

turu je složeniji poliedar sastavljen od 14 ploha. Na sl. 37 prikazani su zonski poliedri za neke od navedenih i neke druge kristalne strukture.



Sl. 37. Zonski poliedri za neke kristalne strukture. *a* kubna prostorno centrirana struktura, *b* kubna plošno centrirana struktura, *c* heksagonalna struktura

U ovim jednostavnijim razmatranjima nije uzeto u račun međusobno odbijanje elektrona, koje je nesumnjivo važno, zbog njihovog velikog broja i relativno malog razmaka. Interakcije elektrona dovode do korelacija u njihovu gibanju, slično korelacijama elektrona u atomu i molekuli. Radovi Bohma,

Pinesa i drugih (1951) pokazuju da se skup delokaliziranih elektrona može promatrati kao problem gdje se Coulombova interakcija elektrona prevodi u oscilacije plazme. S druge strane, kristalna rešetka atoma, koja drži na okupu elektronsku plazmu, također oscilira. Kvanti vibracione energije kristalne rešetke zovu se fononi. Aproximaciju o harmonijskom potencijalu rešetke i individualnih elektrona treba nadopuniti tačnijim pretpostavkama, tj. treba uzeti u obzir neke članove kompletnog hamiltonijana sistema koje jednostavna teorija zanemaruje. Takvi članovi, npr., opisuju anharmoničnost potencijala rešetke koja generira fone, Coulbove sile među elektronima, složene sile koje djeluju na elektrone kad se gibaju u rešetki deformiranoj uslijed širenja elastičnih valova. Govori se o interakcijama fonon-fonon, elektron-elektron i elektron-fonon. Stvarni kristal treba korekcije zbog nesavršenosti rešetke, prisutnih praznina, dislokacija, stranih atoma, efekta graničnih ploha i sl.

Jednostavna teorija električne vodljivosti metala ne može gibanjem individualnih elektrona objasniti vrlo veliku vodljivost bakra i srebra, jer elektroni moraju probijati potencijalne barijere. Prenos topline također nije lako objasniti modelom individualnih atoma smještenih u čvorove kristalne rešetke, pobuđenih na oscilacije, iako je ovaj mehanizam u principu ispravan. Računi osnovani na takvom modelu ne mogu objasniti visoku toplinsku vodljivost kristala dijamanta, koja je istog reda veličine kao i vodljivost metala. Difuzija atoma, tj. zamjena položaja susjednih atoma, koja je predskazana kao vrlo spor proces, naprotiv je znatno brza za mnoge kristale već na normalnim temperaturama. Da se razumiju svi ovi efekti, treba opisivanje individualnim česticama zamijeniti kolektivnim modelom. Tako je u teoriji specifičnih toplina Einsteinov model zamijenjen Debye-ovim modelom, gdje je termalna energija čvrstog tijela raspoređena na normalne vibracije kristala kao cjeline. Svaka normalna vibracija je predstavljena shematski stojnim valom. U toj slici je kristalna rešetka zamijenjena volumenom u kojem se šire valovi fonona, koje u matematičkom smislu možemo smatrati »plinom«. »Sudari« između »čestica« u takvom modelu dovode do otpora i reduciraju prenos topline na tačne veličine koje odgovaraju očekivanjima za mehanizam difuzije. U diskusiji električne vodljivosti promatra se kolektivni model elektrona, koji se može konstruirati pomoću valne mehanike. Elektron se ne promatra više kao izolirana čestica koja probija potencijalne barijere, već se od svih prisutnih elektrona konstruira val koji se može koncentrirati u valni paket i voditi kroz kristal gotovo bez otpora. Nesavršenosti kristalne rešetke i interakcija elektrona s termičkim oscilacijama rešetke koje narušavaju njenu pravilnost dovode do ispravnih vrijednosti električnog otpora metala.

LIT.: E. Wigner, Gruppentheorie und ihre Anwendungen auf die Quantenmechanik und Atomspektren, Berlin 1931. — L. Pauling i B. B. Wilson, Introduction to quantum mechanics, New York 1935. — E. U. Condon i G. H. Shortley, The theory of atomic spectra, Cambridge 1935. — H. Hellmann, Einführung in die Quantenchemie, Wien 1937. — H. Eyring, I. Walter i G. E. Kimball, Quantum chemistry, New York 1944. — G. Herzberg, Atomic spectra and atomic structure, New York 1944. — G. Herzberg, Molecular spectra and molecular structure, New York 1945—50. — Д. И. Блохицкий, Основы квантовой механики, Москва 1949. — P. Gombas, Theorie und Lösungsmethoden des Mehrteilchenproblems der Wellenmechanik, Basel 1950. — B. Pullman i A. Pullman, Les théories électroniques de la chimie organique, Paris 1952. — H. Hartmann, Theorie der chemischen Bindung, Berlin 1954. — Я. К. Сиркин i М. Е. Дяткина, Структура молекула i kemijska veza (prijevod s ruskoga), Beograd 1956. — L. I. Schiff, Quantum mechanics, New York 1956. — P. A. M. Dirac, Quantum mechanics, Oxford 1957. — D. E. Hartree, The calculation of atomic structures, London 1957. — W. Kauzmann, Quantum chemistry, New York 1957. — L. Pauling, The nature of the chemical bond, New York 1960. — C. A. Coulson, Valence, Oxford 1961. — J. S. Griffith, The theory of transition-metal ions, Cambridge 1961. — C. J. Ballhausen, Introduction to ligand field theory, New York 1962. — I. Supek, Teorijska fizika i struktura materije, Zagreb 1962—63. — V. Rojanski, Uvod u kvantnu mehaniku, Beograd 1963. M. Ran.

ATOMSKA JEZGRA. Atomi se sastoje od negativno nabijenih elektrona, pozitivno nabijenih protona i električki neutralnih neutrona. Protoni i neutroni (zajedničkim imenom zvani nukleoni) smješteni su svi u centralnom području atoma, zvanom atomska jezgra, koje je vrlo maleno u poređenju s atomskim volumenom. Budući da je masa nukleona ~ 1840 puta veća od mase elektrona, u atomskoj je jezgri koncentrirana gotovo sva masa atoma.

Moderna teorija atomske jezgre počinje otkrićem neutrona (Chadwick 1932), nenabijene čestice čija je masa približno jednaka masi vodikova atoma. Heisenberg i Ivanjeko su prvi uočili da je neutron sastavni dio atomske jezgre i da su zapravo sve jezgre izgrađene samo od protona i neutrona. Da bi atomska jezgra bila stabilna, potrebno je da između protona i neutrona postoje privlačne sile. Te sile ne mogu biti ni elektromagnetske ni gravitacione. 1933 Wigner je pokazao da nuklearne sile moraju imati vrlo kratak doseg (10^{-12} cm) i da moraju unutar toga dosega biti vrlo jake. Nuklearne sile ne mogu biti privlačne između svih parova nukleona, pa su zato Heisenberg, Majorana i Bartlett uveli pojam *sila izmjene* (1932 i 1933).

1935 otvorio je H. Yukawa svojim radovima novo poglavje u fizici elementarnih čestica. On je pretpostavio da su nosioci nuklearnih sila do tada nepoznate čestice kojima je masa oko trista puta veća od mase elektrona. Nove čestice su dobile ime *mezoni*. Dvije godine kasnije u kozmičkom zračenju pronađena je čestica čija je masa bila oko dvjestu puta veća od mase elektrona. Iako je na prvi pogled izgledalo da je Yukawina teorija potvrđena, nova je čestica uničela samo zbrku, jer je njena interakcija sa nukleonima bila daleko preslaba da objasni nuklearne sile. Objasnjenje je došlo tek 1947, kada je Powell pronašao da je mezon iz kozmičkih zraka, μ -mezon, produkt raspada π -mezona, čija je masa oko trista puta veća od mase elektrona i koji zaista ima jako djelovanje sa nukleonima. Prema tome je π -mezon odgovoran za nuklearne sile.

Mnogo truda je uloženo da se razvije egzaktna mezonska teorija nuklearnih sila, ali do sada bez velikog uspjeha.

Problemu nuklearnih sila pokušalo se pristupiti i na fenomenološki način. Eksperimentalne podatke o interakciji nukleona od najnižih energija pa do oko 300 MeV uspjeli su najbolje objasniti Gammel i Thaler (1957) i Signell i Marshak (1957).

Zelja da se objasne struktura i osobine atomskih jezgri usprkos nepoznavanju nuklearnih sila i usprkos teškoćama oko rješavanja sistema mnoštva čestica dovela je do formulacije mnogih nuklearnih modela. Prve pokušaje u tom smjeru napravili su Bartlett (1932), Elsasser i Guggenheimer (1933). Njihov model je zapravo naivni model nezavisne čestice. Potpuno drugim smjerom udario je N. Bohr 1936 kada je u težnji da objasni neutronske reakcije (Fermi 1935) predložio *model jake interakcije* (statistički model složene jezgre za opisivanje nuklearnih reakcija, odnosno model kapljice za opisivanje strukture atomske jezgre). Uspjeh Bohrova modela bio je tako velik da je trebalo preko deset godina da se ponovo započne ispitivanje ostalih modela. Tek 1948 Maria Goepfert Mayer i Haxel, Jensen i Suess uvode *model ljuske*. Proučavanjem nuklearnih reakcija se također pokazalo da model jakih interakcija nije uvijek prikladan. Weisskopf, Feshbach i Porter (1954) predložili su *optički model*, a uskoro zatim je Weisskopf formulirao shemu nuklearnih reakcija koja predstavlja sintezu modela nezavisne čestice i modela jakih interakcija. Model ljuske i optički model postigli su u posljednje vrijeme vrlo mnogo uspjeha u objašnjenju mnoštva eksperimentalnih podataka.

Da bi objasnio kvadrupolne momente, Rainwater je 1951 za srednji potencijal u modelu ljuske umjesto sfernog oblika uzeo sferoidalni. Nastavljajući Rainwaterov rad A. Bohr i Mottelson (1951) razvili su *ujedinjeni model*, koji pored gibanja nezavisne čestice razmatra i kolektivna gibanja jezgre i na taj način uspijeva da objasni čitav niz eksperimentalnih podataka, kao što su nuklearni spektri i vjerovatnosti alfa, beta- i gama-radioaktivnih raspada.

Bruceknor, Eden, Francis, Bethe, Goldstone i njihovi saradnici (1955) napravili su značajan napredak u razvijanju teorije jezgre kao sistema mnoštva čestica, koja ima za cilj da objasni i strukturu atomskih jezgri i postojeće nuklearne modele izvede iz međusobnog djelovanja nukleona.

OPĆE OSOBINE ATOMSKE JEZGRE

Atomska jezgra je sistem elementarnih čestica među kojima postoje jake privlačne sile. Pretpostavlja se da se atomska jezgra može opisati nerelativističkom kvantnom mehanikom. Jezgra se može nalaziti u nizu *stacionarnih kvantnih stanja*, koja imaju različitu energiju i karakterizirana su spinom, paritetom i elektromagnetskim momentima. Stanje najniže energije se zove *osnovno stanje*. Jezgra dovedena na neki način u neko više stacionarno stanje (*pobuđeno stanje*) vratit će se sama u osnovno stanje emisijom jednog ili više fotona (kvanta elektromagnetskog zračenja).

Veličina atomske jezgre je oko deset hiljada puta manja od veličine atoma i iznosi oko 10^{-12} cm. Masa atoma je praktički čitava koncentrirana u atomskoj jezgri. Naboj jezgre se označava sa *Z* i on je jednak rednom broju elementa u Mendeljejevlijevom periodnom sistemu. Cijeli broj najbliži atomskoj težini elementa zove se *maseni broj* i označava se sa *A*.

Sastavni dijelovi atomske jezgre. Danas je poznat čitav niz elementarnih čestica (proton, neutron, elektron, neutrino, mezoni i hiperoni, v. *Elementarne čestice*). Kako bi se moglo zaključiti od kojih je elementarnih čestica jezgra sastavljena, pretpostavlja se da konstituenti jezgre zadržavaju u jezgri svoje osobine: spin, intrinsekni paritet, statistiku, masu mirovanja, magnetski moment i naboj. U tablici 1 sumirana su svojstva nekih elementarnih čestica.

Razmatraju li se naboj i masa atomskih jezgri, dolazi se do zaključka da se jezgra može sastojati ili od *A* protona i *A-Z* elektrona ili od *A* neutrona i *Z* pozitrona ili od *Z* protona i *A-Z*

Tablica 1
SVOJSTVA NEKIH ELEMENTARNIH ČESTICA

Elementarna čestica	Simbol	Spin u \hbar	Intrinseki paritet	Naboj	Statistika	Masa u gramima
proton	p	1/2	pozitivan	pozitivan	Fermi-Dirac	$1,672 \cdot 10^{-24}$
neutron	n	1/2	pozitivan	neutralan	Fermi-Dirac	$1,675 \cdot 10^{-24}$
elektron i pozitron	e, \bar{e}	1/2	pozitivan	negativan pozitivan	Fermi-Dirac	$9,108 \cdot 10^{-28}$
pi-mezon	$\pi^{\pm 0}$	0	negativan	pozitivan neutralan negativan	Bose-Einstein	$2, 49 \cdot 10^{-25}$
neutrino	ν	1/2	pozitivan	neutralan	Fermi-Dirac	0

neutronska. Iako na prvi pogled beta-raspad pokazuje da u jezgri ima elektrona, sastavni dijelovi jezgre nisu ni elektroni ni pozitroni. Dokazi za to su ovi:

1. Da bi elektron mogao trajno i realno egzistirati u jezgri, morala bi njegova energija biti tolika da de Broglieva valna dužina bude reda veličine dimenzije jezgre, tj. kinetička energija elektrona bi morala biti 30 MeV. Potencijalna jama potrebna da zadrži te elektrone u jezgri morala bi biti također duboka 30 MeV, pa bi dolazilo do kontinuiranog stvaranja parova elektron-pozitron uslijed toga što elektroni u stanjima negativne energije imaju još uvijek mnogo veću energiju nego što odgovara nepopunjenim stanjima u ovakvom nuklearnom potencijalu.

2. Postoje radioaktivne jezgre koje emitiraju i pozitroni i elektrone. Ako se pretpostavi da su produkti beta-raspada sastavni dijelovi jezgre, elektroni bi se i pozitroni u jezgri anihilirali.

3. Ako jezgra ima neparni redni broj, a parni maseni broj, ona se u modelu proton-elektron sastoji od neparnog broja fermiona, pa ukupni nuklearni angularni moment ne bi smio biti cjelobrojni višekratnik od \hbar . Mjerenja se s tim ne slažu. Npr. za angularni moment jezgre ^{14}N se još 1928 utvrdilo da iznosi \hbar .

4. Statistika takvih jezgri bi morala biti Fermi-Diracova, a utvrđeno je da je ona Bose-Einsteinova, i to znači da je broj fermiona u jezgri s neparnim rednim brojem i parnim masenim brojem paran.

