

Pokroky matematiky, fyziky a astronomie

J. Kvasnica

Modely atomových jader. II

Pokroky matematiky, fyziky a astronomie, Vol. 6 (1961), No. 6, 318--326

Persistent URL: <http://dml.cz/dmlcz/138133>

Terms of use:

© Jednota českých matematiků a fyziků, 1961

Institute of Mathematics of the Academy of Sciences of the Czech Republic provides access to digitized documents strictly for personal use. Each copy of any part of this document must contain these *Terms of use*.



This paper has been digitized, optimized for electronic delivery and stamped with digital signature within the project *DML-CZ: The Czech Digital Mathematics Library* <http://project.dml.cz>

(B) A je taková uspořádaná množina, že pro jakékoliv uspořádané množiny X, Y z rovnice $A + X = A + Y$ plyne $X = Y$.

Pro kardinální součin není známo úplné řešení; jsou známy jen některé částečné výsledky.

MODELY ATOMOVÝCH JADER II

JOSEF KVASNICA, Praha

A) ZOBECNĚNÝ MODEL JÁDRA

ÚVOD

V předešlém článku [1] jsme si ukázali, že model nezávislých částic se silnou spin-orbitální vazbou (slupkový model) dobře vysvětluje celou řadu vlastností jader v základním stavu, resp. v nejnižších excitovaných stavech. Tento úspěch slupkového modelu je však do značné míry zastíněn poměrně velkými odchylkami magnetických momentů od SCHMIDTOVÝCH hodnot a velkými rozdíly mezi teoretickými a experimentálními hodnotami elektrických kvadrupólových momentů jader.

Velké hodnoty kvadrupólových momentů celé řady jader ukazují, že značná část jader má spíše tvar rotačního elipsoidu než tvar koule. Magická jádra mají bezpochyby tvar koule (kvadrupólový moment těchto jader $Q = 0$), avšak sférický tvar jader je značně nestabilní, především u těžkých jader. Coulombovy síly se snaží jádro roztáhnout a síly povrchového napětí zmenšit jeho povrch. Tyto dvě síly se takřka kompenzují, takže stačí nevelká excitace aby jádro ztratilo sférický tvar. U těžkých jader pak může dojít k štěpení pod vlivem relativně slabých excitací (např. U_{235}^{235} po zachycení tepelného neutronu).

V slupkovém modelu se předpokládá, že nukleony se pohybují v daném sféricky symetrickém poli *navzájem nezávisle*. Je zřejmé, že takový přístup k problému má značně ohraničenou oblast použití. Jaderný potenciál, v němž se pohybují nukleony, není potenciálem fixovaného silového pole, nýbrž je určen pohybem nukleonů. Na druhé straně kapkový model je příliš klasickou aproximací, při níž se neberou v úvahu efekty, spojené s pohybem individuálních nukleonů. Skutečným poměrům v jádře bude proto lépe odpovídat dynamický kompromis mezi kapkovým modelem a modelem nezávislých částic. Takový model jádra navrhli a rozpracovali dánská fyzikové AAGE BOHR a BEN MOTTELSON. V literatuře bývá tento model označován různě: zobecněný, kolektivní, resp. sjednocený. Zde budeme užívat prvního z těchto termínů.

V zobecněném modelu se předpokládá, že jádro se skládá z vnitřní části tzv. *nuklidu*¹⁾, tvořené nukleony uzavřených slupek, a vnějších nukleonů, které se pohybují v poli nuklidu. Pohyb vnějších nukleonů v poli nuklidu však nelze chápat staticky, nýbrž dynamicky: v důsledku interakce vnějších nukleonů s nuklidem se nuklid deformuje a tyto deformace mají za následek změnu pole, v němž se pohybují vnější nukleony.

¹⁾ V naší literatuře není dosud ustálena terminologie pro tuto vnitřní část jádra, proto užitý termín „nuklid“ nutno pokládat za prozatímní.

Je zřejmé, že tyto deformace mají složitý charakter. Zpravidla se předpokládá, že pod vlivem vnějších nukleonů se jádro deformuje v rotační elipsoid s poloosami a, c .

