

Acta Universitatis Palackianae Olomucensis. Facultas Rerum
Naturalium. Mathematica-Physica-Chemica

Vratislav Vyšín

Modely jader lehčích prvků za předpokladu existence shluků ${}_2He^6$ a ${}_1T^3$

Acta Universitatis Palackianae Olomucensis. Facultas Rerum Naturalium. Mathematica-Physica-Chemica, Vol.
2 (1961), No. 1, 95--101

Persistent URL: <http://dml.cz/dmlcz/119783>

Terms of use:

© Palacký University Olomouc, Faculty of Science, 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>

*Katedra teoretické fyziky a astronomie.
Vedoucí: Prof. RNDr. et DrSc. Bedřich Havelka.*

MODELÝ JADER LEHČÍCH PRVKŮ ZA PŘEDPOKLADU EXISTENCE SHLUKŮ

${}^2\text{He}^4$, ${}^2\text{He}^6$ a ${}^1\text{T}^3$.

VRATISLAV VYŠÍN
(Došlo do redakce 4. 10. 1960)

V této práci je učiněn pokus o rozvinutí tzv. α -částicového modelu jádra, který přes své některé výhody zahrnoval jen omezený počet nuklidů. Bylo předpokládáno, že v jádře mohou existovat ještě jiné částice, jako na příklad ${}^2\text{He}^6$ a ${}^1\text{T}^3$, které lze považovat za stabilní stavební jednotky jádra. Byly vytvořeny geometrické modely jader systematickým způsobem pomocí isotonových řad, které dále umožnily stanovit počet jednotlivých shluků v jádře a počet jednotlivých vazeb. Dále byly vypočítány hodnoty vazeb mezi částicemi ${}^2\text{He}^4 - {}^2\text{He}^6$ a ${}^2\text{He}^4 - {}^1\text{T}^3$.

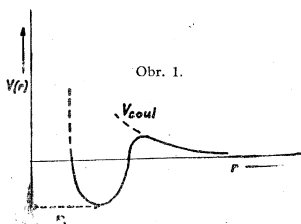
Úvod.

Při teoretickém studiu vlastností nuklidů s $A > 2$ narážíme velmi často na značné potíže, které pramení z toho, že povaha jaderných sil není dostatečně známa a její studium vede k domněnce, že tato podstata je ještě složitější, než jsme dosud předpokládali. Ve snaze odstranit tyto potíže byla vytvořena celá řada modelů jádra, které měly ty výhody, že problém zjednodušovaly jak po stránce fyzikální tak po stránce matematické. Žádný z těchto modelů není zcela uspokojivý a každý má jen omezenou platnost. V poslední době se značně rozšířil model jaderných slupek, pomocí kterého bylo dosaženo značných úspěchů. V tomto modelu, jak ukazují L. Eisenbud a E. P. Wigner (1), se nepřihlíží ke korelacím charakteristik pohybu jednotlivých částic, které se mohou vyskytovat zároveň s korelacemi, které plynou z Pauliho principu vylučnosti. Tyto potíže, ovšem u omezeného počtu nuklidů, odstraňuje α -částicový model, u kterého předpokládáme, že tyto korelace jsou v jádrech velmi podobné korelacím nukleonů v částici α , která se pak v jádře pohybuje jako celek. Vzhledem k výhodám, které tento model přinášel, vyskytlo se v poslední době několik prací, které model zlepšují, a navíc některé práce tento model ještě rozšiřují. V dalším podáme stručný přehled dosavadních prací.

Přehled dřívějších prací.

Brzy po objevení radioaktivity usoudili někteří pracovníci, že α -částice je sama o sobě stabilním útvarem v jádře. Později byly objeveny při vzbuze-
ném stavu jádra ještě jiné druhy radioaktivního záření než alfa záření, hlavně záření protonové a neutronové. Tím ovšem tento naivní α -částicový model ztratil své opodstatnění.

Teprve později se tato myšlenka znovu objevila, když byly známy vlastnosti α -částice, která je neobyčejně stabilním útvarem. Tyto vlastnosti byly studovány R. M. Eisbergem (2). Model α -částicového jádra byl pak rozvinut celou



Obr. 1.