5. Magnetski dipolni moment atomske jezgre je reda veličine nuklearnog magnetona. Budući da je magnetski moment elektrona oko 2000 puta veći, to znači da elektroni ne mogu biti sastavni dijelovi svih jezgri.

Svi ovi prigovori otpadaju ako se pretpostavi da se jezgra sastoji od protona i neutrona. Nuklearne reakcije također pružaju znatnu podršku toj pretpostavci.

Atomska jezgra sa nabojem Z i masenim brojem A sastoji se od Z protona i $A-Z=N$ neutrona. Protoni i neutroni se zovu zajedničkim imenom *nukleoni*. Jezgre koje imaju jednak broj protona a različit broj neutrona zovu se *izotopi*, a jezgre koje imaju jednak broj neutrona a različit broj protona, *izotoni*. Jezgre sa istim masenim brojem zovu se *izobari*.

Neutroni i protoni su u tolikoj mjeri slični da je Heisenberg predložio da se smatraju kao dva kvantna stanja jedne iste čestice: nukleona. Formalni način da se to izrazi jest da se uvede pojam *izobarnog spina* T , čija je z -komponenta T_z za neutron $\frac{1}{2}$, a za proton $-\frac{1}{2}$. Za ma koju jezgru T_z je $\frac{1}{2}(N-Z)$.

Kompoziciju atomske jezgre karakterizira makar koji par iz četvorke brojeva: A, N, Z, T_z . Obična simbolička reprezentacija upotrebljava Z i A , i to tako da je Z prikazan kao kemijski simbol, a A kao gornji lijevi indeks; npr. ^{27}Al znači jezgru sa $Z=13, N=14, A=27, T_z=\frac{1}{2}$.

Veličina atomske jezgre. Prostorne raspodjele nuklearne materije i naboja u atomskoj jezgri ne moraju se općenito podudarati i mogu zavisiti i o udaljenosti r od središta jezgre i o smjeru koji je određen polarnim kutom ϑ i azimutalnim kutom φ . Analitički se gustoća nukleona ili naboja može prikazati funkcijom $\rho(r) = \rho_0 f(r/r_1)$, gdje je ρ_0 gustoća u središtu jezgre, f funkcija koja zavisi o najmanje jednom parametru, a r_1 je parametar veličine u kojemu je sadržana angularna zavisnost i koji zavisi o ϑ i φ . Deformacija jezgre može se prikazati formulom:

$$r_1 = r_1 \left[1 + \sum_{\lambda, \mu} \alpha_{\lambda\mu} Y_{\lambda\mu}(\vartheta, \varphi) \right],$$

gdje su $\alpha_{\lambda\mu}$ konstante, a $Y_{\lambda\mu}$ kugline funkcije.

Postoji čitav niz metoda pomoću kojih se mogu odrediti prostorne raspodjele neutrona i protona koji sačinjavaju atomsku jezgru; prema njihovom karakteru dijele se na one koje mjere veličinu i oblik distribucije naboja i na one koje mjere veličinu i oblik nuklearnog potencijala.

U prvu grupu spadaju:

1. *Raspršenje elektrona na jezgrama.* Sile koje vladaju između elektrona i jezgre su uglavnom Coulombove sile. Ostale interakcije (interakcija elektron-nukleon uzrokovana magnetskim momentima i slaba interakcija koja je uzrok beta-raspada) mogu se zanemariti. Ako je energija elektrona malena, njegova je valna dužina velika u poređenju sa veličinom jezgre i raspršenje će biti isto kao da je naboj jezgre tačkast. Za dovoljno velike energije elektrona (100 MeV i više) valna dužina postaje manja od dimenzija jezgre i iz angularne raspodjele raspršenih elektrona se može zaključiti kakva je raspodjela naboja.

2. *Elektromagnetsko zračenje iz μ -mezičkih atoma.* μ -mezon može biti zahvaćen od jezgre u orbitu nalik na elektronsku orbitu u atomu. Radijus najmanje mezonске orbite je oko 200 puta manji od radijusa najmanje elektronske orbite. Elektrostatski potencijal jezgre koji djeluje na μ -mezon više se ne može predočiti kao tačkast naboj. Iz pomaka energetske nivoa može se izračunati distribucija naboja u jezgri.

3. *Izotopni pomak u atomskim spektrima.* Konačna veličina distribucije nuklearnog naboja uzrokuje smanjenje energije vezanja elektrona, a osobito s -elektrona (elektrona s orbitalnim angularnim momentom jednakim nuli). Iz pomaka spektralnih linija može se izračunati radijus distribucije naboja u jezgri. Činjenica da je pomak linija različit za različite izotope jednog istog elementa pokazuje da se distribucija naboja mijenja adicijom neutrona.

4. *Razlika energije vezanja zrcalnih jezgri.* Za dvije jezgre se kaže da su zrcalne ako imaju isti A , a T_z jedne je po iznosu jednak a po predznaku suprotan od T_z druge. Ako se pretpostavi da nuklearne sile ne ovise o naboju, razlike u energiji vezanja između zrcalnih jezgri mogu biti uzrokovane jedino Coulombovim silama. Da se izračuna ta razlika, pretpostavlja se da su protoni u jezgri jednoliko raspodijeljeni u kugli radijusa R . Iz mjerenja razlike energije vezanja može se izračunati radijus distribucije protona.

U drugu grupu metoda za određivanje raspodjele nukleona u jezgri spadaju:

1. *Elastično raspršenje nukleona na atomskim jezgrama.* Ono se može opisati tzv. *optičkim potencijalom* koji ima oblik

$$(V_0 + iW_0) \left(1 + e^{-\frac{r-R}{a}} \right),$$

gdje su V_0 i W_0 dubina realnog i imaginarnog dijela potencijala, R radijus potencijala, a a difuznost potencijala. Mjerenjem totalnog, diferencijalnog i reakcionog udarnog presjeka mogu se odrediti konstante R i a .

2. *Interakcija kompleksnih projektila* (deuteroni i alfa-čestice) i atomskih jezgri. Ona može također pružiti podatke o R i a .

3. *Vrijeme poluraspada alfa-radioaktivnih jezgri.* Da bi došlo do emisije alfa-čestice, ona mora proći kroz potencijalnu barijeru. Vjerojatnost alfa-raspada zavisi o visini i debljini te barijere, a ove opet zavise o radijusu nuklearnog potencijala.

4. *Udarni presjek za nuklearne reakcije sa nabijenim česticama.* On također zavisi o penetraciji barijere potencijala, pa prema tome pruža mogućnost da se odredi veličina nuklearnog potencijala.

5. *Stripping i pickup-reakcije* (v. Nuklearne reakcije). One pružaju mogućnost da se posebno odrede radijusi protonске i neutronске distribucije.

Određivanje angularne zavisnosti distribucije naboja izvodi se na osnovu mjerenja: 1. kvadrupolnog momenta atomske jezgre, 2. vjerojatnosti električnih kvadrupolnih gama-prelaza, 3. angularne distribucije raspršenih elektrona.

Mjerenja fisije i momenta inercije, npr. iz energija rotacionih nivoa, pružaju mogućnost da se odredi oblik angularne zavisnosti distribucije nuklearne materije. Mjerenja pokazuju da je gustoća

naboja u unutrašnjosti atomske jezgre uglavnom konstantna i da se smanjuje do nule u relativno tankom površinskom sloju. Debljina površinskog sloja definirana kao udaljenost unutar koje se gustoća smanji od 90% na 10% od vrijednosti u središtu iznosi $2,4 F$ ($1 F = 1 \text{ fermi} = 10^{-13} \text{ cm}$) i približno je jednaka za sve jezgre. Radijus distribucije naboja, definiran kao udaljenost od središta jezgre do tačke gdje je gustoća pala na polovinu, iznosi $R_c^{1/2} = 1,07 \times A^{1/3} F$.

Mjerenja koja zavise o nuklearnim silama daju za radijus vrijednosti $R_t = (1,18 \times A^{1/3} + 0,8) F$. Iako je bilo nekoliko pokušaja da se sistematska razlika između radijusa određenih električnim i nuklearnim metodama objasni hipotezom da protoni zauzimaju manji volumen nego neutroni, ipak je sada općenito prihvaćeno da su u atomskoj jezgri raspodjele naboja i nuklearne materije identične i da sistematske razlike potječu od zasićenja nuklearnih sila (što uzrokuje nelinearnu vezu između nuklearne gustoće i nuklearnog potencijala) i njihovog konačnog dosega.

Deformacija atomske jezgre se može dobro opisati ako se zaustavimo samo na $\lambda = 2$. U tom slučaju se angularna zavisnost parametra r_1 može prikazati kao funkcija svega dvaju parametara:

β i γ . Parametar deformacije β jednak je $\sqrt{\alpha_{2,0}^2 + \alpha_{2,2}^2 + \alpha_{2,-2}^2}$, a parametar simetrije γ jednak je $\arctg \frac{\sqrt{2}\alpha_{22}}{\alpha_{20}}$. Kada je $\gamma = 0$,

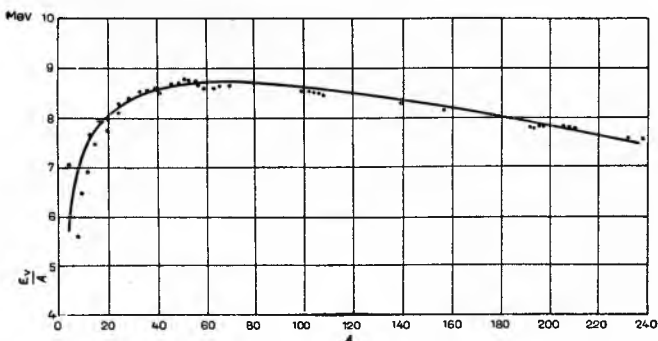
onda je rotacioni elipsoid koji prikazuje deformiranu jezgru izdužen, a kada je $\gamma = \pi$, onda je splošten. Atomske jezgre čiji je broj protona i neutrona blizu »magičnih« brojeva 2, 8, 20, 28, 50, 82 i 126 imaju sferni oblik. Što su Z i N više udaljeni od magičnih brojeva to je jezgra više deformirana.

Energija vezanja. Energija vezanja atomske jezgre definira se kao energija potrebna da se jezgra rastavi u nukleone. Koristeći se Einsteinovom relacijom koja povezuje masu i energiju, energija vezanja atomske jezgre sa Z protona i N neutrona može se napisati:

$$E_v(Z, N) = [Z M_p + N M_n - M(Z, N)] c^2,$$

gdje je M_p masa protona, M_n masa neutrona, $M(Z, N)$ masa atomske jezgre, a c je brzina svjetlosti u vakuumu. Veličina u uglastim zagradama zove se defekt mase. Obično se energija vezanja izražava u mega-elektronvoltima (MeV). Veza između jedinica za masu i energiju je: 1 jedinica mase = $\frac{1}{12}$ mase izotopa $^{12}C \approx 931 \text{ MeV}$.

U sl. 1 prikazana je energija vezanja atomskih jezgri po nukleonu kao funkcija masenog broja A . Mjerenja pokazuju da je energija vezanja po nukleonu približno konstantna za sve jezgre



Sl. 1. Energija vezanja atomskih jezgri po nukleonu kao funkcija masenog broja A

osim vrlo laganih i vrlo teških. Drugim riječima, svaki konstituent jezgre je podjednako jako vezan. Atomska jezgra nije prema tome slična atomu, gdje energija vezanja po elektronu neregularno raste kako raste broj elektrona, već nalikuje na tekućinu ili čvrsto tijelo, gdje svaka dodana molekula povećava energiju vezanja za isti iznos.

Pored energije vezanja korisno je uvesti pojam *energije separacije*, koja se definira kao energija potrebna da se od atomske jezgre odvoji neki nukleon ili agregat nukleona. Energija separacije nukleona je oko 8 MeV. Utvrđena su, međutim, i velika

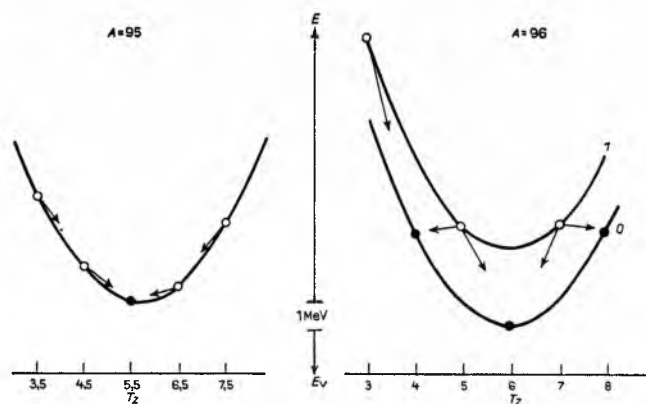
odstupanja od te vrijednosti (energija separacije neutrona iz ^{28}Si je 16,8 MeV, a energija separacije protona iz ^{14}N svega 1,95 MeV). Ako je energija separacije za nukleon ili agregat nukleona negativna, jezgra je nestabilna s obzirom na emisiju tog nukleona ili agregata.

Podatke o zavisnosti energije vezanja o A , N i Z pruža studij stabilnih jezgri. Lake jezgre su stabilne ukoliko je Z približno jednako N . U težim jezgrama broj neutrona je veći od broja protona. Ustanovljeno je da se stabilne jezgre najčešće sastoje od parnog broja protona i parnog broja neutrona (165 jezgri), rjeđe od neparnog broja nukleona (105 jezgri), a vrlo rijetko su i Z i N neparni (^2H , ^6Li , ^{10}B , ^{14}N).

Zavisnost energije vezanja E_v ili energije osnovnog stanja atomske jezgre E o A , Z i N može se prikazati semiempirijskom formulom Weizsäckera:

$$E_v = u_v A - u_p A^{2/3} - u_c \frac{Z(Z-1)}{A^{1/3}} - u_s \frac{T_z^2}{A} + \begin{cases} \delta A^{-3/4} \dots Z \text{ i } N \text{ parni} \\ 0 \dots A \text{ neparan} \\ -\delta A^{-3/4} \dots Z \text{ i } N \text{ neparni} \end{cases}$$

Prva tri člana izražavaju svojstvo zasićenja energije vezanja, smanjenje energije vezanja uslijed konačne veličine jezgre (nukleoni na površini nisu jednako jako vezani kao oni u unutrašnjosti) i elektrostatsku potencijalnu energiju između istoimenih naboja. Kapljica tekućine naboja Z imala bi upravo takvu energiju vezanja. Četvrti član prikazuje činjenicu da su od lakih jezgri stabilne one za koje je Z približno jednako N . Ako je Z manje ili veće od N ,



Sl. 2. Energija vezanja za $A = 95$ i $A = 96$ u zavisnosti od T_z

lake jezgre nisu stabilne. Posljednji član izražava naročitu stabilnost jezgri u kojima je i broj protona i broj neutrona parni.