KOLEKTIVNÍ PROMĚNNÉ A HAMILTONIÁN ZOBECNĚNÉHO MODELU

Veličiny určující orientaci a tvar elipsoidu se nazývají *kolektivní proměnné*. Povrch jádra—elipsoidu je určen rovnicí

$$R = R_0 \left[1 + \sum_{\nu=-2}^{+2} \alpha_\nu Y_{2\nu}(\vartheta, \varphi) \right], \quad (1)$$

kde α_ν jsou kolektivní proměnné a $Y_{2\nu}(\vartheta, \varphi)$ jsou sférické funkce. Jestliže odchylky od rovnovážné polohy (koule) jsou malé, pak potenciální energii jádra, příslušnou těmto deformacím, lze rozložit do řady podle mocnin¹⁾ α_ν :

$$U - U_0 = \frac{1}{2} \sum_{\mu, \nu} \left(\frac{\partial^2 U}{\partial \alpha_\mu \partial \alpha_\nu} \right)_0 \alpha_\mu \alpha_\nu + \dots \quad (2)$$

Při tom $\left(\frac{\partial^2 U}{\partial \alpha_\mu \partial \alpha_\nu} \right)_0$ značí hodnotu derivace při $\alpha_\mu = \alpha_\nu = 0$. Je zřejmé, že hodnotu této derivace lze přepsat ve tvaru²⁾

$$\left(\frac{\partial^2 U}{\partial \alpha_\mu \partial \alpha_\nu} \right)_0 = C \delta_{\mu\nu}, \quad (3)$$

kde C je konstanta a $\delta_{\mu\nu}$ je známý Kroneckerův symbol. ($\delta_{\mu\nu} = 0$ pro $\mu \neq \nu$ a $\delta_{\mu\nu} = 1$ pro $\mu = \nu$). Pro změnu potenciální energie vlivem deformace tak dostáváme vztah

$$U - U_0 = \frac{C}{2} \sum_\nu \alpha_\nu^2. \quad (4)$$

Impuls P_ν , kanonicky sdružený k proměnné α_ν , bude roven

$$P_\nu = B \dot{\alpha}_\nu, \quad (5)$$

kde veličina B zastupuje úlohu hmoty. Hamiltonián H deformovaného jádra je pak určen rovnicí

$$H = \frac{1}{2B} \sum_\nu P_\nu^2 + \frac{C}{2} \sum_\nu \alpha_\nu^2. \quad (6)$$

V daném přiblížení má tento hamiltonián tvar hamiltoniánu pěti lineárních nezávislých harmonických oscilátorů, kmitajících se stejnou frekvencí

$$\omega = \sqrt{\frac{C}{B}}. \quad (7)$$

Poslední veličina udává frekvenci, s jakou by kmitala spojitá nestlačitelná kapalina, která nemá jiných (kromě vibračních) stupňů volnosti.

¹⁾ V rovnovážné poloze jsou první derivace $\left(\frac{\partial U}{\partial \alpha_\mu} \right)_0$ rovny nule.

²⁾ Jde o přepsání kvadratické formy (2) na součet kvadrátů. (Protože v rovnovážné poloze má potenciální energie minimum, musí být konstanta $C > 0$.)

Při kvantově mechanickém řešení problému jaderných deformací nutno impulsy P_ν nahradit operátory:

$$P_\nu = -i\hbar \frac{\partial}{\partial x_\nu}. \quad (8)$$

Pro každý oscilátor je tedy třeba řešit Schrödingerovu rovnici

$$\left(-\frac{\hbar^2}{2B} \frac{\partial^2}{\partial \alpha_\nu^2} + \frac{C}{2} \alpha_\nu^2 \right) \psi = E_\nu \psi. \quad (9)$$

Protože energie ν -tého oscilátoru je rovna $E_\nu = (N_\nu + \frac{1}{2}) \hbar\omega$, lze energii povrchových deformací vyjádřit rovnicí

$$E = \sum_\nu E_\nu = \hbar\omega \sum_{\nu=-2}^2 \left(N_\nu + \frac{1}{2} \right) = \left(N + \frac{5}{2} \right) \hbar\omega, \quad (10)$$

kde $N = 0, 1, 2, \dots$. Rozbor této rovnice se provádí v základním kurzu kvantové mechaniky, proto se jím nebudeme blíže zabývat.