řadou autorů (3) — (6). Velkým úspěchem tohoto modelu bylo vysvětlení vazebné energie jádra, kde téměř 90 % vazebné energie je dáno vazebnou energií všech α -částic a zbytek připadá na vazbu mezi jednotlivými α -částicemi. α -částicový model byl vytvořen za předpokladu, že jednotlivé α -částice se chovají jako neutrální atomy v molekule. Průběh potenciálu vzájemného působení mezi dvěma α -částicemi je pak velmi podobný průběhu Van der Waalsových sil, jak je znázorněno na obr. 1. Z tohoto průběhu je jasně vidět, že ve větší vzdálenosti se uplatňuje coulomb-
bovské odpuzování, které přechází v přitahování, jakmile se obě částice dostanou do takové vzdálenosti, že se mezi nimi uplatňují jaderné přitažlivé síly. Křivka má své minimum v poloze r_0 , která odpovídá rovnovážné poloze. Při dalším přibližování se síly vzájemného přitahování zmenšují, protože spinová interakce se dostává do rozporu s principem vylučnosti, kterým se α -částice řídí. Vzájemnou interakční energii mezi α -částicemi vypočítáme ze vzorce

$$B({}_2\text{He}^4) = U(A) - \omega U({}_2\text{He}^4) \quad (1)$$

kde $U(A)$ je vazebná energie jádra s hmotovým číslem A , $U({}_2\text{He}^4)$ vazebná energie α -částice, tedy jádra ${}_2\text{He}^4$ a ω je počet α -částic. $B({}_2\text{He}^4)$ je pak energie, která připadá na vzájemnou vazbu mezi α -částicemi. Pro další úvahy bylo nutno zavést geometrické představy, které jsou ovšem představami čistě modelovými. V dalším ukážeme tyto geometrické představy na jádrech, které lze vyjádřit α -částicovým modelem. Tabulka byla přejata z knihy J. M. Blatta a V. F. Weiskopfa (7), kde je α -částicový model popsán podrobněji, podobně jako v knize (8), kde jsou ukázány výhody tohoto modelu při studiu vazebných energií a výpočtu hladin energie. Výpočet energií v uvedené tabulce byl proveden podle hodnot z tabulek W. Kunze a J. Schintmeistera (9), kde jsou uvedeny hmoty atomů podle nejnovějších měření. Z desetinných míst bylo vždy bráno poslední bezpečné místo a pomocí elektrického počítacího stroje Nisa vypočítán průměr a z něho známým způsobem vazebná energie. Řada takto vypočítaných energií se lišila od dřívějších hodnot a tím také ovšem se změnilo hodnoty uvedené v původní tabulce podle práce (7). Vazebnou energii připadající na jednu vazbu

Tabulka I.

Nuklid	ω	Geom. konfigurace	i	$B({}_2\text{He}^4)$	$b({}_2\text{He}^4)$
Be ⁸	2	činka	1	-0,12	-0,12
C ¹²	3	trojúhelník	3	7,33	2,45
O ¹⁶	4	tetraedr	6	14,5	2,42
Ne ²⁰	5	trigonální bipyr.	9		2,23
Mg ²⁴	6	oktaedr	12		2,46
Si ²⁸	7	pentagonální bipyr.	15		2,64
S ³²	8	hexagon. bipyramida	18		2,6
Ar ³⁶	9	heptagon. bipyr.	21		2,55
Ca ⁴⁰	10	oktagon. bipyr.	24		2,53

${}_2\text{He}^4 - {}_2\text{He}^4$, kterou si označíme $b({}_2\text{He}^4)$ vypočítáme ze vzorce

$$b({}_2\text{He}^4) = \frac{B({}_2\text{He}^4)}{i} \quad (2)$$

kde i je počet vazeb mezi α -částicemi. Tento počet vazeb vypočítáme podle geometrické konfigurace, která je také v tabulce uvedena.