Konstante u_v , u_p , u_c i δ određuju se na osnovu usporedbe sa mjerenjima. Najbolje slaganje se dobije ako se uzme:

$$u_v = 14 \text{ MeV}, \quad u_p = 14 \text{ MeV}, \quad u_c = 0,61 \text{ MeV}, \\ u_s = 84,2 \text{ MeV}, \quad \delta = 34 \text{ MeV}.$$

Energija vezanja za konstantan maseni broj A prikazana kao funkcija od T_z je parabola. Maksimum E_v odgovara stabilnom izotopu. Posljednji član u formuli objašnjava zašto jezgre sa neparnim brojem nukleona imaju obično samo jedan stabilni izobar, a jezgre sa parnim brojem nukleona mogu ih imati i više (sl. 2). Na sl. 2 prikazana je E_v kao funkcija od T_z za $A = 95$ i $A = 96$. Krivulja označena sa 0 prikazuje jezgre za koje su i Z i N parni, a krivulje označene sa 1, jezgre s neparnim Z i N .

Semiempirijska formula ne objašnjava naročitu stabilnost atomskih jezgri kojima je broj protona ili neutrona 2, 8, 20, 28, 50, 82 ili 126.

Nuklearni momenti i paritet. Stanja atomske jezgre karakteriziraju pored energije i *ukupni angularni moment* i *paritet*. Ukupni angularni moment atomske jezgre (ukupna kutna količina gibanja) J sastavljen je od vlastitih angularnih momenata nukleona s i angularnog momenta pridruženog orbitalnom gibanju unutar jezgre, l . Orbitalni angularni moment može biti samo cjelobrojni višekratnik od \hbar . Veličina orbitalnog angularnog

momenta je $\hbar\sqrt{l(l+1)}$. Obično se pojedine vrijednosti od l označavaju ovim slovima:

l	0	1	2	3	4	...
simbol	s	p	d	f	g	...

Spin nukleona je $\frac{1}{2}\hbar$. Za ukupni angularni moment jezgre uobičajen je naziv *spin jezgre*. Spin jezgre mora biti cjelobrojni višekratnik od \hbar ako se jezgra sastoji od parnog broja nukleona, a neparni višekratnik od $\frac{1}{2}\hbar$ ako se sastoji od neparnog broja nukleona. Općenito, različita stanja atomske jezgre imaju različite spinove, ali razlika između spinova mora uvijek biti cjelobrojni višekratnik od \hbar .

Opaženo je da je spin jezgara kojima je broj protona i broj neutrona paran uvijek jednak 0. Nuklearni spinovi su uglavnom vrlo maleni. Postoji samo jedna jezgra (^{176}Lu) sa spinom većim od 7. To pokazuje da se nukleoni nastoje unutar jezgre razmjestiti tako da se njihovi spinovi ponište.

Način kako su orbitalni angularni momenti i spinovi pojedinih nukleona sastavljeni u ukupni angularni moment jezgre J zavisi o djelovanju između \vec{l} i \vec{s} . U atomskoj spektroskopiji definirana su dva ekstremna vezanja i oni su potpuno preuzeti u nuklearnu fiziku.

Prvo je vezanje *LS* ili *Russell-Saundersovo vezanje*, u kojem je djelovanje između l i s koji pripadaju jednom nukleonu, tj. djelovanje između magnetskih momenata nukleona i magnetskog polja uzrokovanog njegovim vlastitim orbitalnim gibanjem, vrlo maleno. Naprotiv, pojedini orbitalni angularni momenti \vec{l}_i među sobom su jako povezani, tako da se oni zbrajaju u ukupni orbitalni angularni moment \vec{L} . Slično se pojedini spinovi zbrajaju u ukupni spin \vec{S} . Ukupni spin jezgre \vec{J} je vektorski zbroj \vec{L} i \vec{S} . Za svako kvantno stanje, pored J su i L i S dobri kvantni brojevi. Stanje atomske jezgre u vezanju *LS* označuje se velikim latinskim slovom koje odgovara vrijednosti ukupnog orbitalnog momenta i kojemu se dodaju kao indeksi lijevo gore vrijednost $2S + 1$, a desno dolje vrijednost J . Tako je npr. $^2P_{3/2}$ stanje koje ima ukupni angularni moment $3/2$, orbitalni moment 1 , a ukupni spin $1/2$.

Drugi tip vezanja je *vezanje jj*, u kojem je djelovanje između \vec{l} i \vec{s} koji pripadaju istim nukleonima vrlo veliko, tako da se oni zbrajaju u ukupni angularni moment tog nukleona $\vec{j} = \vec{l} + \vec{s}$. Ukupni angularni moment jezgre \vec{J} je vektorski zbroj pojedinih \vec{j} . Za vezanje *jj* samo je J dobar kvantni broj.

Vrsta vezanja koja je primijenjena na sistem nukleona ne može izmijeniti ni ukupan broj stanja tog sistema ni njihov angularni moment. Ona, međutim, bitno utječe na energiju pojedinih stanja.

Zbog toga što je magnetski moment nukleona relativno vrlo malen, smatralo se da se vezanje *jj* ne pojavljuje u nuklearnoj fizici. Danas je međutim prihvaćeno da je vezanje teških jezgri tipa *jj*, dok su lakše jezgre vezane vrstom intermedijarnom između tipova *LS* i *jj*.

U kvantnoj teoriji fizikalni sistem je opisan valnom funkcijom Ψ , koja zavisi i o prostornim koordinatama sistema. Vjerojatnost da se jedna čestica nalazi u položaju \vec{r} dana je kvadratom apsolutne vrijednosti valne funkcije $|\Psi(\vec{r})|^2$ koja opisuje tu česticu. Budući da stanje sistema ne može ovisiti o tome da li je uzet desni ili lijevi koordinatni sistem, to transformacija \vec{r} u $-\vec{r}$ ili ostavlja valnu funkciju nepromijenjenu ili joj samo mijenja predznak. Ako se promjenom \vec{r} u $-\vec{r}$ valna funkcija ne mijenja, njen je *paritet* paran, a ako se mijenja, on je *neparan*. Nedegenerirana stanja kvantnomehaničkih sistema imaju određeni paritet.

Intrinsekni paritet je proširenje pojma pariteta. Umjesto da pretpostavimo da se inverzijom koordinatnog sistema valna

funkcija mijenja samo utoliko što se njen prostorni dio mijenja tako da je \vec{r} zamijenjen sa $-\vec{r}$, dozvoljavamo da se promijeni i predznak valne funkcije. Ako se sistem sastoji od više vrsti različitih čestica čije se valne funkcije različito ponašaju prema inverziji koordinatnog sistema, intrinsekna promjena predznaka valne funkcije dobiva smisao.

Proizvoljno se definira da je intrinsekni paritet elektrona pozitivan. Iz svojstva jednostavnih sistema utvrđeno je eksperimentalno da je i intrinsekni paritet protona, neutrona i neutrina pozitivan, dok je npr. intrinsekni paritet π -mezona negativan.

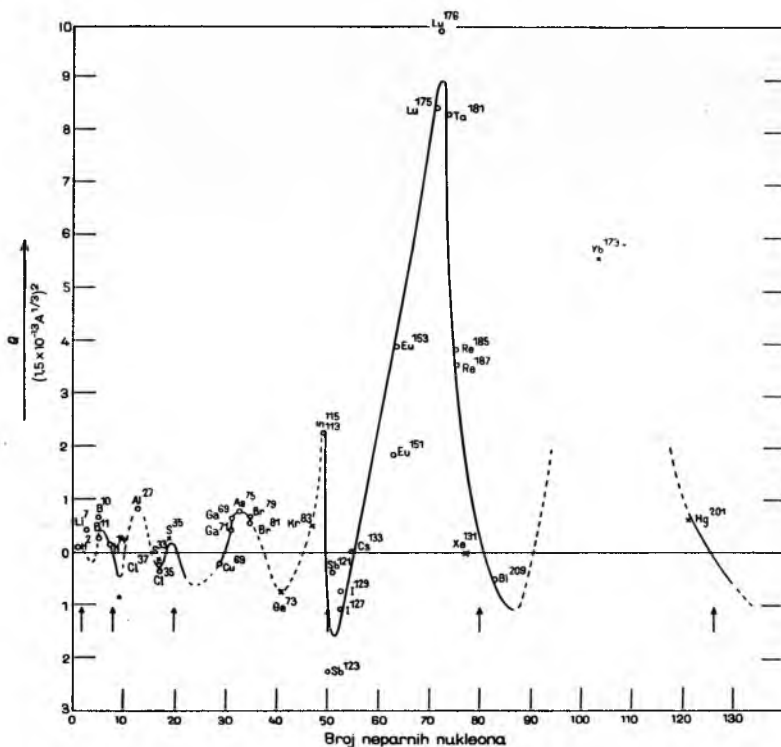
Raspodjela električnog naboja u atomskoj jezgri prikazana je električnim momentima, a raspodjela električnih struja magnetskim momentima. Električni i magnetski momenti potpuno opisuju interakciju jezgre sa vanjskim električnim i magnetskim poljima. Najčešća su vanjska polja uzrokovana okolnim elektronima iz atoma ili molekule. Djelovanje između električnih i magnetskih momenata jezgre i tih vanjskih polja uzrokuje pomake u energetske nivoima atoma i molekula koji se očituju u hiperfinoj strukturi spektralnih linija.

Električni multipolni moment Q_{lm} kvantnog stanja opisanog valnom funkcijom $\Psi(\vec{r}_1 \dots \vec{r}_Z)$ definiran je izrazom:

$$Q_{lm} = \sum_{i=1}^Z e \int r_i^l Y_{lm}(\theta, \varphi) |\Psi(\vec{r}_1 \dots \vec{r}_Z)|^2 d\vec{r}.$$

Budući da svako stacionarno nedegenerirano stanje kvantnomehaničkog sistema ima određeni paritet, to je električni multipolni moment identično jednak nuli za neparne vrijednosti od l . Iz zbrajanja angularnih momenata slijedi da je električni multipolni moment identično jednak nuli ako je angularni moment stanja jezgre manji od $l/2$. Atomska jezgra prema tome nema permanentnog električnog dipolnog momenta ($l = 1$), a za jezgre sa spinom 0 i $\frac{1}{2}$ električni kvadrupolni moment ($l = 2$) je identično jednak nuli.

Na sl. 3 prikazani su kvadrupolni momenti atomskih jezgri. Viši električni momenti nisu do sada mjereni.



Sl. 3. Kvadrupolni momenti atomskih jezgri

Magnetski multipolni momenti definiraju se analogno električnim multipolnim momentima, samo se umjesto gustoće naboja $e|\Psi|^2$ uvodi gustoća magnetskog naboja. Magnetski mo-

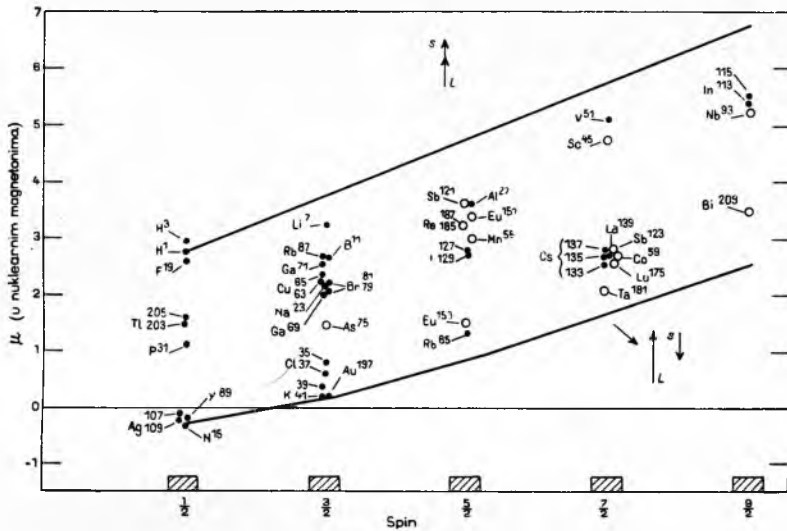
mentl su identično jednaki nuli za sve parne vrijednosti od l , a iščavaju također i onda kada je angularni moment stanja manji od $l/2$.

Ako se pretpostavi da magnetski dipolni moment jezgre sa neparnim brojem nukleona proizlazi iz gibanja neparnog posljednjeg nukleona u centralno simetričnom polju jezgre, onda je on u nuklearnim magnetonima $\left(\frac{e\hbar}{2Mc} = 3,152 \cdot 10^{-12} \text{ eV/gaus}\right)$ iznosi:

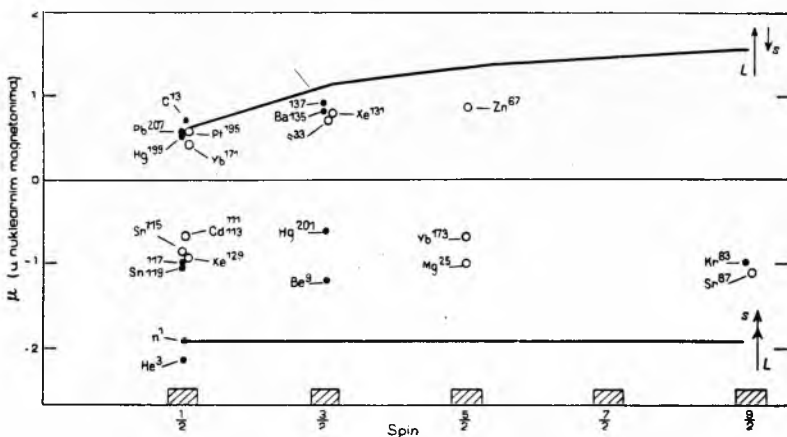
$$\mu = g_J J = \left[g_L \pm \frac{1}{2L+1} (g_S - g_L) \right] J,$$

gdje je $J = L \pm 1/2$, $g_S = 5,585$ i $g_L = 1$ ako je neparna čestica proton, a ako je neparna čestica neutron, onda je $g_S = -3,826$ i $g_L = 0$. Veličina g_L je povezana sa magnetizacijom koju proizvodi orbitalno gibanje nukleona, a g_S sa intrinseknim magnetskim momentom nukleona.

Krivulje μ, J određene gornjom relacijom zovu se Schmidtove krivulje. U sl. 4 prikazane su vrijednosti magnetskih momenata i Schmidtove krivulje za jezgre s neparnim brojem protona, a u sl. 5 za jezgre s neparnim brojem neutrona. Iako magnetski dipolni momenti ne leže svi na Schmidtovim krivuljama, ipak se skoro svi nalaze unutar njih i odvojeni su u dvije grupe razmještene gotovo paralelno sa Schmidtovim krivuljama.



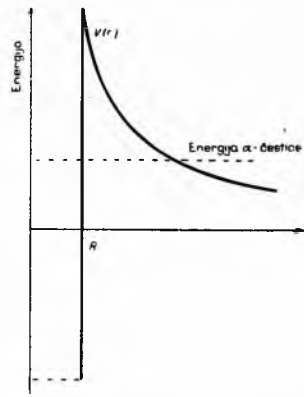
Sl. 4. Magnetski momenti i Schmidtove krivulje za jezgre s neparnim brojem protona



Sl. 5. Magnetski momenti i Schmidtove krivulje za jezgre s neparnim brojem neutrona

Analogno Schmidtovim relacijama za magnetske dipolne momente mogu se izvesti i relacije za magnetske oktopolne momente. Do sada je izmjereno magnetski oktopolni moment samo za četiri jezgre (^{69}Ga , ^{71}Ga , ^{127}I , ^{115}In).

