I. Kvasnica

Modely atomových jader. I

Pokroky matematiky, fyziky a astronomie, Vol. 6 (1961), No. 2, 94--102

Persistent URL: http://dml.cz/dmlcz/139379

MODELY ATOMOVÝCH JADER I

I. KVASNICA, Praha

V článku je podán přehled základních myšlenek a výsledků nejdůležitějších modelů atomových jader.

ÚVOD

Dnes je všeobecně známo, že atomové jádro je složeno z protonů a neutronů, které souhrnně nazýváme *nukleony*. Počet protonů Z jádra nazýváme atomovým číslem, protože toto číslo určuje pořadové číslo prvku v Mendělejevově periodické tabulce. Jádra s daným atomovým číslem Z a různým počtem neutronů přísluší témuž prvku (tj. leží na stejném místě Mendělejevovy tabulky), mají však různou hmotu, stabilitu a jiné fyzikální charakteristiky. Taková jádra nazýváme *izotopy*. Celkový počet nukleonů v jádře $A = Z + N$ je tzv. *hmotové číslo*. Jádra se stejným hmotovým číslem A mají přibližně stejnou hmotu, proto se jim říká *izobary*.

Když vznikala kvantová teorie atomu, byla situace taková: síly, které působí mezi elektronem a jádrem (resp. mezi elektrony), byly známy a hledala se vhodná mechanika, která by správně popisovala pohyb elektronů v daném silovém poli. Tato mechanika sjednotila korpuskulární i vlnové vlastnosti částic, proto ji nazýváme *vlnovou* nebo *kvantovou mechanikou*. Základní rovnice kvantové mechaniky byly nalezeny HEISENBERGEM, SCHRÖDINGEREM a DIRACEM. V dalším textu budeme předpokládat, že čtenář je obeznámen alespoň se základními pojmy a výsledky kvantové mechaniky.

Brzy po formulaci základních rovnic kvantové mechaniky se ukázalo, že tato teorie dovede přirozeným způsobem vysvětlit řadu procesů v atomovém jádře, např. rozpad α, emisi kvant γ, různé typy jaderných reakcí ap. Máme proto dobré důvody věřit, že kvantová teorie ve své současné podobě platí s dostatečnou přesností i v oblasti atomového jádra. Při teoretickém studiu vlastností atomového jádra setkáváme se však se specifickými potížemi, které mají původ v našich nedostatečných znalostech jaderných sil. Experimentální studium dovolilo zatím určit pouze některé obecné vlastnosti jaderných sil, jako jsou krátký dosah, výměnný charakter, nábojová nezávislost ap., avšak detailní charakter interakčního zákona zůstává neurčen. Teoretické studium rovněž nepřineslo uspokojivých výsledků. Různé varianty mezonových teorií jaderných sil dovolují vysvětlit experimentální fakta především kvalitativně; kvantitativní souhlas je buď ojedinělý, nebo je omezen na úzkou oblast jevů. Příčiny tohoto neutěšeného stavu teorie jaderných sil jsou velmi složité a jejich rozbor nespadá bezprostředně do rámce tohoto článku. Je velmi pravděpodobné, že neúspěch mezonových teorií jaderných sil je odrazem obecných potíží kvantové teorie polí (poruchová teorie, renormalizace ap.).

Kdybychom znali tvar interakčního zákona nukleonů, mohli bychom v principu určit libovolnou vlastnost jádra nebo jaderný proces čistě teoretickou cestou. Protože jaderné síly nejsou dostatečně známy, je nutno tuto neznalost vhodným způsobem obejít. Lze očekávat, že na konkrétní oblast jaderných vlastností, resp. procesů, budou mít podstatný vliv pouze určité vlastnosti jaderných sil a ne bezprostřední charakter interakčního zákona nukleonů. To znamená, že složité poměry v jádře lze pro vysvětlení určité oblasti jevů vhodným způsobem zjednodušit. Každému takovému zjednodušení odpovídají jisté modelové představy o struktuře atomového jádra. Jednotlivé modely jader vystihují pouze určitou oblast vlastností jader, resp. jaderných procesů. Bez nadsázky lze říci, že vývoj jaderné fyziky posledních let je nerozlučně spjat s různými modely atomových jader.