Vyšetřujeme-li jaderné deformace z hlediska pevných souřadných os, lze je interpretovat jako povrchové oscilace. Takový přístup však nedává možnost rozlišit jednotlivé typy jaderných excitací. A. Bohr navrhl vyšetřovat jaderné excitace ne v reprezentaci, svázané s pevnými osami, nýbrž v reprezentaci os symetrie jádra. Souřadnicový systém, spojený s osami symetrie jádra, se pohybuje vzhledem k pevným prostorovým osám. Přetransformováním hamiltoniánu do nového systému souřadnic dostaneme (pro rotační elipsoid):

$$H = -\frac{\hbar^2}{2B} \frac{\partial^2}{\partial \beta^2} + \frac{C}{2} \beta^2 + \frac{\mathfrak{M}^2}{6B\beta^2} - \frac{2\hbar^2}{B\beta} \frac{\partial}{\partial \beta}. \quad (11)$$

Při tom

$$\beta^2 = \sum_\nu \alpha_\nu^2 \quad (12)$$

je parametr, charakterizující celkovou deformaci jádra, a \mathfrak{M} je operátor impulsmomentu jádra (viz dále).

Hamiltonián (11) silně připomíná hamiltonián dvouatomové molekuly⁴;

první dva členy představují vibrační energii a člen $\frac{\mathfrak{M}^2}{6B\beta^2}$ představuje energii symetrického rotátoru s momentem setrvačnosti

$$I = 3B\beta^2. \quad (13)$$

(Energie symetrického rotátoru je rovna $\frac{\mathfrak{M}^2}{2I}$). Protože v kvantové mechanice nemá smyslu mluvit o rotaci kolem osy rotační symetrie, energie

$$E_{rot} = \frac{\mathfrak{M}^2}{2I} \quad (14)$$

reprezentuje tu část energie, která přísluší rotaci jádra kolem osy kolmé na rotační osu symetrie. Představíme si jádro jako kapalinu uzavřenou v nádobě tvaru rotačního elipsoidu (s poloosami a, c), rotující kolmo na rotační

⁴) Viz např. [2].

osu symetrie elipsoidu. Pro moment setrvačnosti I kapaliny lze pak odvodit vztah (viz např. [3]):

$$I = \frac{M}{5} \frac{(c^2 - a^2)^2}{c^2 + a^2}, \quad (15)$$

kde M je hmota jádra. Poslední rovnice určuje vztah mezi parametry B a β a osami elipsoidu a a c .

ROTAČNÍ HLADINY SUDO-SUDÝCH JADER

Celkový impulsmoment J (spin) rotujícího jádra se skládá z impulsmomentu \mathfrak{M} , charakterizujícího rotaci jádra celku, a impulsmomentu J_0 vnějších nukleonů. Protože vnější nukleony se pohybují v osově symetrickém poli, bude mít J_0 nenulovou komponentu pouze ve směru n osy symetrie jádra. Celkový impulsmoment J jádra lze tedy vyjádřit rovnicí

$$J = \mathfrak{M} + J_0, \quad (16)$$

resp.

