušení všeobecně uznávaných zásad fyzikálního uvažování. (Nedávné precedenty Planckovy kvantové hypotézy či Einsteinovy hypotézy světelných kvant měla v té době fyzikální komunita pořád ještě sklon považovat spíše za samoučelné výpočetní triky než za seriózní fyzikální ideje vystihující realitu [13].) A Bohr, který si je toho vědom, ve své práci otevřeně přiznává, že jeho postup „je sice ve zjevném rozporu s obecným chápáním elektrodynamiky“, současně však konstatuje, že „je nezbytný k objasnění experimentálně zjištěných fakt.“

Čtenář se sám snadno přesvědčí, že již tato obecná formulace Bohrovy koncepce diskrétních stacionárních stavů atomu a kvantových přechodů mezi nimi umožňuje teoreticky reprodukovat *experimentálně zjištěná* kvalitativní fakta shrnutá v tab. 1. Bohr však na téhle axiomatice dále buduje myšlenkovou konstrukci, která vede k závěru ještě působivějšímu – totiž ke shodě výsledků navazujících výpočtů s výsledky spektroskopických měření, t.j. s *experimentálně zjištěnými* kvantitativními(!) fakty.

3. 2 Exkurze do spektroskopie

Kacířská představa o souboru stacionárních stavů spolu s neméně převratnou myšlenkou kvantových zářivých přechodů mezi nimi se tedy stala základem Bohrova uvažování o atomu. (A později i obecným východiskem moderního fyzikálního výkladu emise/absorpce elektromagnetického záření jakýmkoli atomárními soustavami.) Prezentována je sice hned na prvních stránkách práce [1], její formulaci však předcházelo Bohrovo dlouhé usilovné snažení o konzistentní teoretický popis jaderného modelu. Bezmála rok při tom rozvažoval téměř výhradně o základních stavech různých atomů, t.j. o jejich stabilních stavech s nejnižší energií. Právě existencí takového stavu lze totiž zdůvodnit především stabilitu atomu, ale i řadu jeho dalších charakteristických vlastností. K rozšíření těchto úvah, vedoucímu ke koncepci stacionárních stavů s různými energiemi, dospěl – podle svých vlastních, na mnoha místech citovaných (např. [14-18]), slov – díky podnětu svého kolegy ze studií, spektroskopika Hanse Hansena (1886 – 1956). Ten jej při náhodném setkání upozornil na empiricky zjištěnou souvislost mezi vlnovými délkami spektrálních čar vodíku, která byla publikována shodou okolností již v roce Bohrova narození.

Prvním, kdo systematicky zkoumal elektromagnetické záření emitované vodíkem, byl zřejmě švédský astronom Anders Angström (1814 – 1874), který roku 1853 detekoval jeho čtyři spektrální čáry – ležící ve viditelné oblasti – dnes označované symboly H_α (červená), H_β (zelená), H_γ (modrá), H_δ (fialová). O sedm let později pak změřil i jejich vlnové délky [17, 19]

$$\lambda_{H_\alpha} = 656.21 \text{ nm}, \quad \lambda_{H_\beta} = 486.07 \text{ nm}, \quad \lambda_{H_\gamma} = 434.01 \text{ nm}, \quad \lambda_{H_\delta} = 410.12 \text{ nm},$$

s relativní chybou řádu setiny procenta. Tato čtyři čísla stačila švýcarskému matematikovi Johannu Balmerovi (1825 – 1898) k nalezení vztahu, který je reprodukuje s přesností odpovídající přesnosti Angströmových měření:

$$\lambda_m = 364.56 \frac{m^2}{m^2 - 4} \text{ [nm]}, \quad \text{kde } m = 3(H_\alpha), 4(H_\beta), 5(H_\gamma), 6(H_\delta). \quad (12a)$$

Při konstrukci této formule – publikované roku 1885 a později nazvané jeho jménem – Balmer projevil značnou matematickou dovednost a zejména trpělivost; fyzikálně však erudován nebyl. Nicméně si uvědomoval, že zákonitost opírající se jen o numerickou shodu – byť dokonalou – s tak malým souborem dat působí nepříliš významně a snad i málo přesvědčivě. Proto, bez jakékoli fyzikální argumentace, spekuloval o možnosti existence dalších spektrálních čar odpovídajících vyšším hodnotám 7, 8, 9, ... čísla m (což vede k vlnovým délkám z blízké ultrafialové oblasti). O správnosti této domněnky se záhy sám přesvědčil, když se ještě téhož roku dodatečně dozvěděl, že již před pěti lety bylo v této spektrální oblasti astronomickými pozorováními skutečně objeveno dvanáct vodíkových čar. Naměřené vlnové délky vyhovovaly jeho vzorcí pro m rovné 7 až 18, při čemž shoda byla opět výtečná.

Vztah (12a) extrapolovaný i na vyšší hodnoty m (7, 8, 9, ...), resp. jeho – sice později zavedený, avšak od té doby preferovaný – ekvivalent

$$\frac{1}{\lambda_m} = R \left[\frac{1}{2^2} - \frac{1}{m^2} \right], \quad \text{kde } m > 2 \text{ je přirozené číslo} \quad (12b)$$

a

$$R = \frac{4}{364.56 \cdot 10^{-9}} = 1.097213 \cdot 10^7 \text{ m}^{-1} \quad \text{t.zv. Rydbergova konstanta,}^* \quad (13a)$$

se stal inspirací a východiskem následně budované spektroskopické systematiky (Runge, Kayser, Rydberg, Ritz) [19].

Skutečnost, že pravá strana (12b) má tvar rozdílu dvou formálně stejných členů $\frac{R}{2^2}$,

$\frac{R}{m^2}$, posléze nazvaných *spektrální termy*, vybízí ke zvážení možnosti dalšího zobecnění – náhradou číselného faktoru 2 v prvním z nich jiným přirozeným číslem n . I oprávněnost téhle hypotézy, kterou poprvé vyslovil nad svým prvotním vzorcem (12a) již Balmer [18], byla – ovšem až po jeho smrti – potvrzena, když ve vodíkovém spektru byly postupně zjištěny další série spektrálních čar, dnes označované po svých objevitelích: $n = 1$ – Lymanova 1914 (ultrafialová); $n = 3$ – Paschenova 1908, $n = 4$ – Brackettova 1922, $n = 5$ – Pfundova 1924, ... (všechny infračervené). [Pro úplnost výčtu doplňme, že skupina čar odpovídající $n = 2$ je tradičně nazývána sérií Balmerovou.]

*) Pozdější měření vlnových délek a zejména jejich korekce na vakuum (např. [20]) původní hodnotu Rydbergovy konstanty poněkud snížilo:

$$R = 1.09677581 \cdot 10^7 \text{ m}^{-1} \quad [10]. \quad (13b)$$

Balmerův obdivuhodný numerologický výkon je tak nejen jedním z nejpůsobivějších, ale i nejdůležitějších zobecnění empirických dat, jaká kdy byla ve fyzice provedena. Příslušná modifikace vztahu (12b)

$$\frac{1}{\lambda} = R \left[\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2} \right], \quad \text{kde } n, m > n \text{ jsou přirozená čísla} \quad (14a)$$

je pak známa pod označením *zobecněný Balmerův vzorec*.

3.3 Vlastnosti atomového spektra jako inspirace teoretických představ o atomu

Bohr se s těmito výsledky seznámil – Hansenovým přičiněním – v únoru 1913. A tato událost znamenala v jeho trýznivém tápání v problematice oblasti, v níž nebyly použitelné dosavadní fyzikální představy, rozhodující zlom. Po letech na ni vzpomíná slovy: „*Jakmile jsem uviděl Balmerovu formuli, vše se mi rázem vyjasnilo*“ [14]. Byl to totiž právě fakt, že vlnočet $\frac{1}{\lambda}$, resp. frekvenci $\nu = \frac{c}{\lambda}$ libovolné spektrální čáry vodíku lze pomocí ní vyjádřit jako rozdíl dvou analogických členů, co jej inspirovalo k formulaci postulátů (10), (11).