Dále pojednáme o některých jednoduchých modelech a oblasti jejich použití.

KAPKOVÝ MODEL

Experimenty vedou k závěru, že jádra mají přibližně sférický tvar a pro jejich poloměr R platí závislost

$$R = r_0 A^{1/3}, \quad r_0 = 1{,}45 \,.\, 10^{-13}\text{cm} \,. \tag{1}$$

Z poslední rovnice okamžitě plyne, že objem jádra je přímo úměrný počtu nukleonů:

$$V = \tfrac{4}{3}\pi R^3 = \tfrac{4}{3}\pi r_0^3 A \,. \tag{2}$$

Z průběhu vazbové energie jader lze soudit, že vazbová energie roste v dosti širokém rozmezí přibližně lineárně s počtem nuklenů. Protože objem jádra je úměrný počtu nukleonů, lze říci, že vazbová energie jader roste zhruba lineárně s jejich objemem.

Z těchto faktů je vidět, že situace v jádře je v jistém smyslu obdobná situaci v kapce nestlačitelné kapaliny. Jadernou „kapalinu“ lze interpretovat jako dvoukomponentový roztok protonové a neutronové „kapaliny“. Tento „kapalinový charakter“ jádra je přímým důsledkem krátkého dosahu jaderných sil a jejich nasycení.[1]) Analogii mezi jádrem a kapalinou lze dále rozvíjet pomocí obvyklých hydrodynamických představ, jako jsou objemové energie, povrchové napětí ap. Na základě těchto úvah lze najít závislost vazbové energie (resp. hmoty) jader na atomovém a hmotovém čísle.

V důsledku vazby nukleonů se bude hmota M jádra lišit od součtu hmot volných nukleonů. Rozdíl

$$\Delta M = ZM_p + NM_n - M \tag{3}$$

nazýváme *hmotovým úbytkem a veličina*

$$E = c^2 \Delta M \tag{4}$$

představuje vazbovou energii jádra.

Pomocí obvyklých hydrodynamických úvah lze odvodit tzv. semiempirickou formuli pro hmotu, resp. vazbovou energii. Protože se domníváme, že tato formule je většině čtenářů známa, uvedene pouze výsledek

$$M(Z, A) = 0{,}99391\, A - 0{,}00085\, Z + 0{,}014\, A^{2/3} + \\ + \frac{0{,}083}{A}\left(\frac{A}{2} - Z\right)^2 + 0{,}000627\, \frac{Z^2}{A^{1/3}} + \delta \,. \tag{5}$$

(Odvození této formule lze najít např. v známé knize E. Špolského.) První dva členy v této formuli pocházejí od atomových hmot protonů a neutronů, člen

---

[1]) Nasycením jaderných sil nazýváme tu skutečnost, že každý nukleon interaguje pouze s omezeným počtem sousedních nukleonů. Kdyby každý nukleon interagoval se všemi ostatními nukleony, rostla by vazbová energie úměrně počtu dvojic, které lze vytvořit z A nukleonů, $\binom{A}{2} = \frac{1}{2} A(A - 1)$, tj. přibližně kvadraticky s hmotovým číslem.

$0{,}014A^{2/3}$ vznikl z korekce na povrchové napětí (povrch jádra je úměrný R^2, tj. $A^{2/3}$), čtvrtý člen určuje závislost hmoty, resp. vazbové energie, na koncentraci protonové „kapaliny" a pátý člen vyjadřuje vliv elektrostatického odpuzování protonů. Veličina δ vyjadřuje skutečnost, že nejstabilnější jsou jádra, která mají sudý počet protonů i neutronů, a že jádra s lichým Z i lichým N mají nejmenší stabilitu (tj. relativně největší hmotu).

Pomocí rovnic (4) a (5) lze získat rovnici pro vazbovou energii E jako funkci atomového a hmotového čísla. Vypočtené hmoty, resp. vazbové energie jader, jsou ve většině případů v dobré shodě s experimentálními hodnotami. Tam kde hmoty, resp. vazbové energie, nejsou známy z experimentu, lze s úspěchem použít semiempirické formule.