Raspadi atomske jezgre. Agregat nukleona tvori stabilno stanje samo ukoliko su zadovoljeni izvjesni uvjeti. Tako je npr.



Sl. 6. Energija vezanja u atomskoj jezgri

agregat koji se sastoji samo od protona ili samo od neutrona nestabilan. Pojam nestabilnosti proširuje se i na one jezgre koje se nalaze u ekscitiranom stanju, to više što u slučaju kada je energija ekscitacije velika, jezgra ne prelazi u stabilno stanje samo emisijom elektromagnetskog zračenja već i emisijom čestica.

Nuklearni raspadi se kvantitativno karakteriziraju vjerojatnošću raspada w . Recipročna vrijednost vjerojatnosti raspada je vrijeme života početnog stanja. Vrijeme života τ stanja nekog sistema definira se kao interval vremena u kome populacija tog sistema padne na e^{-1} od početne vrijednosti. Preko Heisenbergovih relacija neodređenosti vrijeme života je povezano sa širinom nivoa Γ :

$$w = \frac{1}{\tau} = \frac{\Gamma}{\hbar}$$

Vrijeme poluraspada $\tau_{1/2}$ je vrijeme potrebno da se populacija nekog sistema smanji na polovicu od početne vrijednosti.

Alfa-raspad i fisija. Ako je energija vezanja atomske jezgre manja nego suma energija vezanja nekih njenih dvaju fragmenata, atomska će se jezgra rascijepiti u ta dva dijela. Do rascjepa, međutim, ne dolazi momentano, jer se oba fragmenta drže zajedno jakim silama. Utjecaj tih sila, u slučaju kada je jedan fragment alfa-čestica, može se prikazati potencijalom predočenim u sl. 6. Da bi se jedan fragment odvojio od drugog, on mora proći kroz potencijalnu barijeru. Penetracija barijere to je vjerojatnija što je energija fragmenta veća i što mu je masa manja.

Mnoge teške atomske jezgre ($Z > 82$) raspadaju se uz emisiju alfa-čestice. Vremena poluraspada alfa-radioaktivnih jezgri variraju od 10^{-7} sekunda (^{212}Po) do 10^{10} godina (^{232}Th). Sa kratkim vremenom poluraspada uvijek je povezana relativno velika energija emitiranih alfa-čestica. U općenitom slučaju alfa-raspad neke atomske jezgre daje niz monoenergetskih grupa alfa-čestica koji se naziva finom strukturom alfa-spektra. To je posljedica raspada određenog početnog stanja u diskretan niz konačnih kvantnih stanja koji predstavljaju stanja konačne jezgre.

Sve teške alfa-radioaktivne jezgre mogu se klasificirati u četiri familije: 1. torijevu familiju, koja se sastoji od jezgri čiji je maseni broj višekratnik od 4, 2. neptunijevu familiju ($A = 4n + 1$), 3. uranovu familiju ($A = 4n + 2$), 4. aktinijevu familiju ($A = 4n + 3$).

Neke teške jezgre su nestabilne u odnosu na cijepanje u dva podjednako velika fragmenta. Takvo cijepanje se zove fisija. Prilikom fisije se oslobađa ogromna energija (približno 200 MeV). Vjerojatnost spontane fisije je vrlo malena uslijed velike mase fragmenata. Međutim, fisija se može izazvati ako se atomska jezgra ekscitira bombardiranjem prikladnim projektilom. U tom slučaju dolazi do fisije u vrlo kratkom vremenu (dijelovima sekunde).

Beta-raspad je nuklearna transformacija među stanjima istog masenog broja, koja se razlikuju u T_z za ± 1 , a popraćena je emisijom ili anihilacijom leptona (v. *Elementarne čestice*). Mjerenja su pokazala da se u ovakvoj transformaciji emitiraju ili

elektroni ili pozitroni (beta-raspad) ili da je došlo do zahvata K -elektrona (K -zahvat). Opaženo je da beta-čestice mogu biti emitirane sa energijom koja je manja od razlike energije između početnog i konačnog stanja. Zakoni sačuvanja energije, impulsa i angularnog momenta zahtijevaju da se pretpostavi da je u beta-raspadu emisija elektrona praćena emisijom čestice čija je masa mirovanja zanemarljiva, koja nema naboja, ima spin $\frac{1}{2}$ i koja se podvrgava Fermi-Diracovoj statistici. Za tu česticu je prihvaćeno ime *neutrino*. Ako se pretpostavi zakon sačuvanja leptona i ako se leptonu pripiše leptonski broj l , a njegovoj antičestici $-l$, onda je emisija elektrona praćena emisijom antineutrina, a emisija pozitrona emisijom neutrina.

$$\text{Emisija elektrona: } (A, T_z) \rightarrow (A, T_z - 1) + e^- + \bar{\nu}$$

$$\text{Emisija pozitrona: } (A, T_z) \rightarrow (A, T_z + 1) + e^+ + \nu$$

$$\text{K-zahvat: } (A, T_z) + e^- \rightarrow (A, T_z + 1) + \nu$$

$$\text{Inverzni beta raspad: } \bar{\nu} + (A, T_z) \rightarrow (A, T_z + 1) + e^+$$

(ν označava neutrino, a $\bar{\nu}$ antineutrino).

Direktni dokaz egzistencije neutrina pružen je tek nedavno mjerenjem procesa: $\bar{\nu} + p \rightarrow n + e^+$.

U prirodi postoje parovi izobara koji se razlikuju u T_z za 2. Teži izobar se može u principu raspasti u lakši dvostrukim beta-raspadom. Mjerenje ovog procesa pruža mogućnost da se odredi priroda neutrina. Ako je neutrino čestica koja ima i svoju antičesticu, onda u dvostrukom beta-raspadu dolazi do emisije dviju beta-čestica i dvaju neutrina, elektroni imaju kontinuirani spektar energije i vrijeme poluraspada je oko 10^{20} godina. Prema Majoraninoj teoriji nema razlike između neutrina i antineutrina, i neutrino emitiran od jednog nukleona koji se transformirao apsorbiran je od drugog nukleona koji se upravo transformira. Ukupna energija obaju elektrona je jednaka razlici energije između početnog i konačnog stanja i vrijeme poluraspada je oko 10^{14} godina, baš unutar granice mogućnosti eksperimentalnog mjerenja. Do sada sva mjerenja favoriziraju hipotezu o neutrinu i antineutrinu.

Beta-raspad je reprezentiran djelovanjem između četiri fermiona: neutrona, protona i dva leptona. Budući da sastavni dijelovi atomske jezgre nisu leptoni, oni se pojavljuju tek u času beta-raspada, slično kao što se i fotoni pojavljuju tek u času gama-radioaktivnog raspada. Uvijek su u beta-raspadu dva fermiona anihilirana a dva fermiona stvorena. U kvantitativnom opisanju beta-raspada polazi se od operatora stvaranja Ψ^* (zvjezdica označava hermitski konjugiranu funkciju) i od operatora poništavanja Ψ za sva četiri fermiona.

Izbor operatora energije interakcije H ograničen je slijedećim uvjetima: H mora biti lokalni, linearni, hermitski operator, koji je relativistički invarijantan i sadrži samo funkcije Ψ i Ψ^* , a ne i njihove derivacije. Iz para funkcija Ψ i Ψ^* i Diracovih 4×4 matrica moguće je načiniti pet nezavisnih bilinearnih kovarijanti: skalarnu, vektorsku, tenzorsku, aksijalno vektorsku i pseudo-skalarnu. H je produkt dviju takvih kombinacija. U principu se svih pet tipova može javiti, pa je prema tome ukupni H :

$$H = C_s H_s + C_v H_v + C_t H_t + C_a H_a + C_p H_p$$

Konstante C su konstante vezanja. Za dani H vjerojatnost beta-raspada je:

$$w = \frac{2\pi}{\hbar} \left| \int H \right|^2 \rho,$$

gdje je ρ gustoća konačnih stanja.

Klasifikacija raspada s obzirom na red njegove zabranjenosti i pripadna izborna pravila izloženi su u tablici 2. Interakcije

Tablica 2
RASPADI ATOMSKE JEZGRE

Prelaz	Tip interakcije	Promjena spina	Promjena pariteta
Dozvoljen	Skalar, Vektor	0	ne
	Tenzor, Aksijalni vektor	0, 1, ali ne prelaz 0→0	ne
Prvi zabranjen	Skalar, Vektor	0, 1	da
	Tenzor, Aksijalni vektor	0, 1, 2	da
	Pseudoskalar	0	da

S i V , koje imaju ista izborna pravila, zovu se *Fermijeve*, a interakcije T i A *Gamov-Tellerove interakcije*. U beta-raspadu imaju važnu ulogu i Fermijeve i Gamov-Tellerove interakcije, jer postoje dozvoljeni prelazi tipa $\Delta J = 1$ (npr. ${}^6\text{He} \rightarrow {}^6\text{Li}$) i tipa $0 \rightarrow 0$ (npr. ${}^{14}\text{O} \rightarrow {}^{14}\text{N}^*$; zvjezdica označava pobuđeno stanje). Proučavanje energetskog spektra beta-čestica pokazuje da nema Fierzovih interferentnih članova $\text{Re}(C_S C_V)$ i $\text{Re}(C_T C_A)$, gdje Re označava realni dio. Odsustvo Fierzovih članova povlači za sobom zaključak da se i Fermi i Gamov-Tellerova interakcija sastoje samo od po jedne komponente. Iz mjerenja angularnih korelacija beta - neutrino može se zaključiti da se H vjerojatno isključivo sastoji od V i A . Interakcija H u gornjoj formuli nije, međutim, dovoljno općenita. Ispitivanje asimetrije u emisiji beta-čestica iz polariziranih jezgri pokazalo je da paritet nije sačuvan pri beta-raspadu.

Zakon sačuvanja pariteta je dio općenitijeg teorema Lüdersa i Paulija prema kojemu je za svaku kovarijantnu lokalnu teoriju polja invarijantnost s obzirom na kombiniranu transformaciju P (inverziju prostora), T (inverziju vremena) i C (promjenu čestica u antičestice) neposredna posljedica invarijantnosti prema grupi vlastitih Lorentzovih transformacija. Uzeti zajedno CPT su za beta-raspad sačuvani. Mjerenje asimetrije pokazalo je da beta-raspad također nije invarijantan s obzirom na transformaciju C .

Interakcija H koja će biti u skladu sa ovim opažanjima mora pored skalarnog dijela sadržavati i pseudoskalarni (pseudoskalar je veličina koja mijenja predznak kada se r promijeni u $-\vec{r}$). Broj konstanti vezanja se sada povećao. Međutim, mjerenje polarizacije beta-čestica i mjerenje beta-gama korelacija sa mjerenjem cirkularne polarizacije tih gama zraka omogućavaju da se zaključi da je:

$$C_A' = C_A; \quad C_V' = C_V; \quad C_S = C_S' = C_T = C_T' = 0,$$

gdje crtice označavaju konstante vezanja za pseudoskalarni H . Tako je beta-interakcija karakterizirana sa tri podatka: C_V za koji se može uzeti da je realan i C_A koji može biti kompleksan, te je određen sa dva podatka.

Na osnovu totalnih vjerojatnosti prelaza za one raspade za koje se nuklearni matricni element može pouzdano izračunati, mogu se odrediti $|C_A|^2$ i $|C_V|^2$. Za sada je faza od C_A određena na osnovu mjerenja asimetrije elektronske emisije iz polariziranih neutrona.

Gama-raspad. Atomska jezgra koja se nalazi u pobuđenom stanju prelazi u osnovno stanje ili u neko drugo pobuđeno stanje emisijom elektromagnetskog zračenja. Vjerojatnost elektromagnetskog zračenja može se izračunati za proizvoljnu distribuciju naboja i struja. Kada je valna dužina tog zračenja velika u poređenju sa dimenzijama izvora zračenja, razvoj u multipolne komponente daje:

$$W^E(l, m) = \frac{8\pi(l+1)}{l[(2l+1)!!]^2} \frac{1}{\hbar} \left(\frac{\omega}{c}\right)^{2l} |M^E(l, m)|^2,$$

$$W^M(l, m) = \frac{8\pi(l+1)}{l[(2l+1)!!]^2} \frac{1}{\hbar} \left(\frac{\omega}{c}\right)^{2l+1} |M^M(l, m)|^2.$$

W označava vjerojatnost prelaza za električne odnosno magnetske momente reda l, m ; $\hbar\omega$ je energija elektromagnetskog zračenja, $|M|$ je matricni element za elektromagnetski multipolni operator i zove se reducirana vjerojatnost prelaza, $(2l+1)!! = 1 \cdot 3 \cdot 5 \dots (2l+1)$.

Da se dobiju numeričke vrijednosti za vjerojatnosti prelaza, potrebno je prihvatiti izvjesni model atomske jezgre, i tek to omogućava da se izračunaju matricni elementi. Model nezavisne čestice je naročito prikladan.

Jezgra iz kvantnog stanja karakteriziranog spinom i paritetom J_i, Π_i može preći u drugo stanje sa spinom i paritetom J_f, Π_f emisijom elektromagnetskog zračenja čiji multipolni red zadovoljava slijedeće uvjete:

$$(J_i + J_f) \geq l \geq |J_i - J_f|,$$

$$\Pi_i = (-1)^l \Pi_f \quad \text{za električno multipolno zračenje,}$$

$$\Pi_i = (-1)^{l+1} \Pi_f \quad \text{za magnetsko multipolno zračenje.}$$

Iako je moguć svaki prelaz između dana dva kvantna nivoa atomske jezgre koji zadovoljava gornje uvjete, ipak su realizirani

samo oni prelazi koji imaju najmanji l , jer vjerojatnost prelaza opada kada l raste. Jedino su vjerojatnosti prelaza za magnetski multipolni prelaz reda $l - 1$ skoro jednake vjerojatnostima prelaza za električni multipol reda l .

Usljed svoje transversalne prirode, svjetlost ne sadrži multipole reda $l = 0$. Prema tome je prelaz između dva kvantna stanja sa angularnim momentima $J = 0$ apsolutno zabranjen.

Vjerojatnosti elektromagnetskih prelaza su naročito osjetljive na promjene spina i na energiju. Za male promjene spina poluživot gama-raspada iznosi oko 10^{-17} do 10^{-10} sekunda, a za promjene spina $\Delta J = 4$ i razliku u energiji od 0,1 MeV poluživot može biti i nekoliko godina.