K emisi jednotlivé čáry vodíkového spektra, jejíž frekvence je určena Balmerovým vztahem

$$\nu = \frac{c}{\lambda} = \frac{cR}{n^2} - \frac{cR}{m^2}, \quad \text{kde } n, m > n \text{ jsou přirozená čísla,} \quad (14b)$$

dochází – podle Bohra – v důsledku přechodu atomů vodíku z jejich určitého energeticky bohatšího počátečního stacionárního stavu do určitého energeticky chudšího koncového stacionárního stavu. Frekvenci kvant vyzářených těmito atomy lze vyjádřit pomocí (11b) a (11a) ve tvaru

$$\nu = \frac{E_{\text{poč.}}}{h} - \frac{E_{\text{konc.}}}{h}. \quad (15)$$

Bohr přitom výslovně zdůrazňuje, že takové přechody nelze vystihnout aparátem klasické fyziky, avšak „*dynamickou rovnováhu této soustavy [≡ jádro-elektron] je možné popisovat metodami obyčejné mechaniky*“ [1].

Příslušný dynamický rozbor – nastíněný v odstavci 1.1 – vede k obecnému závěru $E < 0$. V pravé straně vztahu (15) tedy stojí rozdíl dvou záporných čísel, zatímco na pravé straně (14b) se odečítají čísla kladná. Tuto odlišnost lze ovšem snadno odstranit např. jednoduchým přepsáním vztahu (14b) do tvaru

$$\nu = \left(-\frac{cR}{m^2} \right) - \left(-\frac{cR}{n^2} \right), \quad (14c)$$

jehož srovnáním s (15) se pak pro energie stacionárních stavů atomu vodíku dostane

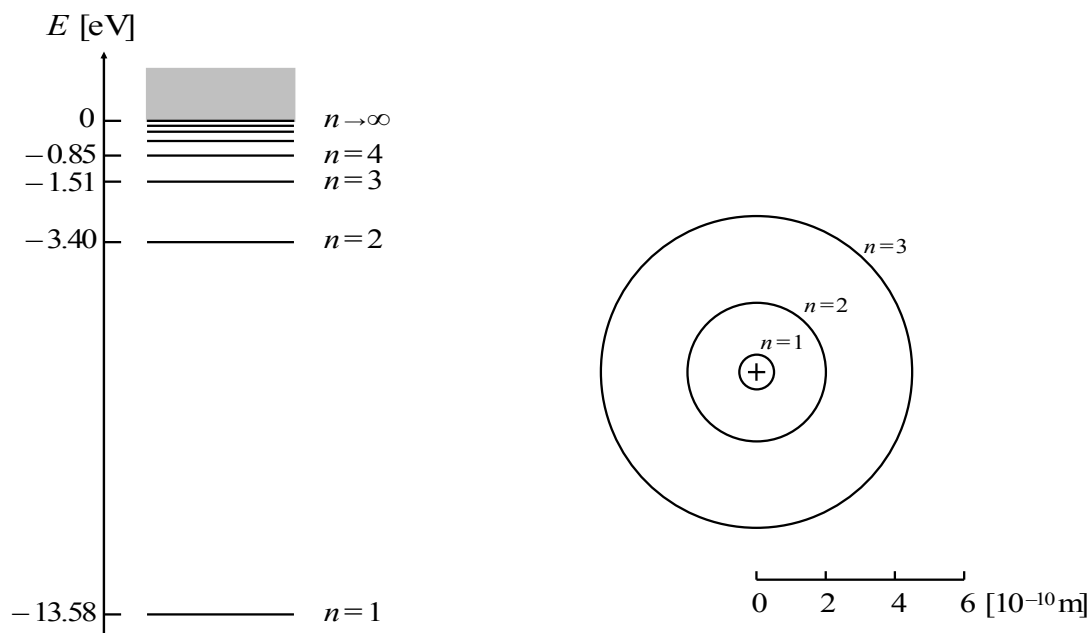
$$E_{\text{poč.}} \equiv E_m = -\frac{hcR}{m^2}, \quad E_{\text{konc.}} \equiv E_n = -\frac{hcR}{n^2}. \quad (16)$$

A zkombinování tohoto vyjádření se vztahem (8) dává výraz pro poloměr r_n kruhové dráhy, po níž obíhá elektron v atomu vodíku ($Z = 1$) nacházejícím se ve stacionárním stavu

$$r_n = \frac{1}{2} \frac{ke^2}{hcR} n^2. \quad (17)$$

Tak – inspirován spektroskopickými výsledky (14a) a Planckovou hypotézou o emisi a absorpci elektromagnetického záření po kvantech (11b) – se Bohr dokázal vypořádat s problémy, na nichž ztroskotala planetární interpretace jaderného modelu: Za pomoci postulátů (10), (11) vytvořil novou modelovou představu o atomárních soustavách. Nejjednodušší atom vodíku, pro nějž ji v první části své trilogie [1] konkrétně formuloval,

může podle ní setrvávat jen v jistých stacionárních stavech s určitými energiemi E_n (16) (jeho jediný elektron při tom rovnoměrně obíhá kolem jádra po kruhové trajektorii o poloměru r_n (17)). Přejít atomu z jednoho takového stavu do druhého (přeskok elektronu z jedné kruhové dráhy na druhou) je spojen s emisí/absorpcí kvanta elektromagnetického záření o frekvenci ν (14b).



Obr. 5a Energie stacionárních stavů atomu vodíku

Obr. 5b Kruhové dráhy elektronu v Bohrově modelu atomu vodíku

3. 4 Výběr stacionárních stavů

Prezentovaný postup přivedl nejen ke koncepčně zcela novému pohledu na atom (vodíku), ale i ke konkrétním vyjádřením jeho kvantitativních charakteristik: energií stacionárních stavů E_n a poloměrů příslušných elektronových orbit r_n . Fyzikální význam těchto závěrů je ovšem poněkud snížen přítomností fenomenologické konstanty R – jejíž hodnota je určena makroskopickou empirií – ve výrazech (16), (17) pro výpočet veličin vztahujících se k jednotlivým atomům. Tato „vada na krásě“ je důsledkem toho, že při axiomatickém zavedení stacionárních stavů (10) nebyl současně proveden také jejich konkrétní výběr. Ten se totiž v předchozím postupu fakticky realizuje až konfrontací závěru (15) obecně formulovaných úvah o blíže nespecifikovaných stacionárních stavech se vztahem (14b) shrnujícím výsledky spektroskopických měření.

Stacionární stavy jsou ovšem klíčovým pojmem Bohrovy teoretické koncepce a požadavek diskrétnosti jejich souboru je ekvivalentní tvrzení, že energie atomu je kvantována. Jinými slovy: to, že energie atomu může nabývat jen zcela určitých hodnot E_1, E_2, E_3, \dots , je důsledkem určitého výběru jeho stacionárních stavů. Úplný teoretický popis atomu – vedoucí až k možným hodnotám E_n – tedy vyžaduje, aby byl i tento výběr proveden čistě teoretickou úvahou.

Bohr se zhostil tohoto úkolu postupně několika způsoby. A přestože později doznal největšího rozšíření ten nejformálnější z nich, předepisující atomu ve stacionárním stavu (resp. elektronu na příslušné kruhové dráze) určitou velikost momentu hybnosti L

$$L_n = n\hbar, \quad \text{kde } n \text{ je přirozené číslo,} \quad (18)$$

sám Bohr klade důraz na jiný – matematicky sice poněkud zdlouhavější, fyzikálně však průhlednější – přístup. Vůdčí ideou, jejíž obecnou formulaci později nazval *principem korespondence* [15], je mu při tom přesvědčení, že pokud by oběžná dráha elektronu měla makroskopické rozměry (t.j. $n \gg 1$) pak by se závěry nově budovaného popisu měly shodovat (*korespondovat*) s očekávanými klasické fyziky.

V souladu s představami klasické elektrodynamiky by takový „makroskopický atom“ emitoval elektromagnetické záření o frekvenci shodné s frekvencí f_n obíhání elektronu po kruhové dráze o poloměru r_n .