Na rozdíl od práce (7) jsme nepředpokládali, že na sebe působí částice umístěné na vrcholech pyramid, protože jejich vzdálenost je ve všech případech o málo menší než $2r_0$, a podle tvaru křivky na obr. 1 energie jejich vzájemného působení se musí přibližně rovnat nule. Korekce v tomto směru ještě nebyla provedena, ačkoliv někteří autoři se pokoušeli provést korekce různého typu, které však hodnoty měnily jen nepatrně a proto nemají podstatný význam (10) – (11). Konečně hodnoty $b({}_2\text{He}^4)$ se pohybují kolem 2,5 MeV, což je přijatelná hodnota. Z teoretických úvah plyne pro r_0 hodnota asi $4,5 \cdot 10^{-13}$ cm. Pokusy s rozptylem α -částic dávají hodnotu $3,5 \cdot 10^{-13}$ cm. Tento nesouhlas nebyl ještě uspokojivě vysvětlen. Závažný nesouhlas se vyskytuje u Be⁸, kde vazebná energie mezi dvěma částicemi α má hodnotu -0,12 MeV, tedy zápornou, takže tento nuklid je nestabilní vůči rozpadu na dvě α -částice. Tímto nesouhlasem se zabývají K. Wildermuth a Th. Kanellopoulos (12). Tito autoři také ukázali, že v jádře mohou existovat jiné částice než α -částice. Dokonce předpokládají, že uzavřené stabilní slupky pro $N = 50$ a 82 , což jsou magická čísla, jsou velké uzavřené shluky, které mají podobné vlastnosti jako α -částice v α -částicovém modelu. Na tuto práci pohotově reagovali L. H. Ahrens a R. D. Cherry (13), kteří ukázali jednoduchým způsobem, že v jádře existují částice ${}_2\text{He}^6$ jako stabilní celky. Upozor-

ňují, že ${}^6_2\text{He}^0$ ve volném stavu je nestabilní, ale může být stabilní v jádře. Analogické chování má neutron, který rovněž volný je nestabilní, a v jádře je stabilní. Ahrens a Cherry ukazují, že stabilní nuklidy pro $Z = 4 - 16$ jsou od sebe odděleny podle počtu α -částic, jak již bylo ukázáno v tab. I. V oblasti $Z = 16 - 44$ se uplatňují shluky ${}^4_2\text{He}^4$ i ${}^6_2\text{He}^6$ a autoři tuto oblast nazývají oblastí přechodnou. Od $Z = 44$ do 56 jsou stabilní nuklidy odděleny podle počtu ${}^6_2\text{He}^6$ shluků.

Vzhledem k tomu, že ještě nebyl učiněn pokus o výpočet a interpretaci nuklidů, za předpokladů existence těchto shluků, rozhodli jsme se tak učinit. Aby bylo možno užít systematického způsobu při určování počtu shluků, užili jsme vlastností tzv. isotonických řad, které byly již publikovány dříve (14). Tyto isotonické řady obsahují nuklidy, které mají stejný počet neutronů. Za řadu je považována skupina, která obsahuje¹⁾ aspoň tři isotony. První taková řada se vyskytuje až u $N = 10$ a dále pro N sudá. Uvažovali jsme isotonové řady až do $N = 20$, kde poměry jsou ještě poměrně jednoduché. Jak je z tab. II vidět, jsou některé nuklidy opravdu odděleny podle počtu shluků ${}^4_2\text{He}^4$, jiné podle ${}^6_2\text{He}^6$. Vyskytují se však ještě případy, kdy nuklidy jsou od sebe odděleny podle shluků ${}^8_2\text{T}^8$. Máme za to, že pravidelnost, jak jednotlivé shluky se v jádrech vyskytují, je zřejmá, a jak uvidíme v dalším, umožňuje snadnou interpretaci vazby nuklidů a vytvoření geometrických modelů. V dalším odstavci budou podány výsledky této práce.