$$J = \mathfrak{M} + \Lambda n, \quad (16')$$

kde Λ je absolutní hodnota vektoru J_0 a n je jednotkový vektor ve směru osy symetrie jádra. Jak jsme ukázali výše, je \mathfrak{M} kolmo na n , tedy

$$(\mathfrak{M}n) = 0. \quad (17)$$

Odtud pak plyne, že projekce spinu J na osu symetrie je vždycky rovna Λ :

$$(Jn) = (\mathfrak{M}n) + (J_0n) = \Lambda. \quad (18)$$

Kvadrát J^2 spinu má charakteristické hodnoty

$$\langle J^2 \rangle = J(J+1) \hbar^2. \quad (19)$$

Z rovnice (16') a (18) je okamžitě vidět, že kvantové číslo J může nabývat hodnot

$$J = \Lambda, \quad \Lambda + 1, \quad \Lambda + 2, \dots \quad (20)$$

Nyní můžeme přejít k výpočtu veličiny $\langle \mathfrak{M}^2 \rangle$. Z rovnice $\mathfrak{M} = J - \Lambda n$ dostaneme povýšením

$$\mathfrak{M}^2 = J^2 - 2\Lambda(Jn) + \Lambda^2 = J^2 - \Lambda^2,$$

takže

$$\langle \mathfrak{M}^2 \rangle = J(J+1) \hbar^2 - \Lambda^2 \hbar^2. \quad (21)$$

Odečítáme-li rotační energii od základního stavu jádra ($J = \Lambda$), můžeme psát

$$E_{rot} = \frac{1}{2I} \langle \mathfrak{M}^2 \rangle = \frac{\hbar^2}{2I} J(J+1). \quad (22)$$

Jádra se sudým počtem protonů i sudým počtem neutronů (tzv. sudo-sudá jádra) mají v základním stavu spin $J = 0$. Z kvantové mechaniky je známo, že při excitaci takových jader se mohou vyskytovat pouze rotační stavy se sudým impulsmomentem $J = 2, 4, 6$, atd. Z rovnice (22) dostaneme pro směr excitovaných rotačních hladin sudo-sudých jader zajímavý vztah

$$E_2 : E_4 : E_6 : E_8 : \dots = 1 : \frac{10}{3} : 7 : 12 : \dots \quad (23)$$

V dnešní době existuje přes padesát sudo-sudých jader, u nichž byl tento vztah experimentálně potvrzen. Pro nedostatek místa uvedeme pouze historický příklad s Hf_{72}^{180} ; experimentálně bylo zjištěno $E_2 : E_4 : E_6 : E_8 = 1 : 3,3 : 6,8 : 11,6$.

Podobné zákonitosti byly nalezeny i u sudo-lichých, resp. lichu-sudých jader. (Tato jádra mají v základním stavu spin $J = \frac{1}{2}, \frac{3}{2}, \text{ap.}$). Rozbor těchto zákonitostí si čtenář snadno provede samostatně (s pomocí rovnice (22)), proto jej zde nebudeme provádět.

ELEKTRICKÉ KVADRUPÓLOVÉ MOMENTY JADER

Jak je známo, elektrickým kvadrupólovým momentem Q_0 nazýváme střední hodnotu veličiny $3z^2 - r^2$:

$$Q_0 = \langle 3z^2 - r^2 \rangle.$$

Tato veličina charakterizuje odchylku jádra od sférické symetrie. Pro rovnoměrně nabitý rotační elipsoid s celkovým nábojem Ze lze odvodit vztah

$$Q_0 = \frac{2Z}{5} (c^2 - a^2). \quad (24)$$

Experimentálně se měří nikoliv Q_0 , nýbrž veličina⁵⁾

$$Q = Q_0 \frac{J}{J+1} \frac{2J-1}{2J+3}. \quad (25)$$

Je-li známo Q a spin J jádra, lze určit Q_0 . Z rotačních hladin lze však určit moment setrvačnosti I . Tím máme dva vztahy, z nichž lze vypočíst poloosy a a c . Objem V rotačního elipsoidu je pak dán známým vztahem

$$V = \frac{4}{3}\pi a^2 c. \quad (26)$$

Poloměrem R jádra lze nazvat veličinu

$$R = (a^2 c)^{\frac{1}{3}}. \quad (27)$$

Koule o tomto poloměru má stejný objem jako rotační elipsoid s poloosami a, c .