Prelaz iz jednog kvantnog stanja atomske jezgre u drugo može se dogoditi i bez emisije gama-zraka. Elektron je izbačen iz omotača sa kinetičkom energijom koja je jednaka razlici između početnog i konačnog stanja atomske jezgre umanjenoj za energiju vezanja elektrona. Ovaj proces se zove *unutarnja konverzija* i rezultat je interakcije između jezgre i elektrona vezanih u tom atomu. Općenito su gama-prelazi praćeni internom konverzijom.

Ako je razlika energija između kvantnih stanja veća od 1,02 MeV, prelaz se može dogoditi i s emisijom para elektron-pozitron.

Prelazi $0 \rightarrow 0$ bez promjene pariteta mogu se dogoditi unutarnjom konverzijom ili *unutarnjom produkcijom parova*. Iako se prelazi $0 \rightarrow 0$ sa promjenom pariteta ne mogu dogoditi ni na jedan od gore iznesenih načina, ipak poluživot stanja koja se mogu samo na taj način raspasti nije beskonačan, jer može doći do emisije dvaju simultanih radijacija.

NUKLEARNE SILE

Egzistencija stabilnih atomskih jezgri pruža najbolji dokaz da među nukleonima postoje jake privlačne sile. Te sile ne mogu biti električne, jer neutron nema naboja a protoni su pozitivno nabijeni pa se čak i odbijaju. Magnetske sile također ne dolaze u obzir jer su za faktor 100 preslabe, a gravitacione sile su još slabije (za faktor 10^{38}).

Problemu nuklearnih sila može se pristupiti na dva načina: 1. fenomenološki, tj. tako da se na osnovu eksperimentalnih podataka o interakciji između nukleona pokuša konstruirati prikladni potencijal i 2. preko mezonske teorije nuklearnih sila, pretpostavljajući da se interakcija između nukleona odvija preko polja čiji su kvanti čestice sa masom oko 300 puta većom od mase elektrona. Pion (π -mezon), jedini laki mezon koji jako djeluje sa nukleonima, vjerojatno je odgovoran za postojanje nuklearnih sila, iako možda i teži mezoni igraju važnu ulogu kad su udaljenosti među nukleonima manje.

Fenomenološki pristup problemu nuklearnih sila. Najjednostavnija je pretpostavka da se nuklearne sile mogu prikazati pomoću nuklearnog potencijala i da sile između dva nukleona ne ovise o prisustvu ostalih nukleona koji se nalaze unutar dosega nuklearnih sila. To znači da je polazna tačka proučavanje dvo-nukleonskog sistema.

Sistem od dva nerelativistička nukleona karakterizirana koordinatama \vec{r}_i , impulsima \vec{p}_i , spinovima $\vec{\sigma}_i$ i izobarnim spinovima τ_i opisan je Schrödingerovom jednačbom, koja u sistemu težišta glasi:

$$\left[\frac{p^2}{M} + V(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \vec{p}_1, \vec{p}_2, \vec{\sigma}_1, \vec{\sigma}_2, \vec{\tau}_1, \vec{\tau}_2) \right] \Psi = i \hbar \frac{d\Psi}{dt}$$

gdje je relativni impuls $\vec{p} = \frac{\vec{p}_1 - \vec{p}_2}{2}$, M masa nukleona, V nuklearna energija interakcije, a Ψ valna funkcija. V ne može biti

makar kakva funkcija od \vec{r}_i , \vec{p}_i , $\vec{\sigma}_i$ i $\vec{\tau}_i$, već mora zadovoljavati neke opće principe invarijantnosti. Ti principi su: 1. invarijantnost prema rotacijama u prostoru, 2. invarijantnost prema refleksijama prostora, 3. invarijantnost prema inverziji vremena, 4. invarijantnost prema rotacijama u prostoru izobarnog spina.

Prvi princip iskazuje sačuvanje impulsa vrtnje i jedan je od fundamentalnih zakona fizike. U ispravnost druge i treće pretpostavke se u posljednje vrijeme sumnjalo, ali su one konačno eksperimentalno verificirane, i to osobito druga invarijantnost, koja iskazuje da je paritet sačuvan u jakim interakcijama. Invarijant-

nost prema rotacijama u prostoru izobarnog spina izražava činjenicu da su nuklearne sile između protona i neutrona, protona i protona i neutrona i neutrona jednake. Za sile koje zadovoljavaju taj uvjet kaže se da su *nezavisne o naboju*. Ako su samo sile između protona i protona i između neutrona i neutrona jednake, kaže se da su one *simetrične s obzirom na naboj*. Stanja lakih jezgri i raspršenje nukleona na nukleonima pruža dokaze da nuklearne sile ne zavise o naboju. Mjerenje dužine raspršenja predstavlja najosjetljiviji način da se odredi da li nuklearne sile zavise o naboju. Dužina raspršenja za sistem od dvije čestice povezana je sa totalnim udarnim presjekom ekstrapoliranim na slučaj kada je relativna energija obiju čestica jednaka nuli. Mjerenjem udarnog presjeka za raspršenje neutrona i protona na protonima određene su vrlo precizno dužine raspršenja neutron-proton i proton-proton. One iznose $-23,7$ F, odnosno -17 F. Uz sadašnje eksperimentalne uvjete nije moguće ispitivati raspršenje neutrona na neutronima jer ne postoje mete načinjene samo od neutrona niti su snopovi neutrona dovoljno gusti. Jednu mogućnost da se odredi dužina raspršenja neutron-neutron pruža reakcija $n + d \rightarrow p + 2n$. Spektar protona iz te reakcije bio je nedavno izmjereno na Institutu »R. Bošković«, Zagreb i utvrđeno je da dužina raspršenja neutron-neutron vjerojatno iznosi (-22 ± 2) F, što implicira da nuklearne sile neznatno zavise o naboju.

Pored gornja četiri uvjeta obično se zahtijeva da potencijal V linearno zavisi o impulsu p .

Najopćenitiji izraz za potencijal V koji zadovoljava sve gornje uvjete jest:

$$V = V_c(r) + \vec{\sigma}_1 \vec{\sigma}_2 V_s(r) + \left\{ \frac{3(\vec{\sigma}_1 \vec{r}_1)(\vec{\sigma}_2 \vec{r}_2)}{r^2} - \vec{\sigma}_1 \vec{\sigma}_2 \right\} V_T(r) + \frac{1}{2}(\vec{r} \times \vec{p})(\vec{\sigma}_1 + \vec{\sigma}_2) V_{LS}(r)$$

ili makar koji dio gornjeg izraza pomnožen sa $\tau_1 \tau_2$, ili linearna kombinacija tih izraza. Prvi član je statički centralni potencijal. Drugi je centralni potencijal koji zavisi o spinu. Treći je necentralni tenzorski potencijal. Izraz u vitičastim zagradama se označava sa S_{12} . Četvrti član je necentralni, nestatički potencijal, koji prikazuje vezanje spina S i orbite $L = \vec{r} \times \vec{p}$. Funkcije $V_i(r)$ prikazuju radijalnu zavisnost.

Usporedba s eksperimentalnim podacima treba da odredi da li se zaista javljaju svi članovi sadržani u najopćenitijem potencijalu, u kakvoj se kombinaciji javljaju i kakav je oblik radijalnih funkcija $V(r)$.

Eksperimentalni podaci o kojima treba voditi računa su podaci o deuteronu, podaci o težim atomskim jezgrama, raspršenje neutrona na protonima i protona na protonima od vrlo niskih pa do vrlo visokih energija, radijativni zahvat $n + p \rightarrow \gamma + d$, fotodisocijacija deuterona $d + \gamma \rightarrow p + n$ i raspršenje nukleona na atomskim jezgrama.

Iz tih podataka se može zaključiti ovo:

1. Nuklearne sile imaju vrlo kratak doseg. Energija vezanja deuterona je $2,226 \pm 0,002$ MeV ili oko 1 MeV po nukleonu, a energija vezanja jezgre ^3H je 8,5 MeV ili oko 3 MeV po nukleonu. Može se strogo dokazati da se može dobiti po volji veliki iznos za omjer energije vezanja za ^3H i ^2H ako se pretpostavi da nuklearne sile imaju kratak doseg. Mjerene vrijednosti energija vezanja daju za doseg nuklearnih sila vrijednost od 1,2 F.

Raspršenje neutrona relativno niske energije (manje od 10 MeV) na protonima pokazuje da je njihova kutna raspodjela izotropna. Kutna raspodjela se može prikazati kao kvadrat sume parcijalnih valova koji pripadaju sukcesivnim vrijednostima orbitalnog momenta l . Član sa $l = 0$ ne zavisi o kutu, pa prema tome daje izotropnu kutnu raspodjelu. Samo oni parcijalni valovi za koje je l manji od dosega nuklearnih sila podijeljenog sa valnom dužinom nukleona doprinose raspršenju. Budući da mjerena kutna raspodjela ne zavisi o kutu, to znači da je doseg nuklearnih sila reda veličine valne dužine nukleona čija je energija 10 MeV, tj. oko 1,2 F.

Da bi atomske jezgre bile stabilne, nuklearne sile moraju biti i privlačne i vrlo jake.

2. Nuklearne sile zavise o relativnoj orijentaciji spinova dviju čestica. Mjereni udarni presjek za raspršenje termalnih neutrona

na protonima je skoro deset puta veći od udarnog presjeka izračunatog na osnovu podataka poznatih iz proučavanja deuterona. Budući da su u deuteronu spinovi neutrona i protona paralelni, dobijaju se odatle podaci samo o interakciji u tripletnom stanju (dva nukleona sa paralelnim spinovima), i ako nuklearne sile zavise o orijentaciji spinova, interakcije, i prema tome i udarni presjek za raspršenje u singuletnom stanju (antiparalelni spinovi), mogu biti posve različiti. Još jasniji dokaz da nuklearne sile zavise o orijentaciji pruža velika razlika u udarnom presjeku za raspršenje termalnih neutrona na ortovodiku (molekuli H_2 u kojoj su spinovi dvaju protona paralelni) i paravodiku (molekuli H_2 sa antiparalelnim spinovima protona).

3. Centralne sile, tj. sile koje zavise samo o udaljenosti između čestica, ne mogu objasniti činjenicu da deutron ima kvadrupolni moment. Kvadrupolni moment, čija je vrijednost $Q = (2,738 \pm 0,014) \cdot 10^{-27} e \text{ cm}^2$, pokazuje da distribucija protona u osnovnom stanju deuterona nije sferno simetrična. Potrebno je stoga pretpostaviti da sile između nukleona zavise i o orijentaciji njihovih spinova prema radijusu-vektoru koji spaja dvije čestice. Najopćenitiji takav izraz je S_{12} .

Valna funkcija osnovnog stanja deuterona je prema tome 2S_1 sa malom primjesom 2D_1 , koji dolazi uslijed tenzorskih sila S_{12} . Magnetski dipolni moment deuterona $\mu = 0,857411 \pm 0,000019$ nuklearnih magnetona, koji nije tačno jednak sumi magnetskih momenata slobodnog protona i slobodnog neutrona, pruža mogućnost da se odredi vjerovatnost stanja 2D_1 i daje za nju vrijednost od 3...4%. Na nešto veću vrijednost od 7% ukazuje fotodisocijacija deuterona.

4. Analiza raspršenja 310 MeV-protona na protonima pokazuje da je potrebno pretpostaviti i nestatičke sile. Ako se prihvati uvjet da potencijal linearno zavisi o impulsu, jedina je nestatička sila sila tipa $\vec{L} \cdot \vec{S}$. Iako postoji još neslaganje, ipak izgleda da spin-orbit-sile $\vec{L} \cdot \vec{S} \cdot V(r)$ igraju važnu ulogu u stanjima $T = 1$, dok njihov doprinos u stanjima $T = 0$ nije posve jasan. (Stanje $T = 1$ za dvonukleonski sistem znači u ovom konkretnom slučaju dva protona, a stanje $T = 0$ jedan proton i jedan neutron).

Model ljuske koji ima mnogo uspjeha u objašnjenju svojstava atomske jezgre također pretpostavlja postojanje jakih spin-orbit-sila.

Raspršenje nukleona i težih projektila na atomskim jezgrama ukazuje na to da treba u potencijal optičkog modela (v. *Nuklearne reakcije*) uvesti član spin-orbit.

5. Iako su i upadni projektili i čestice koje sačinjavaju metu nepolarizirane, u općenitom slučaju je raspršeni snop polariziran, tj. izlazne čestice imaju uglavnom spin usmjeren ili dolje ili gore s obzirom na ravninu u kojoj se nalaze upadni i raspršeni snop. Polarizacija se može odrediti tako da se mjeri azimutalna asimetrija prilikom drugog raspršenja snopa na nepolariziranoj meti. Mjerenje polarizacije je pružilo neoboriv dokaz da sile između nukleona sadrže necentralne komponente.

6. Zasićenje nuklearnih sila. Činjenica da su energija vezanja i volumen jezgre proporcionalni masenom broju A nije u skladu sa pretpostavkom da su nuklearne sile jednake između svih parova nukleona u jezgri. Ovaj fenomen poznat pod imenom *zasićenje nuklearnih sila*, koji je analogan fizikalnoj situaciji tekućina i čvrstih tijela, može se pokušati objasniti na tri načina:

a) Nuklearne sile su sile izmjenjene slično kao što su to i sile koje povezuju atome u molekuli. Jedan tip sila izmjenjene je onaj koji izmjenjuje prostorne koordinate dviju čestica; to su *Majoranine sile*. *Bartlettove sile* izmjenjuju spinske koordinate, a *Heisenbergove sile* izmjenjuju i prostorne i spinske koordinate. Efekti izmjenjene opisuju se odgovarajućim operatorima izmjenjene, koji glase:

$$P_M = -\frac{1}{2}(1 + \vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_2)(1 + \vec{\tau}_1 \cdot \vec{\tau}_2),$$

$$P_B = \frac{1}{2}(1 + \vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_2),$$

$$P_H = \frac{1}{2}(1 + \vec{\tau}_1 \cdot \vec{\tau}_2),$$

a indeksi M, B i H označavaju Majoranin, Bartlettov i Heisenbergov tip izmjenjene. Obične sile, tj. sile koje ne uključuju nikakvu izmjenju, zovu se *Wignerove sile*.

Iz raspršenja neutrona na protonima zna se da su i potencijali 2S i 1S privlačni i stoga nuklearne sile ne mogu biti samo Bartlett-

ove i Heisenbergove. Štaviše, Bartlettove sile ne vode uopće do zasićenja. Fenomen zasićenja može se objasniti mješavinom Wignerovih i Majoranin sila oblika $V(r)[a + b P_M]$, gdje a i b zadovoljavaju uvjet $b > 4a$.

b) Interakcija između nukleona u nuklearnoj materiji razlikuje se od interakcije između slobodnih nukleona. Sile koje zavise o prisustvu ostalih nukleona zovu se *sile mnogo tijela*. Njihova uloga još nije jasna.

c) Nuklearne sile mogu biti odbojne na vrlo kratkim udaljenostima.