Výpočet vazebné energie mezi částicemi

$${}^4_2\text{He}^4 - {}^6_2\text{He}^6 \text{ a } {}^8_2\text{He}^8 - {}^8_1\text{T}^8.$$

Jak jsme již uvedli, použili jsme při studiu vlastností jader pomocí shlukového modelu isotonových řad. V tab. II jsou uvedeny lehčí nuklidy, které do těchto řad spadají. Jak je vidět, lze atomová čísla nuklidů těchto řad vyjádřit v každé řadě jednoduchým vztahem

$$Z_\sigma = N - (2n - \sigma + 1), \quad (3)$$

kde Z_σ je atomové číslo nuklidu, σ pořadové číslo nuklidu v řadě a n je číslo stejné pro celou skupinu řad a lze je stanovit pomocí isobarického spinu nuklidu T_σ , který je dán vztahem

$$T_\sigma = \frac{1}{2}(N - Z_\sigma) \quad (4)$$

Pak n je dáno vztahem

$$n = \frac{1}{2}(\sigma - 1) + T_\sigma \quad (5)$$

Při zevrubném prozkoumání vlastností isotonových řad z hlediska možnosti vytvořit shlukový model se ukázalo, že n udává maximální počet shluků ${}^6_2\text{He}^6$ v jádře. Ve studované oblasti n má hodnotu 1 s výjimkou poslední isotonové řady pro $N = 20$, které je magickým číslem. Tam n nabývá hodnoty 2 a skutečně nuklid stojící na prvním místě této řady (viz tab. II) obsahuje ve svém jádře dvě částice ${}^6_2\text{He}^6$. V této práci je však studována oblast od $N = 10$, kde se objevuje první isotonová řada, až do $N = 20$. Tato řada totiž obsahuje poslední nuklid, který je možno si představit složený ze samých α -částic. V tab. II jsou uvedeny hodnoty vazebných energií. Dále bylo nutno vytvořit geometrické modely, které by dovolovaly určit počet jednotlivých vazeb. Vyšli jsme z následujících před-

stav. Za základ jsme brali vždy poslední nuklid isotonové řady, který jak tab. II ukazuje je složen ze samých částic α . Výpočet vazebné energie mezi jednotlivými α -částicemi byl již naznačen a proveden podle rovnice (2). Nuklid stojící uprostřed isotonové řady má stejný počet shluků jako nuklid poslední a tak jsme vyslovili předpoklad, že tyto nuklidy budou také mít stejnou geometrickou konfiguraci. Z důvodů symetrie jsme pouze shluk ${}_2\text{He}^4$ na jednom vrcholu pyramidy nahradili shlukem ${}_1\text{T}^3$, jak z tab. II vyplývá. Nuklid, který stojí na prvním místě řady, má o jeden shluk méně a v geometrické představě si ho lze představit jako pyramidu, která má v rozích základny částice α a na vrcholu částici ${}_2\text{He}^6$.

Tabulka II.

N	B (MeV)	n	Symbol nuklidu	ω	η	τ
10	139,77	1	${}_8\text{O}^{18}$	3	1	0
	147,7		${}_9\text{F}^{19}$	4	0	1
	160,6		${}_{10}\text{Ne}^{20}$	5	0	0
12	177,7	1	${}_{10}\text{Ne}^{22}$	4	1	0
	186,62		${}_{11}\text{Na}^{22}$	5	0	1
	198,15		${}_{12}\text{Mg}^{24}$	6	0	0
14	217,77	1	${}_{12}\text{Mg}^{26}$	5	1	0
	224,29		${}_{13}\text{Al}^{27}$	6	0	1
	236,42		${}_{14}\text{Si}^{28}$	7	0	0
16	255,49	1	${}_{14}\text{Si}^{30}$	6	1	0
	262,73		${}_{15}\text{P}^{31}$	7	0	1
	271,58		${}_{16}\text{S}^{32}$	8	0	0
18	291,62	1	${}_{16}\text{S}^{34}$	7	1	0
	297,98		${}_{17}\text{Cl}^{35}$	8	0	1
	306,53		${}_{18}\text{Ar}^{36}$	9	0	0
20	307,64	2	${}_{16}\text{S}^{36}$	6	2	0
	315,67		${}_{17}\text{Cl}^{37}$	7	1	1
	327,10		${}_{18}\text{Ar}^{38}$	8	1	0
	333,65		${}_{19}\text{K}^{39}$	9	0	1
	341,75		${}_{20}\text{Ca}^{40}$	10	0	0