Bohr a Frenkel úspěšně použili kapkového modelu k teorii štěpení těžkých jader. Po pohlcení neutronu se jádro-kapka silně excituje, začne se různě deformovat a následkem těchto deformací může dojít k jeho rozštěpení na dvě anebo více lehčích jader.

Je vidět, že už na základě hrubého hydrodynamického modelu lze (bez znalosti jaderných sil) uspokojivě vypočítat takové důležité charakteristiky jader jako hmota, vazbová energie, stabilita ap. Je však zřejmé, že kapkový model představuje pouze velmi hrubou fenomenologickou aproximaci skutečných poměrů v jádře, a že tedy jeho použití je značně omezeno. Protože kapkový model nebere v úvahu kvantové vlastnosti nukleonů, nemůže vysvětlit takové důležité vlastnosti jader jako jsou spin, magnetický moment, parita ap. Tuto mezeru s úspěchem vyplnil slupkový model a některé novější modely, které ve větší nebo menší míře používají jeho myšlenek a výsledků.

SLUPKOVÝ MODEL

Čtenáři je jistě známo, že na každé elektronové hladině může být jistý, maximálně přípustný počet elektronů. Je-li slupka (tj. souhrn blízkých hladin) zaplněna, vzniknou vysoce stabilní atomy vzácných plynů.

Ukazuje se, že obdobná situace je i v atomovém jádře: protony a neutrony jsou seskupeny do samostatných (tj. zvlášť protonových a zvlášť neutronových) slupek a při zaplnění těchto slupek vznikají vysoce stabilní atomová jádra. Jelikož mezi nukleony působí síly zcela jiné povahy než mezi elektrony a jádrem, budou i zaplňovací čísla protonových, resp. neutronových slupek jiná, než v elektronovém obalu atomu. Rozbor experimentálního materiálu ukazuje, že protonové slupky se zaplňují při celkovém počtu 2, 8, 20, 50, 82 protonů a neutronové slupky při celkovém počtu 2, 8, 20, 50, 82, 126 neutronů. Těmto číslům se v literatuře říká *magická*. Jádra s magickým počtem protonů, resp. neutronů (příp. obojím) vynikají zvláště vysokou stabilitou. Doklady o tom se vyskytují nejvíce v přírodě. Pro nedostatek místa nemůžeme uvádět různé experimentální údaje, které dokazují správnost tohoto tvrzení. Čtenář, zajímající se o tuto problematiku, najde dostatek experimentálního materiálu v knize M. Mayerové (2).

S existencí magických čísel velmi úzce souvisí velké rozdíly ve vazbové energii posledního nukleonu celé řady jader. Protože třetí, devátý, ... proton, resp. neutron začíná obsazovat novou slupku, bude jeho vazbová energie poměrně malá. Hughes a Meščerjakov ukázali, že jádra s magickým počtem neutronů mají účinný průřez pro pohlcení neutronů 10 až 50krát menší než sousední jádra.

V kapkovém modelu jádra jsme považovali jádro za systém silně vázaných nukleonů, v němž nemá smyslu mluvit o stavech jednotlivých nukleonů, nýbrž jenom o stavu celého jádra. Existence magických čísel však ukazuje, že nukleony si i přes silnou interakci do značné míry zachovávají svoji individuálnost. Taková situace se může na první pohled zdát dosti paradoxní. Při malých vzdálenostech mezi nukleony v jádře a jejich silné interakci bude docházet k neustálým srážkám. Při srážce však jeden nukleon energii obecně ztrácí a druhý získá, takže by mělo neustále docházet k změně stavu jednotlivých nukleonů. To by však znamenalo, že nemá smyslu mluvit o stavech individuálních nukleonů. Tato argumentace je však chybná z tohoto důvodu: Nukleony mají poločíselný spin, takže pro ně platí Pauliho princip: v každém kvantovém stavu může být nejvýše jeden proton, resp. neutron. Kdyby došlo k nepružné srážce dvou nukleonů, nukleon, který by při srážce ztratil energii, musel by přejít na nižší energetickou hladinu. Protože v základním stavu jádra jsou obsazeny všechny nižší hladiny, je zřejmé, že (v důsledku Pauliho principu) nemůže dojít k nepružné srážce. Jinými slovy, v základním stavu jádra může docházet pouze (k nepozorovatelným) pružným srážkám, resp. vzájemným výměnám nukleonů. Tím je také umožněno, že lze mluvit o stacionárních stavech individuálních nukleonů v jádře.