7. Proučavanje raspršenja visokoenergetskih neutrona na protonima pokazivalo je da brzi protoni čine većinu izlaznih čestica. To se može objasniti ako se pretpostavi da između neutrona i protona postoje jake sile izmjenjene. Diferencijalni udarni presjek za raspršenje neutrona na protonima raste kod malih i velikih kutova i uglavnom je simetričan oko $\Phi = 90^\circ$. Takvo ponašanje ukazuje na smjesu Wignerovih i Majoranin sila, $(1 + P_M)V(r)$. Te se sile zovu *Serberove sile* i djeluju samo u stanjima parnog orbitalnog momenta.

Iako nisu isključili važnost sila izmjenjene, nedavni eksperimenti su pokazali da diferencijalni udarni presjek pri energijama većim od 90 MeV nije simetričan oko 90° , da polarizacija dolazi potpuno od stanja sa neparnim orbitalnim momentima i da prema tome sile izmjenjene nisu jednostavne Serberove sile.

8. Odbojni središnji potencijal Jastrowa. Skoro izotropni diferencijalni udarni presjek za raspršenje protona na protonima može se objasniti ako se pretpostavi da postoji jaki odbojni potencijal kratkog doseg (reda veličine 0,55 F).

Kvalitativna analiza eksperimentalnih podataka pokazuje da se pojavljuju svi članovi u izrazu za potencijal V i da je potrebno uvesti i odbojni središnji potencijal. U fenomenološkom pristupu se za radijalne funkcije $V_i(r)$, koje treba da odražavaju jakost i kratki doseg nuklearnih sila, najčešće uzimaju funkcije:

$$V(r) = \begin{cases} V_0 & \text{za } r \leq r_0 \\ 0 & \text{za } r > r_0 \end{cases} \text{ (sferna jama),}$$

$$V(r) = V_0 \exp\left(-\left[\frac{r}{r_0}\right]^2\right) \text{ (Gaussov potencijal),}$$

$$V(r) = \frac{V_0}{\mu r} \exp(-\mu r) \text{ (Yukawin potencijal).}$$

V_0 , r_0 i μ su karakteristični parametri i mjere dubinu i doseg nuklearnih sila.

Gammel-Thalerov potencijal. Fenomenološki potencijal koji omogućava najbolje objašnjenje eksperimentalnih podataka je potencijal Gammela i Thalerova, a sastoji se od centralnih, tenzorskih, spin-orbit i odbojnih središnjih sila. $V(r)$ su Yukawini potencijali. Gammel-Thalerov potencijal ne zavisi o naboju, tj. sile neutron-neutron, proton-proton i neutron-proton su jednake.

Interakcija između protona ograničena je zbog Paulijeva principa samo na singuletna stanja sa parnim orbitalnim momentom ili na tripletna sa neparnim orbitalnim momentom. Doseg nuklearnih sila, dubina i radijus središnjeg odbojnog dijela određeni su iz podataka dobijenih na osnovu raspršenja niskoenergetskih protona. Parametri Gammel-Thalerova potencijala za stanja sa $T = 1$ su:

$${}^1V_C^+ = -425,5 \text{ MeV}, \quad {}^1\mu_C^+ = 1,45 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-1}, \quad {}^1R_C^+ = 0,4 \text{ F},$$

$${}^3V_T^- = 22 \text{ MeV}, \quad {}^3\mu_T^- = 0,8 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-1}, \quad {}^3R_T^- = 0,4125 \text{ F},$$

$${}^3V_{LS}^- = -7317,5 \text{ MeV}, \quad {}^3\mu_{LS}^- = 3,7 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-1}, \quad {}^3R_{LS}^- = 0,4125 \text{ F}$$

gdje + i - označuju stanja parnog odnosno neparnog orbitalnog momenta, a 1 i 3 singuletna odnosno tripletna stanja. R je radijus središnjeg odbojnog potencijala.

Sistem neutron-proton nije podvrgnut Paulijevu principu, pa može egzistirati i u stanjima sa antiparalelnim spinovima i neparnim orbitalnim momentom, odnosno paralelnim spinovima i parnim orbitalnim momentom.

Parametri za ta dodatna stanja razlikuju se već prema tome da li se želi objasniti interakcija kod 0, 90, 156 ili 310 MeV:

$${}^1V_C^- = \begin{cases} 100 \text{ MeV (kod 0 do 156 MeV)} \\ 150 \text{ MeV (kod 310 MeV)}, \end{cases} \quad {}^1\mu_C^- = 1 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-1},$$

$${}^1R_C^- = 0,5 \text{ F};$$

$$\begin{aligned}
 {}^3V_C^+ &= \begin{cases} -100,7 \text{ MeV (od 0 do 156 MeV)} \\ -60 \text{ MeV (kod 310 MeV)} \end{cases}, & {}^3\mu_C^+ &= 1,23 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-1}, \\
 & & {}^3R_C^+ &= 0,4 \text{ F}; \\
 {}^3V_T^+ &= \begin{cases} -257 \text{ MeV (kod 0 i 90 MeV)} \\ -230 \text{ MeV (kod 156 MeV)} \\ -175 \text{ MeV (kod 310 MeV)} \end{cases}, & {}^3\mu_T^+ &= 1,203 \cdot 10^{13}, \\
 & & {}^3R_T^+ &= 0,4 \text{ F}; \\
 {}^3V_{LS}^+ &= -5000 \text{ MeV}, & {}^3\mu_{LS}^+ &= 3,7 \cdot 10^{13}, & {}^3R_{LS}^+ &= 0,4 \text{ F}.
 \end{aligned}$$

U sl. 7 i 8 prikazani su potencijali za $T=1$ i $T=0$ (0 do 90 MeV). Mijenjanje parametara s energijom ukazuje na to da Yukawin potencijal nije možda najstreniji izbor, a možda je odraz zavisnosti potencijala o brzini čestica koje međusobno djeluju.

Gammel-Thalerov potencijal objašnjava sve podatke o interakciji neutrona i protona i protona i protona do 300 MeV, fotodisocijaciju deuterona i raspršenje nukleona na atomskim jezgrama, ali nije u skladu sa mjerenjem trostrukog raspršenja kod 140 MeV.

Mezonska teorija nuklearnih sila. Kao što se električna sila između dva naboja opisuje djelovanjem električnog polja koje okružuje jedan naboj — na drugi naboj, tako se i nuklearne sile mogu prikazati poljima. U kvantnoj teoriji polja su kvantizirana i kvanti tih polja su elementarne čestice. Tako npr. kvantizacija elektromagnetskog polja vodi do svjetlosnih kvantata ili fotona. Kako je poznato, doseg je električnih sila beskonačan, što se odražava u činjenici da je masa mirovanja fotona jednaka nuli. Kvanti polja kojima se opisuju nuklearne sile i koji se nazivaju mezonima moraju imati konačnu masu mirovanja.

Oblik nuklearnih sila u mezonskoj teoriji može se u prvoj aproksimaciji izvesti iz jednadžbe mezonskog polja. Mezon bez spina sa masom m opisan je Klein-Gordonovom jednadžbom, čije je statičko rješenje u slobodnom prostoru

$$\Psi = -\frac{g}{r} \exp\left(-\left[\frac{mc}{\hbar} r\right]\right),$$

gdje je g konstanta vezanja a c brzina svjetlosti. Da se dobije mjereni doseg nuklearnih sila, potrebno je pretpostaviti da mezonima imaju oko 200 do 300 puta veću masu mirovanja nego elektroni.

Jedina elementarna čestica koja ima takvu masu i jako djelovanje sa nukleonima je tzv. π -mezon ili pion. π^+ , π^- i π^0 su čestice bez spina sa negativnim intrinseknim paritetom, a naboj im je (kao što pokazuje oznaka +, - i 0) pozitivan, negativan odnosno nula. Njihove mase mirovanja su $m_{\pm} = 273 m_e$ i $m_0 = 264 m_e$, gdje je m_e masa mirovanja elektrona. Nabijeni pioni opisani su kompleksnim pseudoskalarnim poljem, a neutralni pion realnim pseudoskalarnim poljem.

Pretpostavlja se da je vezanje između nukleonskog polja i mezonskih polja simetrično, što daje nezavisnost nuklearnih sila o naboju. Protoni i neutroni se pretvaraju jedni u druge emisijom ili apsorpcijom nabijenih mezona.

$$p \rightleftharpoons n + \pi^+, \quad n \rightleftharpoons p + \pi^-,$$

što objašnjava postojanje sila izmjene. Sile između jednakih nukleona posljedica su izmjene neutralnih mezona.

Pseudoskalarno pionsko polje povezano je sa nukleonskim poljem ili pseudoskalarnim ili pseudovektorskim vezanjem. Da bi se pseudoskalarna mezonska teorija mogla renormalizirati, vezanje mora biti pseudoskalarno.

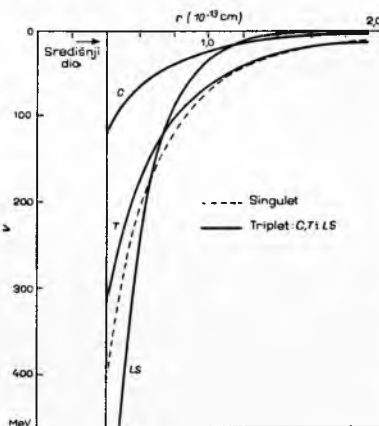
Ako se pretpostavi da su nukleoni tačkaste čestice koje se kreću nerelativističkim brzinama i da nukleoni izmjenjuju samo po jedan mezon, onda je vodeći član u energiji djelovanja između dva nukleona dan izrazom:

$$\begin{aligned}
 \vec{V}(r_{12}) &= \frac{g^2}{(2M)^2} \vec{\tau}_1 \vec{\tau}_2 \left[S_{12} \left(\frac{1}{r^3} + \frac{\mu}{r^2} + \frac{\mu^2}{3r} \right) e^{-\mu r} + \right. \\
 &\quad \left. + \sigma_1 \sigma_2 \left(\frac{\mu^2}{r} e^{-\mu r} - 4\pi \delta(r_{12}) \right) \right],
 \end{aligned}$$

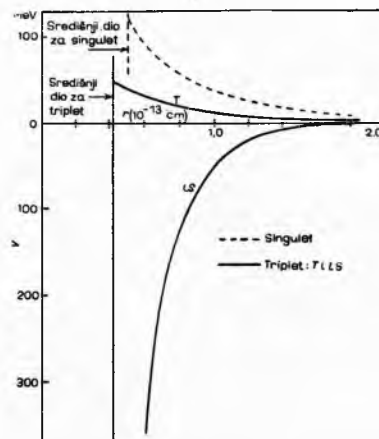
gdje je r_{12} radijus-vektor između dva nukleona, $r = |\vec{r}_{12}|$, $\mu = \frac{mc}{\hbar}$,

M masa nukleona, a δ Diracova delta-funkcija. Član koji sadrži delta-funkciju je odbojan u s -stanjima. Budući da je položaj nukleona uvijek razmazan uslijed Heisenbergovih relacija neodređenosti, to i odbojni član nije delta-funkcija, već je razmazani maleni dio analognog potencijalu Jastrowa.

Konstanta vezanja g može se odrediti na osnovu eksperimentalnih podataka; dobija se da je $\frac{g^2}{\hbar c}$ reda veličine 10. Analogna



Sl. 7. Gammel-Thalerov potencijal za stanje parnog pariteta



Sl. 8. Gammel-Thalerov potencijal za stanje neparnog pariteta

veličina u elektrodinamici $\frac{e^2}{\hbar c}$ je svega $\frac{1}{137}$. Velika konstanta vezanja je razlog zašto je u mezonskoj teoriji teško dobiti pouzdane rezultate. Sve metode računa smetnje razvijene u kvantnoj elektrodinamici osnivaju se na činjenici da je $\frac{e^2}{\hbar c}$ maleno.

Neposredna posljedica velike konstante vezanja je pojava simultane izmjene više mezona. Istodobna izmjena n mezona daje povoda silama koje se ponašaju kao $\exp(-n\mu r)$, tj. čiji je doseg n puta kraći od dosega sila uzrokovanih izmjenom jednog mezona.

Pseudoskalarna mezonska teorija sa pseudoskalarnim ili pseudovektorskim vezanjem može kvalitativno objasniti najvažnije karakteristike nuklearnih sila. Potrebno je da se izvedu kvantitativni računi i da se usporede s eksperimentalnim rezultatima. Taj zadatak je vanredno težak.

Od raznih potencijala izvedenih u mezonskoj teoriji naročitu pažnju zaslužuje *Gartenhausov potencijal*. Gartenhaus uzima fiksne, razmazane nukleone sa pseudovektorskim vezanjem i računa potencijalnu energiju do četvrtog reda u konstanti vezanja. Gartenhausov potencijal se sastoji od centralnih i tenzorskih sila, nema singulariteta u ishodištu i odbojan je u stanjima parnog pariteta, a privlačan u stanjima neparnog. On odlično objašnjava eksperimentalne podatke kod niskih energija, ali nije u stanju da objasni eksperimente kod visokih energija (100 MeV i više).

Signell-Marshakov semifenomenološki potencijal sastoji se od Gartenhausovog potencijala i empirijskog člana spin-orbit. Član spin-orbit dan je izrazom:

$$V_{LS}(r) = V_0 \frac{1}{x} \frac{d}{dx} \left(\frac{e^{-x}}{x} \right),$$

gdje je $x = \frac{r}{r_0}$. Potencijal je odrezan na konstantnu vrijednost $V_{LS}(r_c)$ za sve $r < r_c = 0,21 \text{ f}$; $V_0 = 30 \text{ MeV}$, a $r_0 = 1,07 \text{ F}$. U sl. 9 i 10 prikazan je Signell-Marshakov potencijal za stanja parnog i neparnog pariteta.

Signell-Marshakov potencijal objašnjava dobro eksperimentalne podatke do 150 MeV. Potrebno je naglasiti da su Gammel-Thalerov i Signell-Marshakov potencijal kvalitativno vrlo slični.

Iako se mnogo zna o djelovanju između nukleona, problem nuklearnih sila još uvijek nije potpuno riješen.

NUKLEARNI MODELI

Nedovoljno poznavanje nuklearnih sila i poteškoće u rješavanju problema mnogo tijela navode na pomisao da se konstruira model koji što je moguće bolje aproksimira stvarni sistem, a dostupan je kvantitativnoj obradi.

Razvitak nuklearnih modela odvija se u dva različita smjera. Modeli koji se osnivaju na pretpostavci da je atomska jezgra skup jako povezanih čestica zovu se modeli jake interakcije. U tu skupinu spadaju *model kapljice*, *alfa-model* i *statistički model složene jezgre*. Drugu skupinu modela sačinjavaju modeli nezavisne čestice, koji se temelje na pretpostavci da se čestica giba u srednjem nuklearnom potencijalu. Reprezentant nuklearnih svojstava je jedan nukleon ili najviše par nukleona. *Model Fermi-plina*, *model ljuske*, *optički model* i *ujedinjeni model* spadaju u klasu modela nezavisne čestice. Danas je opće uvjerenje da model nezavisne čestice pruža ispravniju sliku stvarnih zbivanja u atomskoj jezgri.