V této tabulce B je vazebná energie nuklidu, ω je počet shluků ${}_2\text{He}^4$, η je počet shluků ${}_2\text{He}^6$ a τ , ${}_1\text{T}^3$. Význam ostatních veličin byl již objasněn. Jistá nesnáze se vyskytuje v poslední řadě pro $N = 20$, kde u prvních dvou členů se poprvé objevují vedle sebe dva shluky ${}_2\text{He}^6$ a současně u Cl^{37} shluky ${}_2\text{He}^6$ a ${}_1\text{T}^3$. Tyto dva nuklidy nebyly zatím do systematiky pojaty. Poslední tři nuklidy této řady, jak je ostatně vidět, se nikterak nevymykají z dřívější systematiky. Pomocí těchto pravidelností a uvedených geometrických představ bylo možno vypočítat energii vazby mezi částicemi ${}_2\text{He}^4$ a ${}_2\text{He}^6$ pro nuklidy, které stojí na prvním místě

těchto řad, a energii vazby mezi ${}_2\text{He}^4$ a ${}_1\text{T}^3$ pro nuklidy na druhém místě isotonových řad. Hodnoty těchto vazeb dostaneme z jednoduchých vzorců

$$c({}_2\text{He}^4 - {}_1\text{T}^3) = \frac{U(A) - [\omega U({}_2\text{He}^4) + U({}_1\text{T}^3) + ib({}_2\text{He}^4)]}{j} \quad (6)$$

$$d({}_2\text{He}^4 - {}_2\text{He}^6) = \frac{U(A) - [\omega U({}_2\text{He}^4) + U({}_2\text{He}^6) + ib({}_2\text{He}^4)]}{k} \quad (7)$$

kde $c({}_2\text{He}^4 - {}_1\text{T}^3)$ je energie vazby mezi částicemi ${}_2\text{He}^4$ a ${}_1\text{T}^3$ a $d({}_2\text{He}^4 - {}_2\text{He}^6)$ je stejná veličina pro vazbu mezi ${}_2\text{He}^4$ a ${}_2\text{He}^6$. Výpočet byl proveden na počítačím stroji zn. Nisa. Výsledky jsou uvedeny v tabulkách III a IV, kde j je počet vazeb mezi shluky ${}_2\text{He}^4$ a ${}_1\text{T}^3$ a k počet vazeb mezi shluky ${}_2\text{He}^4$ a ${}_2\text{He}^6$, jak byly zjištěny pomocí geometrických představ. Vazebné energie jednotlivých shluků, které jsou použity ve vzorcích (6) a (7), byly brány takto: $U({}_2\text{He}^4) = 28,11$ MeV, $U({}_2\text{He}^6) = 28,90$ MeV a konečně $U({}_1\text{T}^3) = 8,33$ MeV.

Tabulka III.

Nuklid	Geometrická konfigurace	j	$c({}_2\text{He}^4 - {}_1\text{T}^3)$
F ¹⁹	trigonální bipyramida	3	4,53 MeV
Na ²³	oktaedr	4	4,52
Al ²⁷	pentagonální bipyramida	5	4,2
P ³¹	hexagonální bipyramida	6	4,4
Cl ³⁵	heptagonální bipyramida	7	4,2
K ³⁹	oktagonální bipyramida	8	4,0

Tabulka IV.