Zkombinováním vztahů (7) a (17) se pro ni dostane

$$f_n = \frac{1}{\pi k e^2} \sqrt{\frac{2(hcR)^3}{m}} \cdot \frac{1}{n^3} . \quad (19)$$

Podle Bohrova názoru dochází k emisi elektromagnetického záření atomem vždy následkem přeskočení atomárního elektronu mezi dvěma stacionárními orbitami. Představě vyzařujícího elektronu nacházejícího se v určité vzdálenosti od jádra odpovídá v rámci této koncepce nejlépe přeskok mezi dvěma sousedními drahami, jejichž poloměry r_{n+1} , r_n se v uvažovaném případě ($n \gg 1$) liší jen nepatrně:

$$\frac{r_{n+1} - r_n}{r_n} = \frac{(n+1)^2 - n^2}{n^2} = \frac{2}{n} - \frac{1}{n^2} \xrightarrow{n \rightarrow \infty} 0 .$$

Dosazením $m = n + 1$ do vztahu (14c) pro frekvenci takto emitovaného záření vychází

$$\nu = cR \frac{2n+1}{n^2(n+1)^2} \xrightarrow{n \gg 1} \frac{2cR}{n^3} . \quad (20)$$

Vzhledem k požadované *korespondenci* klasického a kvantového popisu téže (makroskopické: $n \gg 1$) situace by se ovšem měly oba výsledky (19), (20) shodovat. Jejich přímé porovnání vede k vyjádření Rydbergovy konstanty R výrazem

$$R_\infty = \frac{2\pi^2 k^2 m e^4}{h^3 c} \quad (21)$$

obsahujícím jen univerzální konstanty, resp. parametry charakterizující jednotlivý atom. (Indexem ∞ se zde připomíná, že odvození vztahu (19) bylo provedeno za zjednodušujícího předpokladu nekonečně těžkého jádra – viz oddíl 1.) Dosazení numerických hodnot těchto veličin [21] do (21) dává $R_\infty = 1.09737318 \cdot 10^7 \text{ m}^{-1}$, což se velmi dobře shoduje s hodnotou R určenou empiricky (13). Spojením (21) se vztahy (16), (17) se pak dospěje i k mikroskopickým vyjádřením základních charakteristik stacionárních stavů: jejich energií

$$E_n = - \frac{2\pi^2 k^2 m e^4}{h^2} \cdot \frac{1}{n^2} \quad (22)$$

a poloměrů příslušných elektronových orbit

$$r_n = \frac{h^2}{4\pi^2 k m e^2} \cdot n^2 .^* \quad (23)$$

Tento výsledek umožňuje snadno vypočítat rovněž velikost momentu hybnosti L_n elektronu obíhajícího rovnoměrně po takové kruhové dráze. Připojením (6), (23) k definičnímu vztahu L se jednoduchými algebraickými úpravami postupně dostane

$$L_n = r_n \cdot m v_n = \sqrt{m k e^2 r_n} = n \frac{h}{2\pi} = n\hbar$$

(Bohrova) podmínka pro kvantování kruhových drah, která bývá v učebnicových textech často prezentována v hotovém tvaru (18) a následně užívána – jako postulativní kritérium – k výběru

*) Vztah (23) je zajímavé porovnat se závěrem Bohrova předběžného odhadu velikosti atomu [P5].

stacionárních stavů. Ve svých pozdějších pracích takto ovšem postupoval i sám Bohr. Nicméně až po té, co tuto *kvantovou podmínku* vyvodil v [1] z předchozích úvah založených na principu korespondence.

Tak Bohr, během necelého měsíce po inspirativní rozmluvě s Hansenem, svůj teoretický popis atomu vodíku dokončil a 6. března 1913 jej odeslal – Rutherfordovým prostřednictvím – k publikaci. Práce vyšla v červenci téhož roku jako první část trilogie [1] a záhy se stala známou jako *Bohrův model atomu (vodíku)*.

4. Hodnocení Bohrova modelu atomu

Vytvoření Bohrova popisu atomu vodíku bylo jednou z velkých událostí převratného období ve fyzice na počátku dvacátého století. „*Rutherfordův model atomu znamená*“ – podle ruského fyzika Lva Landaua (1908 – 1968) – „*[v té době] pro fyziku stejnou pohromou jako Planckova kvantová hypotéza*“ [22]. Obě tyto teoretické koncepce byly totiž sice v podstatě vynuceny experimentálními výsledky [8, 12], na druhé straně však žádná z nich nebyla slučitelná s tehdejšími obecnými fyzikálními představami. Bohr tuto katastrofickou situaci vyřešil propojením obou zdánlivě slepých uliček: jeho smělá myšlenková konstrukce jaderný model s kvantovou hypotézou spojila, čímž dala oběma těmto konceptům nový hlubší smysl, a nadto i konkretizovala Einsteinovu spekulativní ideu světelných kvant. Zkombinování těchto nezvyklých představ s některými klasickými postupy pak přineslo jak řadu impozantních úspěchů, tak ovšem i další komplikace.

K podrobnějšímu posouzení této kontroverzní problematiky se hodí předcházející členitý, detailně komentovaný fyzikálně-historický příběh poněkud zpřehlednit zdůrazněním jeho hlavní myšlenkové linie:

Logická osnova Bohrova modelu atomu	
1. Výpočet poloměrů r elektronových oběžných drah [vztah (6a)]	metodami klasické fyziky (odst. 1. 2)
2. Výběr diskrétního souboru hodnot r_n ze spojitě množiny řešení $r \in (0, \infty)$ [(6a) + (18) \rightarrow (23)]	na základě 1. Bohrova postulátu (10), s použitím kvantové podmínky (18)
3. Výpočet energií E_n elektronu na těchto drahách [(8) + (23) \rightarrow (22)]	metodami klasické fyziky (odst. 1. 2)
4. Výpočet frekvencí ν spektrálních čar [/(11) \rightarrow (15)/ + (22) $\rightarrow \nu = \frac{2\pi^2 k^2 m e^4}{h^3} \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2} \right)$ ($m > n$, přír.č.)] (shodných s výsledky spektroskopických měření (14b))	pomocí 2. Bohrova postulátu (11)

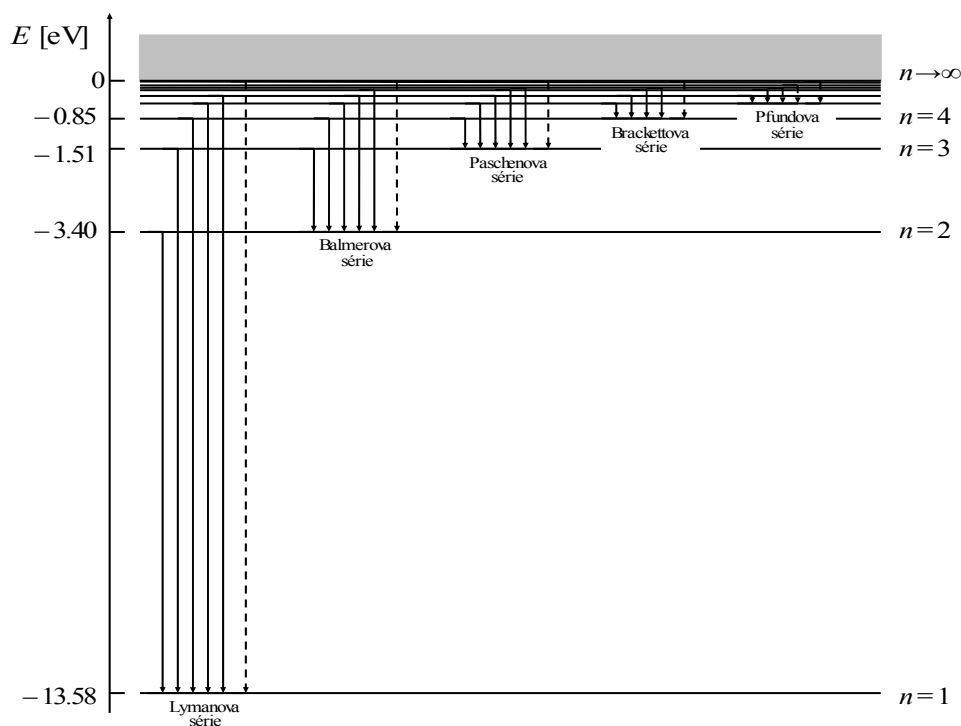
Tab. 2 Logická osnova Bohrova modelu atomu

4.1 Úspěchy

Stručnou přehledku úspěchů Bohrova modelu atomu je vhodné uvést připomenutím, že již sama dvojice jeho postulátů (10), (11) postačí k vyvození všech základních kvalitativních empirických fakt shrnutých v tabulce 1.