Model kapljice. Postojanje relativno oštne granice jezgre i činjenica da su i gustoća nuklearne materije i energija vezanja po nukleonu približno jednake za sve jezgre ukazuje na to da postoji analogija između nuklearne materije i kapljice tekućine. Iako je ta analogija čisto formalna, mogu se uz njenu pomoć kvalitativno objasniti neke osobine atomskih jezgri, kao npr. energija vezanja, stabilnost jezgri prema deformacijama i fisija.

Model kapljice se osniva na pretpostavci da je srednji slobodni put nukleona u nuklearnoj materiji malen u poređenju sa veličinom jezgre i da je prema tome jezgra sistem čvrstih sparenih nukleona.

Usljed jakog djelovanja između nukleona, višak energije koji neki nukleon akumulira brzo se raspoređi preko drugih nukleona, tako da nuklearne ekscitacije uvijek uključuju kolektivne pomake mnoštva nukleona i mogu se dosta dobro predočiti oscilacijama kapljice.

Površina kapljice koja općenito nije sfernog oblika dana je izrazom:

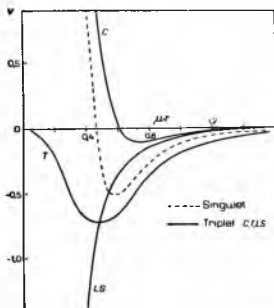
$$R(t, \vartheta, \varphi) + R_0 \left[1 + \sum_{\lambda \mu} \alpha_{\lambda \mu}(t) Y_{\lambda \mu}(\vartheta, \varphi) \right],$$

gdje kutovi ϑ i φ određuju tačku na površini kapljice, R je radijusvektor te tačke, $\alpha_{\lambda \mu}$ su parametri deformacije, R_0 je radijus sfernog ravnotežnog oblika jezgre, a t je vrijeme. $Y_{\lambda \mu}$ su kugline funkcije. Red u izrazu za R treba zaustaviti na nekoj, čak dosta maloj, vrijednosti indeksa λ , jer bi za $\lambda > A^{1/3}$ dolazila do izražaja zrnata struktura jezgre.

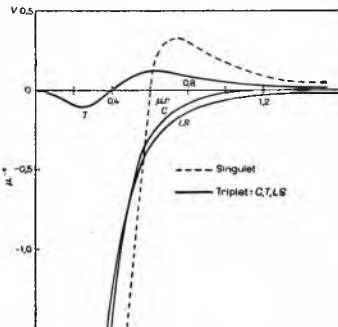
Kapljica može oscilirati tako da je njen volumen konstantan, a samo se površina mijenja. Takve oscilacije zovu se *površinske* i povezane su sa promjenama u površinskoj i elektrostatskoj energiji. Volumne oscilacije mijenjaju volumen kapljice pa stoga uzrokuju promjene u volumnoj energiji. Budući da je volumna energija znatno veća od površinske i elektrostatske, to je i frekvencija volumnih oscilacija veća od frekvencije površinskih.

Uz pretpostavku da su deformacije malene i da je gibanje inkompresibilno i irrotaciono, može se ukupna energija kapljice napisati u obliku:

$$E(\alpha) = E(0) + \frac{1}{2} \sum_{\lambda \mu} (B_{\lambda} |\alpha_{\lambda \mu}|^2 + C_{\lambda} |\alpha_{\lambda \mu}|^2).$$



Sl. 9. Signell-Marshakov potencijal za stanje parnog pariteta



Sl. 10. Signell-Marshakov potencijal za stanje neparnog pariteta

Parametri B_{λ} i C_{λ} dani su izrazima:

$$B_{\lambda} = \frac{3}{4\pi} \frac{M A R_0}{\lambda},$$

$$C_{\lambda} = \frac{\lambda - 1}{4\pi} \left[(\lambda + 2) E_s(0) - \frac{10}{(2\lambda + 1)} E_c(0) \right],$$

gdje je M masa nukleona, a $E_s(0)$ i $E_c(0)$ su površinska i elektrostatska energija kuglaste jezgre. Ova aproksimacija se zove *inkompresibilni model*.

Oscilacije sistema su iste kao i oscilacije jedne čestice u potencijalu višedimenzionalnog harmoničkog oscilatora. Energija jezgre iza kvantizacije je

$$E = E(0) + \sum_{\lambda \mu} (n_{\lambda \mu} + \frac{1}{2}) \hbar \omega_{\lambda},$$

gdje je $n_{\lambda \mu}$ broj kvanata. Frekvencija oscilacije kapljice ω_{λ} je $(C_{\lambda}/B_{\lambda})^{1/2}$.

Kapljica postaje nestabilna prema deformaciji (imaginarni ω_{λ}) ako je C_{λ} negativan. Ako se ograničimo na deformacije drugog reda, stabilne su samo one jezgre za koje je $\frac{Z^2}{A} \leq 48$. Sve poznate jezgre zaista zadovoljavaju taj uvjet, ali jezgre za koje se zna da se lako mogu rascijepiti (kao npr. ^{235}U ili ^{239}Pu) vrlo su blizu toj granici stabilnosti.

Monopolne oscilacije ($\lambda = 0$) povezane su sa volumnim oscilacijama, a dipolne ($\lambda = 1$) sa gibanjem svih protona kao cjeline i svih neutrona kao cjeline, ali tako da težište jezgre ostaje nepomično.

Najniža pobuđena stanja su povezana sa deformacijama drugog reda. Model kapljice predviđa da je za jezgre sa A između 100 i 200 najniže pobuđeno stanje energije oko 2 do 3 MeV. Mjerenja, međutim, pokazuju da su najniži nivoi na nekoliko stotina keV.

Model kapljice ne može uopće objasniti nuklearne momente. **Model ljuske.** Početkom tridesetih godina nuklearne probleme pokušavali su riješiti uz pomoć metoda razvijenih u atomskoj fizici. Na elektrone u atomu djeluje Coulombova sila jezgre, a električne odbojne sile između elektrona predstavljaju relativno malu smetnju. Prisutnost ostalih elektrona manifestira se u gibanju jednog određenog elektrona uglavnom Paulijevim principom. Valna funkcija pojedinog elektrona je rješenje Schrödingerove jednadžbe sa elektrostatskim potencijalom. Ukupna valna funkcija atoma u nultoj aproksimaciji može se predočiti antisimetriziranim produktom pojedinih valnih funkcija.

U atomskoj jezgri nukleoni se gibaju pod utjecajem djelovanja sa ostalim nukleonima. Pretpostavlja se da se učinak svih tih sila na pojedini nukleon može uglavnom predočiti srednjim centralnim potencijalom čiji je oblik određen distribucijom nukleona u jezgri i kratkim dosegom nuklearnih sila. Srednji potencijal je uglavnom konstantan unutar jezgre a na rubu opada na nulu. Najprikladniji analitički izrazi za takav potencijal su sferna jama, sferna jama sa zaobljenim rubovima i trodimenzionalni harmonički oscilator. Srednji potencijal je identičan za protone i neutrone. Jedina razlika dolazi uslijed električnih sila.

Rješavanjem Schrödingerove jednadžbe za nukleon koji se giba u srednjem polju dobiva se niz vlastitih funkcija, kojemu odgovara niz energetske nivoa. Neki nivoi su grupirani, i između grupa je veća razlika energije nego između nivoa unutar jedne grupe. Nukleoni u jezgri okupiraju pojedine jednočestične nivoje podgavajući se Paulijevu principu. Jezgra je u energetski najnižem stanju ukoliko su nukleoni popunili redom najniža moguća stanja. Budući da su ta stanja grupirana, popunjavanje će pojedinih grupa odgovarati zatvaranju atomskih ljuski. Svojstva atomskih jezgri promatrana u zavisnosti o broju neutrona i broju protona naglo se mijenjaju kada Z ili N poprime vrijednost koja odgovara popunjavanju neke ljuske.

Jezgre čiji je broj protona i/ili neutrona takav da su ljuske upravo pune imaju diskontinuitet u energiji vezanja. Te su jezgre također povezane sa maksimumima u raspodjeli elemenata u prirodi. Takve jezgre imaju najveći broj stabilnih izotopa i izotona. Teške jezgre se cijepaju uvijek tako da su nastali fragmenti blizu jezgama sa zatvorenim ljuskama. Udarni presjek za spore i brze

Jezgre čiji je broj protona i/ili neutrona takav da su ljuske upravo pune imaju diskontinuitet u energiji vezanja. Te su jezgre također povezane sa maksimumima u raspodjeli elemenata u prirodi. Takve jezgre imaju najveći broj stabilnih izotopa i izotona. Teške jezgre se cijepaju uvijek tako da su nastali fragmenti blizu jezgama sa zatvorenim ljuskama. Udarni presjek za spore i brze

Jezgre čiji je broj protona i/ili neutrona takav da su ljuske upravo pune imaju diskontinuitet u energiji vezanja. Te su jezgre također povezane sa maksimumima u raspodjeli elemenata u prirodi. Takve jezgre imaju najveći broj stabilnih izotopa i izotona. Teške jezgre se cijepaju uvijek tako da su nastali fragmenti blizu jezgama sa zatvorenim ljuskama. Udarni presjek za spore i brze

Jezgre čiji je broj protona i/ili neutrona takav da su ljuske upravo pune imaju diskontinuitet u energiji vezanja. Te su jezgre također povezane sa maksimumima u raspodjeli elemenata u prirodi. Takve jezgre imaju najveći broj stabilnih izotopa i izotona. Teške jezgre se cijepaju uvijek tako da su nastali fragmenti blizu jezgama sa zatvorenim ljuskama. Udarni presjek za spore i brze

neutrone je naročito malen ako jezgra mete ima konfiguraciju zatvorene ljuske. Energija ekscitacije prvog pobuđenog stanja raste kad je broj nukleona blizu broju koji odgovara zatvaranju ljuske. Sve ove eksperimentalne činjenice pokazuju da postoje ljuske i da se one zatvaraju kod »magičnih« brojeva: 2, 8, 20, 28, 50, 82 i 126.

Ovi magični brojevi ne mogu se objasniti centralnim potencijalom tipa sferne jame ili harmoničkog oscilatora. Za te su potencijale magični brojevi (zatvaranje ljusaka): 2, 8, 20, 40, 70 i 112.

Mayer-Jensenov model jedne čestice. Magični brojevi se mogu objasniti ako se pretpostavi da srednji potencijal sadrži član spin-orbit. Model se osniva na slijedećim pretpostavkama:

1. Nukleoni se kreću u srednjem potencijalu oblika

$$V = V_c(r) + f(r)\vec{l} \cdot \vec{s}$$

Vežanje spin-orbit cijepa nivoe za danu orbitalnu kutnu količinu gibanja l na $j = l + \frac{1}{2}$ i $j' = l - \frac{1}{2}$. Nivo j je niži od nivoa j' .

2. Atomska jezgra je u osnovnom stanju kad nukleoni popune najniža jednočestična stanja u skladu s Paulijevim principom.

3. Parni broj protona ili neutrona sparuje se tako da je ukupna kutna količina gibanja konfiguracije jednaka nuli.

4. Konfiguracija sa neparnim brojem protona ili neutrona ima kutnu količinu gibanja jednaku kutnoj količini gibanja posljednjeg nesparenog nukleona. Valna funkcija posljednjeg nukleona potpuno određuje sva svojstva konfiguracije.

U svakoj grupi nivoa sferne jame sa zaobljenim rubovima stanje sa najvećom orbitalnom kutnom količinom gibanja je najniže stanje. Budući da vežanje spin-orbit cijepa svaki nivo tako da je razmak između novonastalih nivoa proporcionalan sa $2l + 1$, to nivo sa najvećim j može preći iz jedne grupe stanja u drugu. Kada nukleoni pune prvu g -ljusku ($l = 4$) cijepanje je tako veliko da se nivo $g_{9/2}$ spusti iz pete skupine u četvrtu i da tek njegovo punjenje odgovara zatvaranju ljuske. Shema nivoa Mayer-Jensenovog modela jedne čestice prikazana je na sl. 11.

Ovaj model, pored toga što objašnjava magične brojeve, omogućava da se predskazuju spinovi, paritet i nuklearni momenti atomskih jezgri i da se izračunaju vjerojatnosti prelaza alfa, beta i gama.

Spinovi goleme većine jezgri slažu se sa predskazivanjima ovog modela. Najčešće odstupanje je to da jezgra ima radije mali spin jednak kutnoj količini gibanja upravo napunjenog nivoa umjesto velikog spina koji bi morala imati. Ova diskrepancija se objašnjava dodatnim postulatom:

5. Energija vežanja para čestica je to veća što je veća kutna količina gibanja nivoa u kojem se one nalaze.

Prema tome je npr. konfiguracija $s_{\frac{1}{2}}^2 h_{11/2}$ slabije vezana nego $h_{11/2}^2 s_{\frac{1}{2}}$.

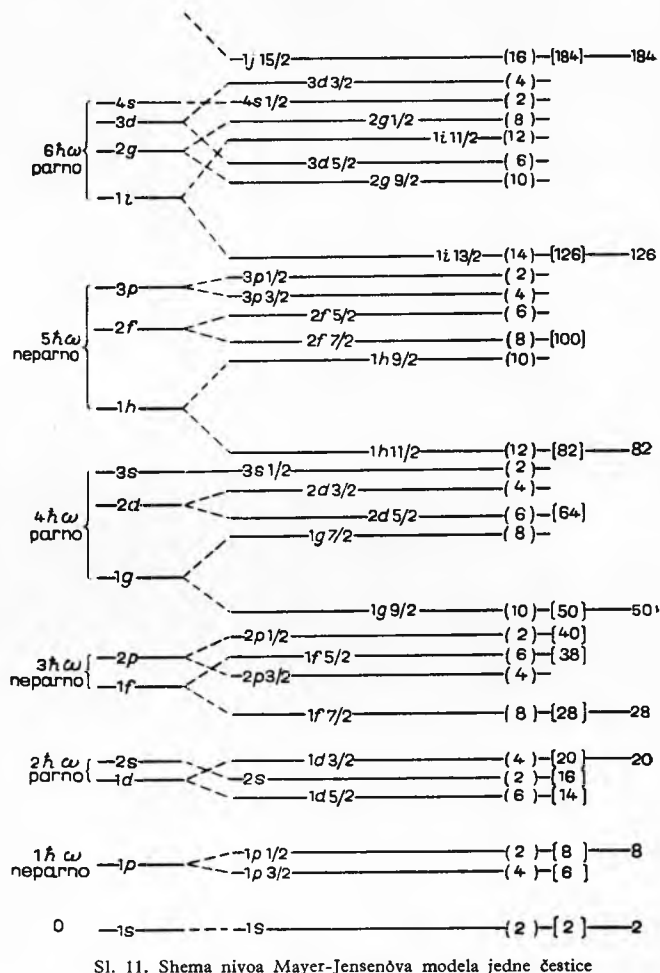
Drugi tip diskrepancija je taj da je opaženi spin za jedinicu manji od teoretskog $J = j - 1$. Značajno je da sve ostale diskrepancije pripadaju jako deformiranim jezgrama.