Nuklid	Geometrická konfigurace	k	$d({}_2\text{He}^4 - {}_2\text{He}^6)$
O ¹⁸	tetraedr	3	6,62 MeV
N ²²	tetragonální pyramida	4	6,63
Mg ²⁶	pentagonální pyramida	5	7,02
Si ³⁰	hexagonální pyramida	6	7,06
S ³⁴	heptagonální pyramida	7	6,9
Ar ³⁸	oktagonální pyramida	8	6,64

Diskuse

Jak z uvedených výsledků vyplývá, zdá se, že shlukový model jádra nabývá svého opodstatnění. Rozdíly hodnot, které připadají na jednu vazbu nejsou nikterak značné. Dokonce $c({}_2\text{He}^4 - {}_1\text{T}^3)$ a $d({}_2\text{He}^4 - {}_2\text{He}^6)$ se zdají být přes-

nější než hodnoty b (${}_3\text{He}^4$). Tyto odchylky je do značné míry možno vysvětlit nedokonalými metodami pro zjišťování vazebné energie, protože údaje jednotlivých autorů se někdy liší až o několik MeV. Uvedené představy jsou ovšem jen přibližněním a zavedením některých korekcí by bylo možno tyto hodnoty ještě korigovat. Zatím ještě nebyla diskutována vzájemná rovnovážná poloha mezi jednotlivými shluky ${}_2\text{He}^4$ a ${}_2\text{He}^6$ nebo ${}_1\text{T}^3$. Z výsledků dále plyne, že hodnoty d a c jsou vyšší než hodnota b , při čemž d je větší než c . To lze vysvětlit větším neutronovým excitem. Je také možné, že studium vzájemné interakce jednotlivých shluků by přineslo nové pohledy do povahy vnitrojaderných sil.

Literatura

- (1) L. Eisenbud a E. P. Wigner, Nuclear Structure, Princeton University Press, Princeton, New Jersey, 1958.
- (2) R. M. Eisberg, Phys. Rev. 102, 1104 (1956).
- (3) W. Wefelmeier, Naturwiss. 25, 525 (1937).
- (4) W. Wefelmeier, Z. Physik 107, 352 (1937).
- (5) J. A. Wheeler, Phys. Rev. 52, 1083 (1937).
- (6) C. F. Watzsnecher, Naturwiss. 26, 209 (1933).
- (7) U. Fano, Naturwiss. 25, 602 (1937).
- (8) J. M. Blatt, V. F. Weisskopf, Theoretische Kernphysik, B. G. Teubner, Leipzig 1959.
- (9) S. A. Moszkowski, Models of Nuclear Structure, Handbuch der Physik, Band XXXIX, Springer, Goettingen-Heidelberg 1957.
- (10) W. Kunz, J. Schintlmeister, Tabellen der Atomkerne, Akademie Verlag, Berlin 1958.
- (11) H. Brown, D. R. Inglis, Phys. Rev. 55, 1182 (1939).
- (12) L. R. Hafstad, E. Teller, Phys. Rev. 54, 681 (1938).
- (13) K. Wildermuth, Th. Kanellopoulos, Nuclear Physics 7, 150 (1958).
- (14) L. H. Ahrens, R. D. Cherry, Nature 182, 1434 (1958).
- (15) V. Vyšín, Sborník VSP, řada přírodních věd, 55 (1959).

Souhrn

V této práci byly studovány vlastnosti jader lehčích nuklidů pomocí tzv. shlukového modelu jádra. Provedli jsme výpočet vazebné energie mezi jednotlivými shluky. K tomu jsme použili některých pravidelností, které vyplývaly z vlastností isotonových řad. Jak ukazují výsledky, je možno pomocí shlukového modelu dobře vysvětlit vazebnou energii jádra.

SUMMARY

In this work we have studied the properties of the nuclides with $N = 10 - 20$ with the aid of the so-called cluster model of the nucleus. We have made the calculus of the binding energy between the clusters. For this purpose we have used some regularities of the isotonic groups. As may be seen from the results, it is possible to explain the binding energy of the nucleus with the aid of cluster model.

РЕЗЮМЕ

В этой работе мы исследовали свойства нуклидов с $N = 10 - 20$ с помощью моделей сгустка частиц. Мы провели расчеты энергии связи между сгустками. Для решения этой проблемы мы использовали свойства так называемых изотонических групп. Как результаты показывают, можно при помощи моделей сгустков вычислить энергию связи ядер.