MAGNETICKÉ DIPÓLOVÉ MOMENTY JADER

V slupkovém modelu se předpokládá, že magnetický dipólový moment jádra (MDM) s lichým hmotovým číslem A je určen stavem lichého nukleonu. Magnetické momenty jsou pak určeny Schmidtovými formulami (rovnice (16) a (17) části I). V předešlém článku jsme uvedli, že experimentální hodnoty MDM leží mezi Schmidtovými křivkami.

Pomocí zobecněného modelu lze tyto odchylky od Schmidtových formulí jednoduše vysvětlit. Představíme si jádro jako rovnoměrně nabitě tělísko s hmotou M a nábojem Ze , rotující s impulsmomentem \mathfrak{M} . Tato rotace má za následek jistý dostatečný magnetický moment μ' :

$$\mu' = \frac{Ze}{2Mc_0} \mathfrak{M}. \quad (28)$$

⁵⁾ Q_0 představuje elektrický kvadrupólový moment v systému, který rotuje spolu s jádrem, a Q je elektrický kvadrupólový moment v systému, vůči němuž jádro rotuje s impulsmomentem J .

Hmotu M jádra lze přibližně vyjádřit jako $M = M_0 A$ (M_0 je hmota nukleonu). Veličina (c_0 je rychlost světla)

$$\mu_0 = \frac{e\hbar}{2M_0 c_0}$$

je tzv. *jaderný magneton*. Vyjádříme-li μ' v jaderných magnetonech, dostaneme

$$\mu' = \frac{Z}{A\hbar} \mathfrak{M}. \quad (29)$$

Magnetický moment μ' , příslušný této rotaci, je střední hodnota operátoru μ ve stavu $J = A$:

$$\mu' = \left\langle (\mu' J) \frac{(Jn)}{J^2} \right\rangle = \frac{Z}{A\hbar} \frac{J\hbar}{J(J+1)\hbar^2} \langle (\mathfrak{M} J) \rangle.$$

Pomocí rovnice (16') dostaneme

$$\langle (\mathfrak{M} J) \rangle = J(J+1)\hbar^2 - A^2\hbar^2.$$

V základním stavu jádra je $J = A$, takže

$$\mu' = \frac{Z}{A} \frac{J}{J+1}. \quad (30)$$

Celkový magnetický dipólový moment jádra je určen součtem μ' a μ_s pocházejícím od individuálního vnějšího nukleonu:

$$\mu = \mu_s + \mu'.$$

Je ihned vidět, že $\mu - \mu_s < 0$, tj. μ' dává příspěvek, který leží mezi Schmidto-vými křivkami.

Zobecněný model dává mnohem lepší souhlas teoretických a experimentálních hodnot MDM než slupkový model. Při přesnějším výpočtu nutno uvažovat vazbu rotačních a vibračních stupňů volnosti, interakci mezi jednočásticovými a kolektivními pohyby ap., což výpočet značně komplikuje.

KLADY A NEDOSTATKY ZOBECNĚNÉHO MODELU

Klasifikace přechodů α , β a γ pomocí zobecněného modelu lze provést analogicky jako v slupkovém modelu. Důležité je, že v zobecněném modelu se vyskytují kromě jednonukleových excitací také kolektivní excitace (excitace rotačních a vibračních stupňů volnosti). Spin a paritu těchto excitovaných hladin lze poměrně snadno určit a tím také klasifikovat jednotlivé přechody. Ve všech těchto případech zobecněný model úspěšně vyplňuje mezery v předpovědích slupkového modelu.

Doposud není vyjasněna otázka hranic použitelnosti hydrodynamického přiblížení. V zobecněném modelu se předpokládá, že deformace jádra jsou relativně malé, avšak srovnání teoretických a experimentálních dat vede dosti často ke sporu s původním předpokladem.