Interagující nukleony vytvoří jistý časově střední potenciál, v němž se tyto nukleony pohybují. Jinými slovy, libovolný nukleon se pohybuje v (středním kvantověmechanickém) poli, vytvořeném všemi ostatními nukleony. Slupkový model tudíž schematisuje složité procesy interakce nukleonů v jádře tímto způsobem: nukleony vytvoří jistý efektivní jaderný potenciál, v němž se každý nukleon pohybuje nezávisle na ostatních nukleonech. Z toho důvodu se slupkovému modelu často říká model nezávislých částic.[2])

Je-li znám efektivní potenciál jaderných sil, jednotlivé hladiny se vypočtou řešením Schrödingerovy rovnice

$$\left(-\frac{\hbar^2}{2M}\nabla^2 + U\right)\Psi = E\psi\,. \tag{6}$$

Ukazuje se, že kdybychom vzali efektivní potenciální energii ve tvaru obvyklé potenciálové jámy a nebo jiný běžný potenciál, nedostali bychom správné pořadí hladin, ani správné hodnoty magických čísel.

M. Mayerová ukázala, že příčinu tohoto nesouhlasu nutno hledat v existenci silné spin-orbitální vazby nukleonů. Aby čtenář lépe pochopil smysl této vazby, vysvětlíme si její vznik při elektromagnetické interakci.

Pohyb částice s magnetickým momentem $\boldsymbol{\mu} = \mu_0 \boldsymbol{S}$ ($\boldsymbol{S}$ je vektor spinu částice) v magnetickém poli $\boldsymbol{H}$ má za následek změnu energie o veličinu

$$E_{int} = -(\boldsymbol{\mu}\boldsymbol{H}) = -\mu(\boldsymbol{S}\boldsymbol{H})\,. \tag{7}$$

Při pohybu nabité částice rychlostí $\boldsymbol{v} = \boldsymbol{p}/m$ vzniká magnetické pole

$$\boldsymbol{H} = \frac{1}{c}[\boldsymbol{v}\boldsymbol{E}] = \frac{1}{mc}[\boldsymbol{p}\boldsymbol{E}]\,, \tag{8}$$

[2]) Aby nedošlo k nedorozumění, nutno říci, že v důsledku přitažlivého jaderného potenciálu se mohou nukleony vyskytovat pouze v oblasti dosahu jaderných sil. Nejedná se tudíž o pohyb volných nukleonů, nýbrž o pohyb nukleonů v daném silovém poli.

kde

$$\mathbf{E} = -\operatorname{grad} V = -\frac{1}{e}\operatorname{grad} U$$

je intenzita elektrického pole. Pro sféricky symetrické pole je

$$\operatorname{grad} V = \frac{\mathbf{r}}{r}\frac{\mathrm{d}V}{\mathrm{d}r} = \frac{1}{e}\frac{\mathbf{r}}{r}\frac{\mathrm{d}U}{\mathrm{d}r},$$

takže

(9) $$H = \frac{1}{mcr}[\mathbf{r}\mathbf{p}] = \frac{1}{emc}\frac{1}{r}\frac{\mathrm{d}U}{\mathrm{d}r}\mathbf{L};$$

($\mathbf{L} = [\mathbf{r}\mathbf{p}]$ je orbitální impulsmoment částice). To znamená, že interakční energii lze zapsat ve tvaru

(10) $$E_{int} = -\frac{\mu_0}{emc}\frac{1}{r}\frac{\mathrm{d}U}{\mathrm{d}r}(\mathbf{S}\mathbf{L}).$$