Podrobná formulace Bohrova popisu atomu vodíku potom přinesla vůbec první dobře fungující představu o mechanismu vzniku atomových spekter a poskytla tak výkladový klíč k rozsáhlému spektroskopickému experimentálnímu materiálu. Nejen Balmerovy

numerologické spekulace, ale v podstatě veškerá spektroskopická empirie tím byly postaveny na solidní fyzikální základ. Pozorované, i dosud jen tušené, spektrální čáry vodíku a jejich zařazení do spektrálních sérií získaly jednotné vysvětlení: přechod elektronu z energeticky bohatších stacionárních stavů do určitého stacionárního stavu s energií nižší. Pozdější postupná detekce takto předpovězených spektrálních čar se stala skvělým triumfem Bohrových idejí.



Obr. 6 Spektrální série atomárního vodíku

Hodnota fenomenologicky zavedené Rydbergovy konstanty (13) byla s vysokou přesností reprodukována výrazem (21) sestaveným z univerzálních konstant. A tuto působivou shodu se podařilo ještě dále zlepšit zdokonalením popisu spočívajícím v uvážení konečné hmotnosti M atomového jádra: Náhrada hmotnosti m elektronu ve výrazu (21) redukovanou

hmotností $\mu = \frac{mM}{m+M} = m \cdot \frac{1}{1 + \frac{m}{M}}$ dvojice elektron-proton vede k teoretické hodnotě

Rydbergovy konstanty $R = 1.09677586 \cdot 10^7 \text{ m}^{-1}$, jež se shoduje s její empirickou hodnotou (13b) přímo excelentně.

V důsledku této závislosti Rydbergovy konstanty na hmotnosti jádra $R = \frac{R_\infty}{1 + \frac{m}{M}}$ se

hodnota R pro různé jednoelektronové atomární soustavy (vodík H, deuterium D, jedenkrát ionizované helium He^+ , ...) poněkud liší: $R_H < R_D < R_{\text{He}^+} < \dots < R_\infty$. Díky tomu by pak, podle Bohra, například odpovídající čáry v jinak stejných spektrech atomárního vodíku ${}^1_1\text{H}$ a deuteria ${}^2_1\text{D}$ měly být vůči sobě nepatrně posunuty: $\lambda_H > \lambda_D$. A právě takto – spektroskopicky – byl na základě této předpovědi těžký izotop vodíku o mnoho let později objeven (Urey 1932) [10, 16].

Podstatně dříve se tento hmotnostní efekt stal jedním z Bohrových argumentů při vysvětlení původu podivné skupiny spektrálních čar, kterou objevil roku 1896 americký astronom Edward Charles Pickering (1846 – 1919) ve světle hvězdy ζ Puppis. Zvláštnost Pickeringovy série spočívala v tom, že vlnočty jejích čar se sice vyjadřovaly balmérovským vzorcem (12b), pořadový index m v něm však – na rozdíl od (12b) – nabýval nejen očekávaných hodnot 3, 4, 5, ... (odpovídajících čarám Balmerovy série), ale také hodnot poločíselných 2.5, 3.5, 4.5, ... generujících čáry, jež do té doby pozorovány nebyly:

$$\frac{1}{\lambda} = R \left[\frac{1}{2^2} - \frac{1}{m^2} \right], \quad \text{kde } m = 2.5, 3, 3.5, 4, 4.5, 5, \dots \quad (24)$$

Hodnota číselného faktoru R nadto nepatrně (asi o 0.04%) převyšovala hodnotu (13) Rydbergovy konstanty určenou na základě dřívějších měření. Po počátečních spekulacích, že by původcem „nadbytečných“ čar mohla být nějaká jiná látka, Pickering připsal i je vodíku „*nacházejícímu se v zatím neznámých teplotních a tlakových podmínkách*“ a jeho názor byl – přes svou vágnost – po určitém váhání všeobecně přijat [16]. Existence spektrálních čar odpovídajících hodnotám $m = 2.5, 3.5, 4.5, \dots$ a měřitelný posuv celé série směrem ke kratším vlnovým délkám se zdály ukazovat na to, že Bohrův postup, který nic takového nepředpovídá, neposkytuje adekvátní popis atomu vodíku. Bohr však tuto námitku proti svému modelu proměnil v jeho další znamenitý úspěch, když vztah (24) přepsal do tvaru

$$\frac{1}{\lambda} = 4R_{\text{He}^+} \left[\frac{1}{4^2} - \frac{1}{l^2} \right], \quad \text{kde } l = 2m = 5, 6, 7, 8, 9, 10, 11, \dots \quad (25)$$

$$a \quad R_{\text{He}^+} = \frac{M_{\text{He}}(m + M_{\text{H}})}{M_{\text{H}}(m + M_{\text{He}})} \cdot R_{\text{H}} \cong 1.0004 R_{\text{H}},$$

a interpretoval tak Pickeringem objevenou skupinu spektrálních čar nikoli jako Balmerovu sérii „anomálního“ vodíku, ale jako Brackettovu sérii jedenkrát ionizovaného helia [1, 23], [10, 16].*)

Bohrův model atomu se osvědčil i při výkladu některých dalších empirických zjištění. Z nich je namístě alespoň zmínit měření excitační energie atomů rtuti a vlnové délky záření emitovaného při jejich následné deexcitaci, která byla provedena v letech 1914-19 Jamesem Franckem (1882 – 1964) a Gustavem Hertzem (1887 – 1975) (např. [18, 24]), a stala se prvním přímým experimentálním důkazem Bohrových postulátů (10), (11). Podrobnější komentář této problematiky však již přesahuje rámec tohoto textu.

4. 2 Nedostatky

Navzdory jeho imponujícím úspěchům lze ovšem Bohrově postupu i ledacos vytknout. Přitom samozřejmě nejde o samu nezvyklost nových idejí (10), (11), zprvu obtížně přijatelných jak Bohrovým současníkům, tak dnešním začátečníkům. A nebylo by ani korektní znevažovat Bohrův model atomu paušálně, jen pro jeho odlišnost od kvantověmechanického popisu vytvořeného mnohem později. Již v době zrodu této myšlenkové konstrukce však bylo zřejmé (a nejvíce snad Bohrovi samotnému!), že některé její rysy ji diskvalifikují na provizorium, které nemůže být považováno za zcela uspokojivou výpověď o stavbě atomu.

Nanejvýš závažným nedostatkem Bohrova teoretického popisu atomu (vodíku) je vnitřní logická nekonzistentnost. Jeho jednotlivé kroky (viz tab. 2) na sebe totiž sice navazují – každý následující krok vychází z výsledku kroku předcházejícího – svým ideovým obsahem však navzájem slučitelné nejsou:

*) Fyzikální význam numerického faktoru 4 ve vztahu (25) se snadno ozřejmí zobecněním úvah formulovaných v odst. 3. 4 pro vodík ($Z = 1$) i na případ vodíkpodobných iontů ($Z > 1$). Tato modifikace vede ve vztazích citovaného odstavce k záměně $e^2 \rightarrow Ze^2$, z čehož plyne rovněž náhrada $R \rightarrow Z^2 R$ v (25).