B) BRUECKNEROVA TEORIE JÁDRA

Úspěch slupkového, resp. zobecněného modelu jádra je do značné míry překvapující. V slupkovém modelu jádra se složité interakční procesy nukleonů

nahrazují jistým středním potenciálem (*společným pro všechny nukleony*), v němž se jednotlivé nukleony pohybují navzájem nezávisle. Podobná situace je i v zobecněném modelu: vnější nukleony se pohybují navzájem nezávisle v poli nuklidu. V zobecněném modelu je toto pole axiálně symetrické na rozdíl od slupkového modelu, v němž se předpokládá sférický symetrický potenciál. Tento rozdíl je sice důležitý, avšak pro naše účely není podstatný; z toho důvodu budeme v dalším mluvit pouze o slupkovém modelu. (Výraz „slupkový model“ nutno tedy chápat jako „slupkový, resp. zobecněný model“.)

Pojem středního potenciálu byl převzat z teorie atomového obalu. Máme-li atom s N elektrony, můžeme v nultém přiblížení zanedbat interakci elektronů a mít zato, že elektrony se pohybují pouze v poli jádra

$$U_0 = -\frac{Ze^2}{r}.$$

Vlnové funkce ψ jednotlivých elektronů, vyhovující Schrödingerově rovnici

$$\left(-\frac{\hbar^2}{2m}\nabla^2 + U_0\right)\psi = E\psi,$$

budou funkce atomu podobného vodíku. Vlnová funkce Ψ celého atomu bude antisymetrizovaný součin vlnových funkcí ψ . (Elektrony mají poločíselný spin, proto vlnová funkce musí být antisymetrická vůči permutaci částic.) Pomocí hustoty elektrického náboje

$$\rho = e\Psi^*\Psi$$

vypočteme potenciál

$$U_1 = \int \frac{\rho(\mathbf{r}') d\tau'}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|}.$$

Tím dostaneme „vylepšený“ potenciál, v němž se pohybují jednotlivé elektrony. Takto vypočtený potenciál dosadíme do Schrödingerovy rovnice (pro jednotlivé elektrony)

$$\left(-\frac{\hbar^2}{2m}\nabla^2 + U_1\right)\psi = E\psi$$

a jejím řešením získáme nové charakteristické funkce ψ . S těmito charakteristickými funkcemi vypočteme nový potenciál U_2 a výpočet opakujeme tak dlouho, až výsledky dvou po sobě následujících kroků dostatečně souhlasí. Složitě časově i místně proměnné pole, v němž se pohybuje zkoumaný elektron, nahrazujeme časově středním „jemu odpovídajícím polem“, stejným pro všechny elektrony. Protože toto pole je vypočteno pomocí kvantové mechanické hustoty náboje $\rho = e\Psi^*\Psi$, je tato metoda, zvaná **HARTREEOVA-FOKOVA** metoda samokonsistentního pole, přirozenou metodou kvantové mechaniky systému N částic. Výpočty nutno provádět numericky, což ovšem vyžaduje použití vysoce výkonných počítačích strojů. Souhlas vypočtených a experimentálních hodnot je velmi dobrý.

Zdálo by se, že je možno s podobným úspěchem užít Hartreeovy-Fokovy metody i k teoretickému studiu atomového jádra. Existuje však řada důvodů, pro něž Hartreeova-Fokova metoda bude v jaderné fyzice pouze velmi hrubou aproximací. Hlavní důvod je v tzv. nasycení jaderných sil: každý nukleon je v interakci pouze s omezeným počtem sousedních nukleonů. Většinou se předpokládá, že každý nukleon interaguje pouze s jedním sousedním nukleonem

(tzv. párové síly). Síla, která působí mezi dvěma nukleony je tedy stejného řádu jako síla, kterou působí celé jádro na uvažovaný nukleon. To je však ve zřejmém protikladu se základním předpokladem Hartreeovy-Fokovy metody. Korelace mezi jednotlivými částicemi, tj. ovlivňování pohybu vybrané částice okamžitou polohou jiné částice, se v Hartreeově-Fokově metodě považují za malé poruchy. Tento předpoklad je dobře splněn v elektronovém obalu atomu, protože elektrická síla jádra a elektrická síla odpovídající průměrnému rozdělení náboje elektronů je větší, než jsou fluktuace síly způsobené změnou polohy libovolného elektronu vzhledem k uvažovanému elektronu. Vybraný elektron se pohybuje prakticky stejně, i když některý elektron vůči němu změní polohu. V atomovém jádře se však síla působící na uvažovaný nukleon však mění zhruba o 100% podle toho, zdali uvažovaný nukleon je právě v blízkosti jiného nukleonu nebo ne. Jinými slovy, v jádře budou mít korelace nukleonů zásadní důležitost. K teoretickému studiu atomového jádra je tedy třeba upravit Hartreeovu-Fokovu metodu tak, aby vynikly vzájemné korelace nukleonů. Takovou modifikaci Hartreeovy-Fokovy metody provedl K. A. BRUECKNER.