Je vidět, že interakční energie závisí na orientaci spinového a orbitálního impulsmomentu, a proto se jí říká energie spin-orbitální vazby. Vypočteme nyní střední hodnoty operátoru ($\mathbf{S}\mathbf{L}$). Z rovnice pro celkový impulsmoment částice

$$\mathbf{J} = \mathbf{L} + \mathbf{S}$$

dostaneme povýšením

$$(\mathbf{S}\mathbf{L}) = \tfrac{1}{2}(\mathbf{J}^2 - \mathbf{L}^2 - \mathbf{S}^2).$$

Protože $\mathbf{J}^2 = j(j+1)$, $\mathbf{L}^2 = l(l+1)$, $\mathbf{S}^2 = s(s+1)$, můžeme psát

$$(\mathbf{S}\mathbf{L}) = \tfrac{1}{2}[j(j+1) - l(l+1) - s(s+1)].$$

Při paralelní orientaci spinového a orbitálního momentu je $j = l + \frac{1}{2}$, tedy

(11) $$(\mathbf{S}\mathbf{L}) = l, \quad (l = j - \tfrac{1}{2}).$$

Obdobným způsobem dostaneme pro $j = l - \frac{1}{2}$:

(11′) $$(\mathbf{S}\mathbf{L}) = -(l+1), \quad (l = j + \tfrac{1}{2}).$$

Odtud je vidět, že E_{int} bude záviset na tom, zdali jsou spinový a orbitální impulsmoment paralelní nebo antiparalelní. Jinými slovy, spin-orbitální vazba rozdělí hladinu s orbitálním kvantovým číslem l na dvě podhladiny podle celkového impulsmomentu $j = l \pm s$. V tom je podstatný smysl spin-orbitální vazby. Je-li spin-orbitální vazba dostatečně silná, může dojít k značné změně v pořadí hladin.

Existují důvody k domněnce, že u nukleonů existuje silná spin-orbitální vazba. Její energie se obvykle píše ve tvaru

(12) $$E_{LS} = \gamma\left(\frac{\hbar}{Mc}\right)^2\frac{1}{r}\frac{\mathrm{d}U}{\mathrm{d}r}(\mathbf{S}\mathbf{L}),$$

kde U je jaderný potenciál, γ vazbový parametr spin-orbitální vazby, M hmota nukleonu[3]) a střední hodnoty operátoru ($\mathbf{S}\mathbf{L}$) jsou určeny rovnicemi (11) a (11′).

---

[3]) Veličina $\hbar/Mc$ je Comptonova vlnová délka nukleonu. Tato veličina se zavádí do rovnice (12) proto, aby parametr γ byl bezrozměrnou veličinou ($\gamma \approx 10$).

Spin-orbitální vazba způsobí, že hladiny nukleonů nutno klasifikovat podle celkového impulsmomentu j jednotlivých nukleonů. Je tedy třeba řešit Schrödingerovu rovnici

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2M}\nabla^2 + U = \gamma\left(\frac{\hbar}{Mc}\right)^2 \frac{1}{r}\frac{\mathrm{d}U}{\mathrm{d}r}(\mathbf{SL})\right]\psi = E\psi\,. \tag{13}$$

Tato rovnice platí pro neutrony. Pro protony nutno přidat ještě Coulombovu energii V, takže je třeba řešit rovnici

$$\left[-\frac{\hbar}{2M}\nabla^2 + U + V + \gamma\left(\frac{\hbar}{Mc}\right)^2 \frac{1}{r}\frac{\mathrm{d}U}{\mathrm{d}r}(\mathbf{SL})\right]\psi = E\psi\,. \tag{14}$$

G. Szamosi řešil systém rovnic (12) a (13) za předpokladu Yukavovy interakce mezi nukleony

$$U_{ik} = -g^2\,\frac{\mathrm{e}^{-\varkappa r_{ik}}}{r_{ik}}\,. \tag{15}$$

Numerickou integrací rovnic (13) a (14) lze získat pořadí hladin protonů a neutronů. Výsledek výpočtů je uveden v přiložené tabulce. V ní jsme označili jednotlivé hladiny obvyklou spektroskopickou symbolikou nl_j. První číslo udává energetické kvantové číslo n, l je kvantové číslo orbitálního impulsmomentu[4]) a j značí kvantové číslo celkového impulsmomentu. Tak např. symbol $2p_{1/2}$ značí hladinu $n = 2$, $l = 1$, $j = 1/2$.