- Obvyklým postupem klasické mechaniky (avšak v rozporu s představami klasické elektrodynamiky) jsou nejprve určeny charakteristiky elektronových oběžných drah r , (v , f), aby z jejich spojitých množin následně
- byly na základě 1. Bohrova postulátu (10) konkretizovaného kvantovou podmínkou (18) vybrány jen „povolené“ hodnoty r_n , (v_n , f_n) charakterizující stacionární stavy. (Idea těchto diskretních stacionárních stavů se ovšem – kromě zmiňovaného rozporu s Maxwellovou elektrodynamikou – neslučuje ani s Newtonovou mechanikou, přestože se pohyb elektronů v nich popisuje jejím aparátem. Podle jejích představ by totiž elektron měl mít možnost obíhání po dráze libovolného poloměru r /s rychlostí v , resp. frekvencí f splňující vztah (6b), resp. (7)/.)
- Energie stacionárních stavů E_n (\equiv hodnoty energie elektronu na povolených orbitách) se následně určí klasickým způsobem, zatímco navazující
- výpočet frekvencí ν emitovaného/absorbovaného záření opírající se o 2. Bohrův postulát (11) vychází z představy kvantového přechodu mezi stacionárními stavy.

Tento evidentní logický nesoulad okamžitě postřehl již první čtenář práce [1] Ernest Rutherford, jemuž Bohr poslal její rukopis k předběžnému posouzení, a poznamenal, že „... směs Planckových idejí a staré mechaniky velmi komplikuje pochopení toho, co je vlastně skutečným základem tohoto pojetí“ [25].

Další Rutherfordova výhrada se týkala ústředního pojmu celé konstrukce – kvantových zářivých přechodů. Bohr opakovaně výslovně zdůrazňoval, že kvantový přechod je celistvý nedělitelný akt, který „nemůže být chápán klasicky“ [1]. Rutherford ovšem přesto namítl, že má-li elektron možnost přejít z určitého excitovaného stacionárního stavu do různých stavů s energií nižší (a vyzářit při tom vždy kvantum monochromatického záření odpovídající frekvence), vzniká otázka „jak může elektron vědět, jakou [z těchto] frekvencí má [už] během tohoto přechodu kmitat [\equiv jakou frekvenci má vyzářovat]?“ A vyslovil domněnku, že pak „je nutné předpokládat, že elektron předem ví, kde [\equiv v kterém stavu] se chystá zastavit“ [25]. Bohr tuhle námitku zodpověděl jen částečně*); spíše ji pouze obešel poukazem na to, že výběr koncového stavu kvantového přechodu má pravděpodobnostní charakter. (Připomínal při tom – Rutherfordovi známý – analogický příklad alternativních možností radioaktivního rozpadu určitého radionuklidu projevujících se větvením rozpadových řad [27].) Stanovit tyto pravděpodobnosti – a tím také intenzitu různých spektrálních čar – však jeho jednoduchý model neumožňoval.

Velmi nepříjemným zjištěním konečně také bylo, že přes veškerou úspěšnost Bohrova postupu při popisu atomu vodíku i vodíkpodobných iontů, jakýkoli pokus o jeho rozšíření na složitější atomární soustavy skončil nezdarem. Tak již v případě dvoielektronových atomů neutrálního helia se tímto způsobem nepodařilo dospět k rozumnému rozložení elektronových orbit, z něhož by vyplývaly pozorované frekvence spektrálních čar nebo alespoň přibližně správná hodnota ionizační energie.

4.3 Přijetí fyzikální komunitou

Hned po svém zveřejnění v roce 1913 se Bohrův model atomu stal žhavým tématem mnoha vzrušených diskusí a zůstal jím prakticky až do vzniku kvantové mechaniky v polovině dvacátých let. Příčinou této dlouhodobé aktuálnosti byla zejména skutečnost, že spojoval palčivé otevřené problémy emise a absorpce elektromagnetického záření látkou s neméně naléhavými nevyřešenými otázkami stavby atomu, že podstatným způsobem rozvíjel – dosud ne zcela akceptovanou – Planckovu kvantovou hypotézu, na niž navazoval, a v neposlední řadě

*) Určitější odpověď na tuto námitku dá teprve kvantová mechanika, která pronikne až k „tomu, co je skutečným základem tohoto pojetí“. A její odpověď bude zvláštní: „Námítky podobného druhu nemají dobrý smysl.“ To už je však mnohem pozdější a podstatně náročnější příběh.

i to, že formuloval první (a jedinou!) funkční představu o mechanismu vzniku atomových spekter. Kdokoli pracující v této rozsáhlé oblasti se nemohl těmto problémům vyhnout a musel se tedy vůči Bohrově koncepci nějak vymezit: Jde o úspěšný teoretický popis, trpící ovšem i některými nedostatky, nebo naopak o nepřijatelnou (logicky nekonzistentní, neúplnou, omezeně použitelnou) myšlenkovou konstrukci, která jen náhodou dává i některé správné výsledky?

Obecně lze říci, že se postoje Bohrových současníků k jeho modelu většinou určitým způsobem vyvíjely: od prvních bezprostředních reakcí k definitivnějším názorům. Na mnoha místech v literatuře – vzpomínkové (např. [14, 28] a některé stati v [26]), fyzikálně-historické (např. [15-19]), fyzikálně-pedagogické [29] či popularizační (např. [22, 27, 30]) – je to doloženo nejen mnoha autentickými výroky, ale hlavně zasvěcenými komentáři vyjadřujícími fyzikální i historické souvislosti. Několik následujících citací – převzatých už bez připomínání širšího kontextu z uvedených pramenů – by proto nemělo být chápáno jako rigidní charakteristika postoje jejich autorů, ale spíše jen jako částečná ilustrace dobové atmosféry a motivace k případně rozšiřující četbě.

Již během léta 1913 označil Arnold Sommerfeld (1868 – 1951) článek [1] za „*nanejvýš důležitou práci, jejíž publikace se stane významným datem pro teoretickou fyziku.*“ V písemné gratulaci Bohrovi pak byl poněkud konkrétnější, když k obecným slovům uznání také dodal: „*Přestože jsem k jakýmkoli modelům atomu zatím dosti skeptický, Váš výpočet Rydbergovy konstanty je nepochybně velkým počinem.*“ Teoretické určení Rydbergovy konstanty zapůsobilo i na Alberta Einsteina (1879 – 1955). Dokládá to m.j. jeho střet s Maxem von Laue (1879 – 1960), k němuž došlo na podzim téhož roku na semináři v Curychu. Na Laueho kategorickou poznámku: „*Jsou to nesmysly! Maxwellovy rovnice platí za všech okolností, elektron na orbitě musí vyzařovat!*“ stručně opáčil: „*Ne, je to pozoruhodné! A určitě za tím něco je. Nemyslím si, že by bylo možné získat přesnou hodnotu Rydbergovy konstanty jen čistě náhodou.*“ Přibližně ve stejnou dobu charakterizoval na výročním zasedání Britské asociace pro rozvoj vědy Bohrova konstrukci James Jeans (1877 – 1946) jako „*neobyčejně důvtipný, originální, a je třeba říci, že i přesvědčivý, výklad zákonů spektrálních sérií.*“ A i když dále připustil, že „*zatím jediným argumentem ve prospěch Bohrových postulátů je – ovšem velmi podstatná – skutečnost, že dobře fungují*“ a že „*před novou teorií ještě stojí ohromné potíže*“, svůj komentář uzavřel konstatováním, že „*dosažené výsledky jsou příliš četné a významné, než aby je bylo možné bagatelizovat jako náhodné.*“ A pochvalně – byť většinou s jistými výhradami – se k Bohrově výkonu vyjádřila řada dalších fyziků. Jedním z jeho nejpůsobivějších ocenění je pozdější Einsteinův výrok připomínající celkovou situaci ve fyzice v prvních letech dvacátého století: „*Všechny moje pokusy přizpůsobit teoretický základ fyziky těmto poznatkům [Planckově kvantové hypotéze] úplně ztroskotaly. Měl jsem pocit, jako by mi uhýbala půda pod nohama, aniž by se kdekoli objevil pevný základ, na němž by se dalo stavět. Bylo zázračné – a jako zázrak se mi to jeví dodnes – že tento nejistý rozporuplný základ stačil muži s jedinečným instinktem a jemnocitem, jaký osvědčil Bohr, aby objevil hlavní zákony spektrálních čar a elektronových obalů, včetně jejich významu pro chemii. Je to nejvyšší muzikálnost v oblasti myšlení.*“