V Bruecknerově teorii se interakce dvojice nukleonů bere přesně. (Za základ se volí interakční zákon, získaný z nukleon-nukleonového rozptylu.) Kromě této párové interakce se uvažuje ještě vliv ostatních nukleonů (zbytku jádra) na uvažovanou dvojici. Jinými slovy, v Bruecknerově teorii se bere za základ párová interakce libovolné dvojice nukleonů a středním polem se nahrazuje pouze působení zbývajících částic na uvažovanou dvojici. V tomto smyslu je tedy Bruecknerova metoda obrácením Hartreeovy-Fokovy metody. Brueckner⁶⁾ ukázal, že interakci vybraného nukleonu s ostatními nukleony lze vhodně rozdělit na párovou a konzistentní, přičemž toto rozdělení dovoluje řešit příslušný systém rovnic metodou postupných aproximací. (Samokonzistentní potenciál se vypočte pomocí dvounukleonového potenciálu.) Explicitní zahrnutí párových korelací představuje důležitý pokrok ve srovnání s Hartreeovou-Fokovou metodou, avšak tento pokrok je vykoupen značnou složitostí základních rovnic Bruecknerovy metody.

Při praktickém výpočtu se volí za výchozí vlnovou funkci jádra jistá modelová funkce, která v podstatě představuje charakteristické řešení hamiltoniánu slupkového modelu. Pomocí této modelové funkce lze pak s libovolnou přesností vyjádřit přesnou vlnovou funkci jádra. Znalost vlnové funkce jádra dovoluje určovat teoreticky všechny vlastnosti atomového jádra, jako jsou hmota, energie, poloměr, elektrické a magnetické momenty, různé parametry vyskytující se v teorii jaderných reakcí ap.

Hlavní potíží Bruecknerovy metody je volba správného dvounukleonového potenciálu. Není triviální, že různé potenciály, které dávají stejný účinný průřez nukleon-nukleonového rozptylu při malých energiích, dávají stejnou vazbovou energii jádra. V současné době nelze také rozhodnout, zdali lze zanedbat vliv tří- a vícečásticových sil mezi nukleony. Kromě toho při interakci dvojice nukleonů může dojít k vytvoření vázaného stavu (vznikne boson⁷⁾), pro nějž neplatí Pauliho princip). Lze však očekávat, že Bruecknerova metoda bude mít důležitou úlohu v rozvoji teoretické jaderné fyziky.

⁶⁾ Původní práce Bruecknerovy se vyznačují značnou nečitelností. V práci БИРЯКОВА [4] jsou velmi jasně vytyčeny všechny fyzikální i matematické předpoklady Bruecknerovy metody. V naší literatuře vyjde brzy skriptum [5], věnované Bruecknerově metodě.

⁷⁾ Podobná korelace u elektronů v kovech má za následek vznik supravodivosti.

Literatura

- [1] J. KVASNICA: PMFA 6, 94 (1961).
- [2] Л. Ландау—Е. Лифшиц: Квантовая механика, ГИТТЛ, Москва, 1948.
- [3] Л. Ландау—Н. Смородинский: Лекции по теории атомного ядра, ГИТТЛ, Москва, 1955
- [4] Sborník Вопросы квантовой теории многих тел, ИЛ Москва, 1959.
- [5] I. ŮLENKA: *Teorie atomového jadra jako systému mnoha částic**, skriptum SNTL, Praha 1961 (v tisku).

*) Předběžný název skripta.