Je-li známo pořadí hladin a jejich kvantové charakteristiky, lze teoreticky určovat celou řadu vlastností jader, jako jsou spin, parita[5]), charakter izomerních přechodů ap.

SPINY, MAGNETICKÉ DIPÓLOVÉ MOMENTY A ELEKTRICKÉ KVADRUPÓLOVÉ MOMENTY JADER

Z experimentů je známo, že spiny všech jader se sudým Z i sudým N jsou rovny nule. Je proto pravděpodobné, že vlastní impulsmoment jádra (spin) s lichým hmotovým číslem A bude určen impulsmomentem j lichého nukleonu. Rozbor experimentálního materiálu ukazuje, že tento předpoklad je v dobré shodě s experimentem.

Jako první příklad vezmeme izotop He_2^3. Jediný neutron je ve stavu $1s_{1/2}$, takže spin jádra He_2^3 je roven $1/2$. Jádro Be_4^9 má dva neutrony na hladině $1s_{1/2}$ a tři neutrony na hladině $2p_{3/2}$, a spin jádra Be_4^9 je $3/2$. Jádro O_8^{17} má zaplněny první dvě protonové i neutronové slupky a jeden neutron v třetí slupce. Protože třetí slupka začíná hladinou $3d_{5/2}$, je spin jádra O_8^{17} roven $5/2$. Pomocí přiložené tabulky si čtenář snadno provede další rozbor.

V několika případech předpovědi slupkového modelu nesouhlasí s experimentem. Tak např. spin jádra Na_{11}^{23} by měl být $5/2$, zatímco změřená hodnota spinu je $3/2$. Podobně jádro Ne_{10}^{21} má spin $3/2$, zatímco slupkový model předpovídá $5/2$. (Neutron je na hladině $3d_{5/2}$). Těchto výjimek je však relativně málo a lze je vysvětlit zdokonalením slupkového modelu. (O těchto modifikacích pojednáme v dalším článku).

---

[4]) Místo čísel $l = 0, 1, 2, \ldots$, se užívá písmen s ($l = 0$), p ($l = 1$), d ($l = 2$), f ($l = 3$), g ($l = 4$), h ($l = 5$) atd.

[5]) Připomeňme si, že parita hladiny je sudá při sudém l a lichá při lichém l.

Nyní přejdeme ke klasifikaci magnetických dipólových momentů jader. Magnetický dipólový moment jádra je výslednicí orbitálních i spinových magnetických momentů nukleonů. Podle slupkového modelu sudý počet protonů, resp. neutronů, dá nulový magnetický moment, takže magnetický moment jádra je určen pouze magnetickým momentem lichého nukleonu. Za tohoto předpokladu lze odvodit poměrně jednoduchou úvahou pro magnetický moment μ jádra tyto výrazy

$$\mu = \mu_p + j - \frac{1}{2} \quad \text{při} \quad j = l + \frac{1}{2}, \tag{16}$$

$$\mu = \left(j + \frac{3}{2} - \mu_p\right)\frac{j}{j+1} \quad \text{při} \quad j = l - \frac{1}{2},$$

je-li lichým nukleonem proton a

$$\mu = \mu_n \quad \text{při} \quad j = l + \frac{1}{2}, \tag{17}$$

$$\mu = -\frac{j}{j+1}\mu_n \quad \text{při} \quad j = l - \frac{1}{2},$$

je-li lichým nukleonem neutron. (Hodnoty magnetických momentů μ, μ_p, μ_n nutno vzít v jaderných magnetonech.) Rovnice (16) a (17), vyjadřující závislost magnetického momentu, se nazývají SCHMIDTOVY rovnice.