Tyto pochvalné názory však nebyly sdíleny ani zdaleka všeobecně. Kromě již zmíněného Laueova odmítnutí se objevily i četné další negativní reakce. Jejich spektrum sahá od zdrženlivého, avšak jednoznačného, distancování, přes výroky jemně ironické až po velmi strohá vyjádření. Tak například James William Strutt (lord Rayleigh) (1842 – 1919) k Bohrově práci poznamenal: „*Prohlédl jsem si ji, ale nevidím, čím by mi mohla být užitečná. Nechci tvrdit, že takhle se objevy nedělají. Možná dělají. Mne to však neuspokojuje. ... Těžko mohu toto všechno přijmout jako reálný obraz toho, co se skutečně odehrává v přírodě.*“ William Henry Bragg (1862 – 1942) zase parodoval logickou strukturu Bohrova postupu výrokem: „*V této teorii bychom museli v pondělí, ve středu a v pátek užívat klasických zákonů, zatímco*

v úterý, ve čtvrtek a v sobotu kvantových.“ Vůbec nejostřeji se pak zřejmě vyjádřil Carl Runge (1856 – 1927), když prohlásil: „*Ted' bude celá spektroskopická literatura zaneřáděna děsnými věcmi. ... Ten chlap se najisto zbláznil.*“ Odmítavě zpočátku reagovali i např. Joseph John Thomson (1856 – 1940) či dokonce jeden z pozdějších tvůrců kvantové mechaniky Max Born (1882 – 1970). A připomíná se také mnoho víceméně emocionálních projevů beznaděje souvisejících s neschopností jakkoli akceptovat tak problematickou konstrukci (např. Otto Stern (1888 – 1969) později vzpomínal, jak „*tehdy přísahal, že zanechá fyziky, pokud se ukáže, že je ta nehoráznost pravdivá*“). Přestože – vytrženy z kontextu – mohou takové výroky působit až výsměšně, nebyly v drtivé většině případů míněny jako zlovolné dehonestující výpady. Jejich hlavní motivací byla naopak spíše poctivá snaha co nejpřesněji vystihnout slabá místa Bohrovy teorie a napomoci tak celkovému vyjasnění situace.

Nedostatků a hypotetického charakteru nového výkladu si byl ovšem dobře vědom také sám Bohr. Proto svoje úvahy nejen rozvíjel a komentoval v dalších pracech, ale rovněž je trpělivě vysvětloval v řadě přednášek a diskusí. Přitom i v následujících letech, kdy už mnozí fyzikové začínali věřit, že mají v této oblasti dost pevnou půdu pod nohama, opakovaně zdůrazňoval provizorní povahu své konstrukce [P6].

Dnešní stanovisko k Bohrovu modelu atomu je – nebo by aspoň mělo být – přesnější a diferencovanější než někdejší bezprostřední reakce současníků. Všechna pozdější hodnocení se shodují v tom, že šlo o převratnou změnu v dosavadním nazírání nejen na stavbu atomu a mechanismus vzniku atomových spekter, ale i na chování mikroobjektů obecně. Oceňují jak odvalu jeho tvůrce, s níž překročil hranice klasické fyziky, která v této oblasti selhala, tak způsob, jímž to učinil. Jeho dva postuláty – o existenci stacionárních stavů a kvantových zářivých přechodech mezi nimi – vůbec poprvé (a navždy!) – oddělily frekvenci emitovaného záření od předpokládaného periodického pohybu atomárních elektronů [P7].

Tyto představy formulované v první části Bohrovy fundamentální práce [1] se staly inspirací a vodítkem dalšího teoretického i experimentálního úsilí. Postupně se tak prokázalo, že na nich založený bohrovský popis vystihuje nejdůležitější vlastnosti atomů a poskytuje jejich kvalitativní výklad či aspoň umožňuje jejich klasifikaci. Z toho vyplývající důvěru ve správnost směru nastoupené cesty však současně oslabovaly četné kvantitativní rozdíly mezi teoretickými předpověďmi a závěry experimentů. Přestože mnozí jeho kolegové byli optimističtější, Bohr komentoval tuto situaci varovnými slovy, jež se ukázala být prorocká: „*Začínám věřit, že v tomto problému stojíme před mimořádně velkými obtížemi, které můžeme zvládnout jen tak, že ustoupíme od našich běžných představ ještě dále než jsme to museli učinit doposud a že za veškerý svůj dosavadní úspěch vděčíme pouze jednoduchosti systémů, jimiž jsme se zabývali...*“ [14]. Velmi významný krok tímto směrem udělal v letech 1916-17 Albert Einstein, když na základě statistických úvah o Bohrových stacionárních stavech – aniž by je ovšem konkretizoval rotacemi elektronů! – dospěl překvapivě jednoduchým způsobem k Planckovu vyzařovacímu zákonu (a v rámci jeho odvozování dokonce i k Bohrově frekvenční podmínce (11b)) [18]. To, spolu s principem korespondence, se stalo jedním z důležitých východisek k vytvoření zcela konzistentní teorie atomárních jevů – kvantové mechaniky, která poskytla obecně formulovaným Bohrovým postulátům hlubší vysvětlení, zatímco primitivně názorné představy elektronových orbit diskvalifikovala.

Pedagogická poznámka

Přes veškerou svoji kontroverznost má Bohrův model atomu nejen nesmírný fyzikálně-historický význam, ale i značnou pedagogickou hodnotu. Tvoří totiž nezbytný mezistupeň na cestě od dřívějších neúspěšných pokusů o klasické vysvětlení stavby atomu a jeho vlastností k pozdějšímu bezespornému kvantověmechanickému přístupu. A tak jako není myslitelné, že

by se podařilo vytvořit kvantověmechanický popis atomu bez těchto předběžných úvah, je bez nich prakticky vyloučeno přivést začátečníky k porozumění – byť jen elementárnímu – jeho základním představám a výsledkům. Fyzikální důležitosti Bohrových úvah pro poznání mikrosvěta se dostalo již roku 1922 nejvyššího formálního uznání udělením Nobelovy ceny „za zásluhy ve výzkumu struktury atomů a jimi emitovaného záření.“ Zato jejich bohatý vzdělávací obsah zůstává zpravidla nevyužit, neboť standardní učebnicové výklady nabízející se didaktické možnosti většinou bez povšimnutí míjejí.

Začátečník přistupuje k úvahám o atomech vybaven jen zkušenostmi pocházejícími z makrosvěta a jim odpovídajícími představami rozvíjenými a formalizovanými v předchozích fázích svého fyzikálního vzdělávání. Nevyhnutelná „výměna starého myšlení za nové“ související s omezenou platností klasické fyziky je tak nečekanou a intelektuálně mimořádně náročnou záležitostí. Rychlost, míra i kvalita jejího zvládnutí jsou přitom rozhodujícím způsobem ovlivněny jednak výběrem konkrétních témat, jednak úrovní jejich didaktického zpracování.

Bohrův model atomu je nepochybně jedním z nejvhodnějších východisek k úvodnímu výkladu elementů atomové fyziky či fyziky mikrosvěta vůbec. K jeho nesporným pedagogickým přednostem patří už fakt, že dává studentům možnost uvidět a použít současně a v souvislostech řadu dílčích témat, s nimiž se dříve setkávali jen postupně a odděleně, např.: pohyb po kružnici, Coulombův zákon, kinetickou a potenciální energii, emisi a absorpci světla, zachování energie, spektrální čáry, elektron, jaderný model, světelné kvantum, Opětovné použití těchto pojmů v nové situaci podstatně přispívá jak k jejich lepší operační znalosti, tak k jejich hlubšímu pochopení. Nejen z fyzikálního, ale i z pedagogického hlediska je velmi přínosné zavedení – zatím sice jen zkusmé – řady nových pojmů a představ (např.: stacionární stavy, diskretní energetické hladiny, kvantové přechody, princip korespondence), které se však později – ve své vyspělejší podobě – stanou součástí definitivního kvantověmechanického popisu. Je-li navíc bohrovský přístup prezentován – v souladu se svou skutečnou historií – jako příběh krize klasických představ a jejího postupného překonávání, představuje studentům fyziku jako vpravdě tvůrčí proces hledání (včetně nevyhnutelného bloudění) a objevování. Podstatné při tom je, že relativní srozumitelnost bohrovské argumentace jim poskytuje i možnost se tohoto „dobrodružství poznání“ aktivně účastnit.

Literatura a poznámky:

- [1] Bohr N.: *On the Constitution of Atoms and Molecules I – III*. Philosophical Magazine **26** (1913) 1, 476, 857.
(Ruský překlad: *O strojeniji atomov i molekul*. V [26].)
- [2] Rudolf V. a kol.: *Fyzika pro jedenáctý postupný ročník*. Státní pedagogické nakladatelství, Praha 1957.
- [3] Fuka J. a kol.: *Fyzika pro III. ročník střední všeobecně vzdělávací školy*. Státní pedagogické nakladatelství, Praha 1965.
- [4] Fuka J.: *Doplňk k učivu fyziky pro IV. ročník gymnázia*. Státní pedagogické nakladatelství, Praha 1974.
- [5] Pišút J. a kol.: *Fyzika pro IV. ročník gymnázií*. Státní pedagogické nakladatelství, Praha 1987.
- [6] Štoll I.: *Fyzika pro gymnázia – Fyzika mikrosvěta*. Prometheus, Praha 1993, 2002.
- [7] Rutherford E.: *The Scattering of α and β Particles by Matter and the Structure of the Atom*. Philosophical Magazine **21** (1911) 669.
- [8] Lacina A.: *Deset kroků do mikrosvěta*. Československý časopis pro fyziku **57**, č. 4 (2007) 243. <http://www.physics.muni.cz/kof/clanky/desetkroku.pdf>.

- [9] Alonso M., Finn E. J.: *Fundamental University Physics I*. Addison-Wesley Publishing Company, Reading, Massachusetts 1967.
- [10] Špolskij E. V.: *Atomová fyzika I*. Státní nakladatelství technické literatury, Praha 1957.
- [11] Alonso M., Finn E. J.: *Fundamental University Physics II*. Addison-Wesley Publishing Company, Reading, Massachusetts 1967.
- [12] Geiger H., Marsden E.: *The Laws of Deflexion of α Particles through Large Angles*. Philosophical Magazine **25** (1913) 604.
- [13] Lacina A., Martinásková H.: *Kvantové vlastnosti elektromagnetického záření v gymnaziálním kurzu fyziky*. Matematika, fyzika, informatika **17**, č. 7 (2007/2008) 407.
- [14] Rozental S. (Ed.): *Niels Bohr. His life and work as seen by his friends and colleagues*. North-Holland Physics Publishing, Amsterdam 1967.
- [15] Kljaus E. M., Frankfurt U. I., Frenk A. M.: *Nils Bor*. Nauka, Moskva 1977.
- [16] Jammer M.: *The Conceptual Development of Quantum Mechanics*. McGraw-Hill, New York 1967. (Ruský překlad: *Evoljucija ponjatij kvantovoj mechaniki*. Nauka, Moskva 1985.)
- [17] Brown M. L., Pais A., Pippard B. (Eds.): *Twentieth Century Physics*. IOP Publishing, Bristol, AIP Press, New York 1995.
- [18] Zajac R., Pišút J., Šebesta J.: *Historické pramene súčasnej fyziky 2*. Univerzita Komenského, Bratislava 1997.
- [19] Brand J. C. D.: *Lines of Light*. Gordon and Breach Publishers 1995.
- [20] Lide R. D. (Ed.): *CRC Handbook of Chemistry and Physics*. CRC Press, Boca Raton 1994.
- [21] Brož V., Roskovec V., Valouch M.: *Fyzikální a matematické tabulky*. Státní nakladatelství technické literatury, Praha 1980.
- [22] Danin D. S.: *Trudy i dni Nilsa Bora*. Znanije, Moskva 1985.
- [23] Bohr N.: *The Spectra of Helium and Hydrogen*. Nature **92** (1913) 231. (Ruský překlad: *Spektry vodoroda i gelia*. V [26].)
- [24] Trigg G. L.: *Crucial Experiments in Modern Physics*. Van Nostrand Reinhold Company, New York 1971. (Ruský překlad: *Rešajuščije eksperimenty v sovremennoj fizike*. Mir, Moskva 1974.)
- [25] Dopis Ernesta Rutherforda Nielsu Bohrovi ze dne 20. března 1913. (Přetištěno např. v [26].)
- [26] Tamm I. E., Fock V. A., Kuzněcov B. G. (Red.): *Nils Bor. Izbrannyje naučnyje trudy v dvuch tomach*. Nauka, Moskva 1970, 1971.
- [27] Danin D. S.: *Verojatosťnyj mir*. Znanije, Moskva 1981. (Slovenský překlad: *Pravdepodobnosťnyj svet*. Alfa, Bratislava 1986.)
- [28] Heisenberg W.: *Der Teil und das Ganze. Gespräche im Umkreis der Atomphysik*. Deutscher Taschenbuch Verlag GmbH & Co. K, München 1979. (Český překlad: *Část a celek. Rozhovory o atomové fyzice*. Votobia, Olomouc 1997.)
- [29] Arons A. B.: *Teaching Introductory Physics*. John Wiley & Sons, New York 1997.
- [30] Pišút J., Zajac R.: *O atónoch a kvantovaní*. Alfa, Bratislava 1988.
- [31] Beiser A.: *Úvod do moderní fyziky*. Academia, Praha 1975.
- [32] Kudrjavcev P. S.: *Kurs istorii fiziki*. Prosvěščenije, Moskva 1974.
- [P1] Je zajímavé, že idea atomu jako miniaturního planetárního systému nevznikla až v souvislosti s objevem atomového jádra, ale byla jednou z prvních představ o struktuře atomu, které byly formulovány po objevu elektronu (1897). Již roku 1901 o ní spekoval Jean Perrin (1870 – 1942) [16], zmiňoval se o ní Henri Poincaré (1854 – 1912) a s její

kritikou vystoupil v roce 1905 na sjezdu německých přírodovědců a lékařů v Mnichově Wilhelm Wien (1864 – 1926). Ve své přednášce, v níž zvláště poukazoval na problémy s objasněním čarových spekter z hlediska této představy, m.j. řekl: „*Nejjednodušší by bylo chápat každý atom jako planetární systém sestávající z kladně nabitého centra, kolem něž obíhají elektrony jako planety. Taková soustava však nemůže být stabilní v důsledku toho, že elektrony vyzařují energii. Proto musíme uvažovat o systému, jehož elektrony jsou v relativním klidu nebo mají nepatrné rychlosti, i když i taková představa je značně pochybná.*“ [32]. Konkrétními dobovými realizacemi takové statické koncepce byly Lenardův dynamidový model (1903), Nagaokův saturnský model (1904) a Thomsonův pudinkový model (1904) [8], který byl během prvního desetiletí dvacátého století přijat téměř všeobecně. Rutherfordův objev atomového jádra však tyto modely diskvalifikoval a znovu obrátil pozornost k planetární představě.

[P2] Experimentální studium záření emitovaného/absorbovaného atomy je založeno na faktu, že záření téhož spektrálního složení jako jednotlivý atom emituje/absorbuje i makroskopický soubor stejných atomů, které spolu navzájem neinteragují – atomární plyn. Na spektra atomárních plynů se pak běžně odkazuje jako na spektra atomová. Vlastnosti těchto spekter – zejména jejich čarový charakter, ale i intenzity jednotlivých spektrálních čar – byly známy již hluboko v devatenáctém století [19].

[P3] Intuitivní přijatelnost těchto závěrů souvisí s obecnou lidskou zkušeností nalézat v přírodě látky se zcela určitými reprodukovatelnými vlastnostmi. Tato zkušenost je hluboce zakořeněna v našem způsobu myšlení a tak nejenže nejsme udiveni, ale zcela „přirozeně očekáváme“, že dva atomy téhož druhu mají naprosto stejné vlastnosti bez ohledu na svoji předchozí historii (např. atomy zlata získané z rudy vydolované v Jižní Africe jsou nerozlišitelné od atomů zlata pocházejících ze Sibíře či odkudkoli odjinud).