Porovnání teoretických a experimentálních hodnot magnetických momentů vede k závěru, že magnetické momenty jader leží mezi Schmidtovými křivkami (15), resp. (16), jen zřídka leží na nich. To znamená, že slupkový model není vhodný k přesnému výpočtu magnetických momentů jader. Avšak skutečnost, že experimentální hodnoty magnetických momentů jader leží mezi Schmidtovými křivkami, ukazuje, že vhodným upřesněním slupkového modelu lze dosáhnout i kvantitativního souhlasu.

Obdobná situace je u elektrických kvadrupólových momentů jader. Elektrický kvadrupólový moment Q je mírou odchylky od sféricky symetrického rozdělení náboje v jádře. Interakční energie jádra s elektrony pak závisí na veličině

$$Q = \langle 3z^2 - r^2 \rangle = \int \psi^*(3z^2 - r^2)\,\psi\,\mathrm{d}V\,. \tag{18}$$

V slupkovém modelu bereme vlnovou funkci ψ jádra ve tvaru jednonukleonové aproximace, tj. jako řešení rovnic (13), resp. (14). Kvantitativní souhlas mezi takto vypočtenými hodnotami kvadrupólových momentů a příslušnými experimentálními hodnotami není dobrý. Mnohem lepšího souhlasu lze dosáhnout pomocí tzv. zobecněného modelu (A. BOHR, MOTTELSON), o němž pojednáme příště.

ROZPAD α, β, γ

Při rozpadu α musí částice α projít potenciální bariérou jádra. Pravděpodobnost rozpadu α (a tudíž i poločas) závisí zhruba exponenciálně na energii částice α. To znamená, že malá změna energie částice α má za následek obrovský rozdíl v poločase rozpadu α. Jádro se 126 neutrony vyniká vysokou stabilitou, proto porušení této konfigurace bude málo pravděpodobný proces. Jinými slovy, takové jádro bude buď stabilní, nebo poločas jeho rozpadu α bude mnohem větší než poločas rozpadu α jádra se 128 neutrony. (Poslední dva neutrony jsou velmi slabě vázány.) Pro lepší představu uvedeme dva příklady. Jádro Bi_{83}^{209} ($N = 126$) je stabilní, zatímco Bi_{83}^{211} ($N = 128$) se rozpadá s poločasem $T \approx 2$ min. Jádro Po_{84}^{210} se 126 neutrony má poločas rozpadu α 138 dní a jádro Po_{84}^{212} ($N = 128$) se rozpadá s poločasem $T = 3 \cdot 10^{-7}$ sec. Slupkový model dovede tedy přirozeným způsobem vysvětlit obrovské rozdíly v poločasech rozpadu α sousedních jader.

Proces rozpadu β spočívá v přeměně neutronu v proton, elektron a antineutrino, resp. protonu v neutron, pozitron a neutrino. Poločas rozpadu β závisí na maximální energii elektronu (resp. pozitronu) a na změně stavu jádra. Konkrétně řečeno: poločas rozpadu β závisí na tom, jak se mění spin jádra a zdali se mění — nebo nemění — parita jádra. Podle toho rozeznáváme přechody dovolené, jedenkrát zakázané atd. O určování spinů jader jsme už mluvili; parita jádra je určena orbitálním kvantovým číslem l lichého nukleonu. Z tabulky I lze tyto veličiny snadno určit, a tím také provést klasifikaci přechodů β. Souhlas předpovědí slupkového modelu s experimentem je v převážné většině případů velmi dobrý.