[P4] Například výpočtem z hmotnosti atomu $m_a = A_r \cdot m_u$ /kde A_r je relativní atomová hmotnost a m_u atomová hmotnostní konstanta/ a hustoty ρ prvku v pevném skupenství

pro charakteristický lineární rozměr atomu vychází $r_a \approx \sqrt[3]{\frac{m_a}{\rho}}$.

[P5] Třebaže Bohr v práci [1] postupuje v detailech poněkud jiným způsobem, je citovaná věta v podstatě odkazem na možnosti t.zv. *rozměrové analýzy*, která byla v jeho době velmi populární [29]. Základní idea této obecné formální metody spočívá ve vytypování veličin podstatných pro matematický popis vyšetřované fyzikální situace a jejich následné zkombinování do rozměrově správného výrazu. V tomto konkrétním případě jsou výchozími veličinami zřejmě: velikosti nábojů elektronu e , jádra Ze (v nejčastěji uvažovaném případě atomu vodíku $Z = 1$), hmotnost elektronu m (hmotnost jádra se v prvním přiblížení považuje za nekonečnou, t.j. jádro za nehybné), konstanta

Coulombova zákona $k = \frac{1}{4\pi\epsilon_0}$, vystihující interakci mezi obalovým elektronem a

jádrem, a – podle Bohrova přesvědčení – Planckova konstanta h . Z těchto veličin se tedy konstruuje výraz pro charakteristický lineární rozměr atomu (\sim vzdálenost elektronu od jádra) r_a :

$$e^\alpha \cdot e^\beta \cdot m^\gamma \cdot k^\delta \cdot h^\varphi = r_a \quad .$$

Rozměrová kontrola pak vede nejprve k rovnosti

$$C^\alpha \cdot C^\beta \cdot \text{kg}^\gamma \cdot (\text{kgm}^3 \text{s}^{-2} \text{C}^{-2})^\delta \cdot (\text{kgm}^2 \text{s}^{-1})^\varphi = \text{m} ,$$

dále k rovnicím

$$\text{C:} \quad \alpha + \beta - 2\delta = 0 ,$$

$$\text{kg:} \quad \gamma + \delta + \varphi = 0 ,$$

$$\begin{aligned} m: & \quad 3\delta + 2\varphi = 1, \\ s: & \quad -2\delta - \varphi = 0 \end{aligned}$$

a po jejich vyřešení

$$\alpha + \beta = -2, \quad \gamma = -1, \quad \delta = -1, \quad \varphi = 2$$

k závěrečnému výrazu

$$r_a = \frac{h^2}{kme^2},$$

což po dosazení tabelovaných hodnot dává $r_a = 20.88 \cdot 10^{-10}$ m „požadovaného řádu velikosti“. (Případně nahrazení Planckovy konstanty h redukovanou Planckovou

konstantou $\hbar = \frac{h}{2\pi}$ pak přivede dokonce k výsledku, v němž zasvěcený čtenář pozná

t.zv. *Bohrův poloměr*. I když taková záměna může snad vypadat lákavě, v uvedeném postupu pro ni není žádný důvod a snažit se tímto způsobem „zpřesnit“ původně zamýšlený řádový odhad by proto nebylo příliš korektní.)

Je namístě poznamenat, že rozměrová analýza sice může přivést k velice pěkným výsledkům, nemůže však nahradit příslušnou fyzikální argumentaci. Podrobnější popis této pozoruhodné metody, včetně hodnotících komentářů, lze najít např. v kap. 3 knihy [30].

- [P6] Bohrovy tehdejší názory tlumočí např. Werner Heisenberg (1901 – 1976) ve vzpomínce na rozhovor, k němuž došlo v létě roku 1920. Bohr měl tehdy ani ne dvacetiletému Heisebergovi m.j. říci [28]: „... *Východisko nebylo v myšlence, že atom je planetární systém v malém a že by se zde mohly použít zákony astronomie. Tak doslovně jsem to nikdy nebral. Východiskem pro mne byla stabilita hmoty, která je ze stanoviska dosavadní fyziky čirým zázrakem. Slovem 'stabilita' míním, že se vždy objevují stejné látky se stejnými chemickými vlastnostmi, ... že i po mnoha změnách, které nastávají vnějším působením, zůstává atom železa zase jen atomem železa s přesně stejnými vlastnostmi. To je podle klasické mechaniky nepochopitelné, zvláště za předpokladu, že atom má podobnost s planetárním systémem. ... Zázrak stability hmoty by byl zůstal ještě dlouho nezpozorován, kdyby nebyl v uplynulých desetiletích nově osvětlen některými důležitými zkušenostmi jiného druhu. Jak víte, Planck objevil, že ... při vyzařování energie atomárním systémem existují jakési zastávky s určitými energiemi, které jsem později nazval stacionárními stavy. Pak prováděl Rutherford své pokusy [které určily] strukturu atomů, ... podařilo se vyměřit spektrální linie charakteristické pro různé chemické prvky ... Celým tímto vývojem ... postupovala otázka, které jsme se nemohli v naší době vyhnout: totiž otázka, jak to všechno navzájem souvisí. Teorie, o níž jsem se pokusil, se nesnažila o nic jiného než stanovit tuto souvislost. Zatím je to však zcela beznadějná úloha. Úloha zcela jiného druhu než s jakou se ve fyzice setkáváme. Neboť v dosavadní fyzice, ale i v každé jiné přírodní vědě, měl-li se vyložit nový fenomén, mohli jsme se pokusit existujícími pojmy a metodami převést tento nový fenomén na jevy a zákony již známé. V atomové fyzice už víme, že dosavadní pojmy k tomu nedostačují. Newtonovská fyzika nemůže být vhodná pro onu stabilitu hmoty v nitru atomu, v nejlepším případě nám může poskytnout příležitostně jen nějaký zachytný bod. A proto nemůže existovat ani názorné popsání struktury atomu, protože takový popis, který by měl být názorný, by si musel posloužit pojmy z klasické fyziky, které však toto dění nemohou zachytit. Chápete, že se takovými teoriemi pouštíme do něčeho zcela nemožného? Neboť máme vypovědět něco o struktuře atomu, ale nemáme jazyk, jímž bychom se mohli o tom dohovorit. ... V takové situaci nemůže teorie vůbec 'objasňovat' v tom smyslu, jak je to jinak ve vědě běžné. Jde jen o to, ukázat souvislosti a opatrně tápat kupředu. ...“*

[P7] Byla to právě tato idea, nikoli sama nespojitost zářivých přechodů, která znamenala pro Bohrovy současníky nejtíže stravitelné sousto. O kvantování energie totiž uvažovali již dříve Planck (1900), Einstein (1906) i jiní v souvislosti s tepelným zářením, tepelnými kapacitami pevných látek a dalšími jevy [16-18, 31]. Velikost energiových kvant ε však spojovali vztahem $\varepsilon = h\nu$ vždy s frekvencí ν kmitů modelových či reálných oscilátorů, zatímco Bohr jakoukoli souvislost mezi frekvencí světelného kvanta a frekvencí případného periodického pohybu elementárního zářiče popřel. Na tento rozdíl velmi přehledně upozornil roku 1920 ve své nobelovské přednášce Max Planck (1858 – 1947): „*To, že v atomu hrají zvláštní roli určité kvantově význačné dráhy, lze ještě považovat za přijatelné. Hůře lze přijmout to, že elektrony kroužící na těchto drahách s určitým [dostředivým] zrychlením nevyzařují vůbec žádnou energii. Ale to, že jasně definovaná frekvence světelného kvanta je odlišná od frekvence pohybu emitujícího elektronu, musí pro představivost teoretika, který vyrostl v klasické škole, znamenat v prvním okamžiku neslýchaný a nepředstavitelný požadavek. Ale čísla rozhodují ...*“