Tabulka I

Pořadí hladin v slupkovém modelu

Slupka	Hladina	Počet částic v hladině	Počet částic v zaplněné slupce	Celkový počet částic při zaplněné slupce
1	$1s_{1/2}$	2	2	2
2	$2p_{3/2}$ $2p_{1/2}$	4 2	6	8
3	$3d_{5/2}$ $3d_{3/2}$ $2s_{1/2}$	6 4 2	12	20
4	$4f_{7/2}$ $4f_{5/2}$ $3p_{3/2}$ $3p_{1/2}$ $5g_{9/2}$	8 6 4 2 10	22	50
5	$5g_{7/2}$ $4d_{5/2}$ $4d_{3/2}$ $3s_{1/2}$ $6h_{11/2}$	8 6 4 2 12	32	82
6	$6h_{9/2}$ $5f_{7/2}$ $5f_{5/2}$ $4p_{3/2}$ $4p_{1/2}$ $7i_{13/2}$	10 8 6 4 2 14	44	126

Při jaderné reakci anebo rozpadu β, resp. α, se může stát, že jádro nepřejde hned do základního stavu, nýbrž do některého excitovaného stavu. Přechod do základního stavu je pak doprovázen emisí kvant γ. Jádro může setrvávat v excitovaném stavu od několika vteřin až do několika let. Těmto slabě excitovaným stavům jader říkáme izomery a příslušné přechody se nazývají izomerní. Poločas rozpadu izomerního jádra a úhlové rozdělení kvant γ závisí na velikosti excitační energie, měně impulsmomentu a parity jádra. Slupkový model dovoluje tyto veličiny předpovědět (viz výše) a tyto předpovědi jsou opět ve velmi dobré shodě s experimentem.

Velmi zajímavou skutečností je, že izomerní přechody se vyskytují pouze u některých skupin jader (tzv. izomerní ostrovy). Tak např. u jader s 1 až 37 protony, resp. neutrony, se izomerní přechody vůbec nevyskytují. U jader s 39 až 49 protony, resp. neutrony, je dnes známo 38 izomerů. Pak následuje prázdná oblast jader s 51 až 61 protony, resp. neutrony, a za ní 30 izomerních jader s 63 až 81 protony, resp. neutrony.

Existence těchto izomerních ostrovů byla největší záhadou v teorii izomerních přechodů. Slupkový model vysvětlil tuto záhadu překvapivě jednoduše. Aby měl izomerní přechod měřitelný poločas, musí být rozdíl impulsmomentu jádra před rozpadem a po rozpadu poměrně veliký. Odtud je zřejmé, že izomerní přechody se mohou vyskytnout pouze u těch jader, u nichž leží blízko sebe hladiny s velkým rozdílem impulsmomentu j. Z tabulky I je vidět, že takový případ prvně nastane ve čtvrté slupce (hladiny $5g_{9/2}$ a $3p_{1/2}$ mají rozdíl $\Delta j = \frac{9}{2} - \frac{1}{2} = 4$). Jestli nukleon obsadí místo hladiny $3p_{1/2}$ slabě excitovanou hladinu $5g_{9/2}$, vznikne izomerní stav. To znamená, že oblast izomerních jader začíná tam, kde se začíná obsazovat hladina $3p_{1/2}$ tj. u jader s 39 protony, resp. 39 neutrony. Čvrtá slupka se zaplní při 50 protonech, resp. neutronech, tj. posledním izomerním jádrem v této oblasti může být jádro se 49 protony, resp. 49 neutrony. Obdobně lze vysvětlit další izomerní ostrovy.

ZÁVĚR

Slupkový model dovede jednoduše vysvětlit celou řadu vlastností jader, jako jsou stabilita, výskyt, spiny, klasifikace rozpadů α, β, γ, izomerní přechody ap. U jiných důležitých charakteristik (především magnetické dipólové a elektrické kvadrupólové momenty) je souhlas předpovědí slupkového modelu s experimentem nevyhovující. Tento nesouhlas není překvapující, protože slupkový model redukuje složitý mnohočásticový problém na pohyb jednoho nukleonu v daném silovém poli. Jak jsme viděli, v řadě případů je tato aproximace postačující, v jiných případech však vyžaduje zpřesnění. O různých modifikacích slupkového modelu a o některých novějších modelech pojednáme v dalším článku.

Literatura

[1] E. Špolskij: Atomová fysika, II. díl, SNTL, Praha.

[2] М. Гепперт-майер, И. Г. Д. Иенсен: Элементарная теория ядерных оболочек, ИЛ Москва, 1958.