Kad bi magnetski moment jezgre bio potpuno određen posljednjim nukleonom, on bi odgovarao Schmidtovim vrijednostima. Skoro svi magnetski momenti odstupaju od Schmidtovih linija, ali ipak, od 89 mjerenih, 86 njih su blizu ispravnoj Schmidtovoj liniji, dva su na pola puta, a samo jedan, ^{153}Eu , bliži je krivoj liniji.

Prikladno je ne razmatrati poluživot t pri beta-raspadu već produkt ft , gdje je f takva funkcija energije da ft predstavlja recipročnu vrijednost matičnog elementa između početnog i konačnog stanja. Za dozvoljene prelaze sa izbornim pravilima $\Delta J = 0, 1$ i bez promjene pariteta je $\lg ft \approx 4$. Prvi zabranjeni prelazi imaju $\lg ft = 6, 7, \dots$ Predskazivanja Mayer-Jensenova modela da li je neki prelaz dozvoljen ili zabranjen kvalitativno se dobro slažu sa mjerenjima. Dalju potvrdu modela pruža i postojanje velikih vrijednosti ft koje pripadaju dozvoljenim prelazima, a mogu se objasniti time što su to prelazi između stanja različite orbitalne kutne količine gibanja, pa su prema tome i matični elementi mnogo manji, odnosno poluživot mnogo dulji.

Mayer-Jensenovu shemu nivoa osobito potvrđuje pojava izomernih otoka, tj. grupa izomera u određenom dijelu tablice periodnog sistema. Izomerni otoci se očekuju ondje gdje se dva nivoa jako različitih spinova malo razlikuju u energiji. Poznata

su tri izomerna otoka. Prvi u području N ili Z između 38 i 50 uzrokovan prelazima $g_{9/2} \leftrightarrow p_{1/2}$, drugi za N ili Z između 63 i 82, gdje su $h_{11/2}$, $s_{1/2}$ i $d_{3/2}$ vrlo bliski, i treći za N veće od 90, gdje se vjerojatno radi o prelazima $i_{13/2} \leftrightarrow f_{5/2}$.



Sl. 11. Shema nivoa Mayer-Jensenova modela jedne čestice

Usprkos značajnim uspjesima u kvalitativnom opisivanju svojstava atomskih jezgri, model ljuske u ovoj jednostavnoj verziji ne može objasniti ove eksperimentalne činjenice:

1. Energetski nivoi, magnetski momenti i vjerojatnosti prelaza ne mogu se kvantitativno tačno predskazati. Neslaganje je to veće što je više čestica izvan zatvorene ljuske. To je posljedica zanemarenja rezidualnih interakcija između nukleona van zatvorene ljuske.

2. Vjerojatnost za visokoenergetske procese, kao što su npr. sudari protona sa atomskom jezgrom i apsorpcija mezona, zavise o raspodjeli impulsa u jezgri. Model zanemaruje korelacije u položaju nukleona (osim korelacija uvjetovanih Paulijevim principom i konačnim volumenom jezgre) i daje oko 50 puta manji udarni presjek za te procese. To pokazuje da su korelacije, a prema tome i rezidualne sile između nukleona, vrlo važne.

3. Model daje za kvadrupolni moment jezgre daleko pre malu vrijednost. Osobito su kvadrupolni momenti jako deformiranih jezgri vrlo veliki. Model se može modificirati tako da se umjesto sferno simetričnog potencijala uzme sferoidalni: onda sve čestice doprinose kvadrupolnom momentu jezgre.

4. Statički centralni potencijal ne može objasniti ukupnu energiju vežanja i energiju separacije. Energija najslabije vežanog nukleona je $E_n = T_n + V_n$, gdje su T_n i V_n kinetička, odnosno potencijalna energija. Srednja energija po nukleonu, tj. ukupna energija vežanja podijeljena sa brojem nukleona, je $E_s = T_s + \frac{1}{2} V_s$. Budući da je $E_s = E_n$, a $T_s = \frac{3}{8} T_n$, to je $V_n > V_s$, tj. potencijal zavisi o energiji čestice. Najjednostavnije je pretpostaviti da potencijal zavisi linearno o energiji. Ako se uzme da je $T_n = 40 \text{ MeV}$,

$E_p = -8 \text{ MeV}$ i $E_n = -8 \text{ MeV}$, onda je $V = -44 + \frac{1}{2} E \text{ MeV}$. Ta se vrijednost jako dobro slaže sa vrijednošću dobijenom iz analize elastičnog raspršenja protona i neutrona na atomskim jezgrama.

Modificirani model ljuske. Najprirodnije poopćenje jednostavnog modela ljuske dobije se ako se uzmu u obzir sve čestice izvan zatvorene ljuske. Umjesto jedne čestice sada se razmatra konfiguracija j^k , gdje je k broj čestica izvan zatvorene ljuske. Problem je, dakako, sada mnogo kompliciraniji, jer treba poznavati još i djelovanje između nukleona. Obično se pretpostavlja da je to djelovanje kontaktno, tako da od četiri moguća tipa sila ostaju samo Wignerove i Bartlettove sile. Radijalni integrali su također pojednostavnjeni. Aproksimacija kontaktnih sila je to bolja što je jezgra teža.

Kvantna stanja konfiguracije j^k , ukoliko su sile kratkog doseg, mogu se klasificirati uz pomoć novog kvantnog broja, *senioriteta*. Senioritet se definira ovako: Pretpostavi li se da se neko stanje konfiguracije j^k može konstruirati kao antisimetrizirani produkt nekog stanja konfiguracije j^{k-2} i stanja sa $J = 0$ posljednjih dviju čestica j^2 , kaže se da je senioritet manji ili jednak $k - 2$. Ako se stanje j^{k-2} može izgraditi iz stanja j^{k-4} i j^2 ($J = 0$), onda je senioritet manji ili jednak $k - 4$, itd. Ako je k paran, onda je najniži senioritet jednak nuli, i to znači da se stanje može konstruirati isključivo od parova j^2 ($J = 0$). Za neparni k najniži senioritet je 1. Slično kao što angularni moment opisuje svojstva stanja prema grupi trodimenzionalnih rotacija, tako i senioritet opisuje njegova svojstva prema općenitoj grupi *simplektičnih transformacija*. Stanja najnižeg senioriteta su najčvršće vezana.

Proučavanje konfiguracija j^k pokazuje da je energija vezanja za par čestica u nivou j proporcionalna sa $2j + 1$. Mnogi postulati Mayer-Jensenovog modela jedne čestice proizlaze neposredno iz ovog općenitijeg modela. Ako se uzmu u obzir i konfiguraciona miješanja, ovaj poopćeni model može uglavnom objasniti magnetske momente jezgri i njihove energetske nivoe.

Da se objasne veliki kvadrupolni momenti, potrebno je pretpostaviti da se nukleoni gibaju u sferoidalnom potencijalu. Najjednostavnije je pretpostaviti da je potencijal oblika:

$$V = V_0 \left[(1 + \frac{2}{3} \delta) (x^2 + y^2) + (1 - \frac{2}{3} \delta) z^2 \right] + C \vec{l}_i \vec{s}_i + D l_i^2,$$

gdje su konstante C i D izabrane tako da je poredak nivou u slučaju kada nema distorzije ($\delta = 0$) isti kao i kod sfernog potencijala.

Nukleoni u atomskoj jezgri pune jednočestične nivoe izračunata na temelju ovog potencijala. Distorzija δ se određuje tako da je ukupna energija u osnovnom stanju minimalna. Vrijednost parametra δ koja odgovara toj energiji zove se ravnotežna distorzija i dobro se slaže sa vrijednošću određenom iz mjerenja kvadrupolnih momenata.

Posljednja modifikacija modela ljuske sastoji se u pretpostavci da potencijal zavisi o energiji čestice. Ako je potencijal oblika $V(p_i) = V_0 + b p_i^2$, gdje je p_i impuls i -te čestice, a b konstanta, onda je ukupna energija i -te čestice

$$E_i = T_i + V(p_i) = \frac{1}{2m} p_i^2 + V_0 + b p_i^2 = \frac{1}{2m^*} p_i^2 + V_0.$$

Zavisnost potencijala o energiji može se dakle interpretirati i tako da se kaže da nukleon ima *efektivnu masu* m^* . Na osnovu podataka o energiji vezanja, energiji separacije i kinetičkoj energiji izlazi da je efektivna masa jednaka polovici stvarne mase nukleona.

Ujedinjeni model. Najbolji dokaz da postoje kolektivna gibanja atomske jezgre pružaju rotacioni spektri deformiranih jezgri i vrlo intenzivni prelazi $E2$ koji su oko 100 do 10 000 puta jači nego što to može predskazati model jedne čestice. Ujedinjeni model se definira kao poopćeni model nezavisne čestice koji uključuje kolektivna gibanja modela kapljice. Najjednostavniji tip kolektivnih gibanja koji je eksperimentalno utvrđen povezan je sa rotacijama deformirane jezgre. Kad je rotaciono gibanje dovoljno polagano, tako da ne remeti unutrašnju strukturu sistema, bit će energija povezana sa tim gibanjem dana izrazom:

$$E_{\text{rot}} = \frac{\hbar^2}{2J} I(I+1) \quad \text{za jezgre sa parnim } Z \text{ i } N,$$

$$E_{\text{rot}} = \frac{\hbar^2}{2J} [I(I+1) - I_0(I_0+1)] \quad \text{za neparne jezgre.}$$

J je efektivni moment inercije, I je angularni moment rotacionog nivou, a I_0 angularni moment čestičnog nivou. U prvom slučaju I je 0, 2, 4, 6 itd., a u drugom $I = I_0, I_0 + 1, I_0 + 2$ itd. Rotacioni nivou su utvrđeni studijem radioaktivnih raspada i kulonske ekscitacije.

Moment inercije se može izračunati ako se pretpostavi da je jezgra kruto tijelo ili kapljica tekućine. Očito su to dva ekstremna slučaja i efektivni je moment inercije negdje u sredini.

Ujedinjeni model predviđa da se spektar jako deformiranih jezgri sastoji od čestičnih ekscitacija, vibracionih i rotacionih nivou. Za velike deformacije rotacioni nivou su najniži nivou. Vjerojatnost elektromagnetskih prelaza između stanja jedne rotacione familije je oko 1000 do 10 000 puta veća od vjerojatnosti za prelaz jedne čestice.

Ujedinjeni model objašnjava kvadrupolne momente i pokazuje kako se mogu objasniti devijacije magnetskih momenata od Schmidtovih linija.

Teorija jezgre kao sistema mnogo čestica. Cilj teorije je da poveže svojstva atomske jezgre sa silama koje djeluju između parova nukleona. Sila između dviju čestica i i j opisana je potencijalom v_{ij} . Prvi korak u formuliranju teorije čini konstruiranje modela nezavisne čestice. Model se osniva na srednjem potencijalu V_{ij} , koji treba odrediti iz skupa konsistentnih relacija. Prema tome najprije se pretpostavi pokusni potencijal koji zavisi o koordinatama i impulsima nukleona. Schrödingerova jednačba sa pokusnim potencijalom određuje kompletni skup valnih funkcija ϕ_i . Iz tog kompletnog skupa jednočestičnih valnih funkcija izabere se A valnih funkcija, i takav skup se zove izabrani skup. Ukupna valna funkcija modela $\Phi(1, 2 \dots A)$ za jezgru sa A nukleona je antisimetrizirani produkt funkcija izabranog skupa,

Djelovanje v_{ij} između čestica opisanih valnim funkcijama ϕ_i i ϕ_j uzrokuje pomak u energiji ΔE_{ij} . Stvarni potencijal v_{ij} sadrži singularitet koji dolazi uslijed odbojnog središnjeg dijela, pa se zato ne može upotrijebiti da se odredi V_i . Definira se pseudopotencijal t_{ij} koji daje isti pomak ΔE_{ij} . Potencijal V_i se dobije iz t_{ij} tako da se zbroje sve sile koje djeluju na česticu i :

$$V_i = \sum_{j \neq i} \langle t_{ij} \rangle,$$

gdje izraz u zagradama znači srednju vrijednost pseudopotencijala u kvantnom stanju prikazanom valnom funkcijom ϕ_i .

Pseudopotencijal zavisi i o impulsima čestica, pa zato i V_i zavisi i o impulsima. Model je konsistentno konstruiran kad je V_i dobijen na kraju jednak polaznom pokusnom potencijalu.

Stvarna valna funkcija atomske jezgre $\Psi(1, 2, 3 \dots A)$ dobija se iz valne funkcije modela $\Phi(1, 2 \dots A)$ primjenom operatora modela F . Operator F uvodi pozicione korelacije u nuklearnu valnu funkciju, a posljedica toga je npr. da ima mnogo više velikih impulsa nego što ih daje valna funkcija modela.

LIT.: J. Blatt i V. F. Weisskopf, Theoretical nuclear physics, New York 1952. — R. J. N. Phillips, Two-nucleon interaction, Report on progress in physics, vol. 22, 1959. — R. J. Eden, Nuclear models, Progress in nuclear physics, vol. 6, 1957, p. 26. — H. A. Bethe i P. Morrison, Elementary nuclear theory, New York 1956. — I. Supek, Teorijska fizika i struktura materije, Zagreb 1962/63. I. Ss.

AUTOBUSKA STANICA (autobusni kolodvor), naročito opremljeno mesto na kojem se vrše prijem i otprema putnika, njihova prtljaga i eventualno pošte, kako na prigradskim tako i na međugradskim linijama autobusnog saobraćaja.

Donedavna su razne linije pojedinih preduzeća uvođene proizvoljno do samoga jezgra grada, gde su autobusi svojim obično dužim stacioniranjem zakrcavali ionako već opterećene kolovoze gradskih saobraćajnica. Da bi se izbegla takva nesređena koncentracija vozila, polazne stanice autobusa su razmeštane po raznim tačkama grada, što je opet za putnike predstavljalo očigledan nedostatak, naročito u slučajevima presedanja. Na takvim polaznim stanicama nije bilo nikakvih čekaonica, te su putnici sa svojim prtljagom čekali na trotoarima, što je ometalo u znatnoj meri redovan saobraćaj pešaka. Osim toga, takva su mesta retko bila zaštićena od nevremena, dok su karte kupovane pred ulazom u kola ili u samim kolima.

Sa veoma brzim i velikim razvojem putova i zbog činjenice da od ukupnog broja naselja samo mali broj pada na nastanjena mesta koja leže neposredno na železničkim prugama, a da sva ostala mogu da se posluže jedino autobusom kao sredstvom u međugradskom saobraćaju, osetila se potreba da se uvede sređivanje putem bolje organizacije rada. U Jugoslaviji ima 27 982 naselja, a svega 2187 železničkih stanica. To znači da preostaje za opsluživanje autobusom 25 795 naselja, odnosno, da na svaku železničku stanicu dolazi po 12,9 naselja.

Pre svega, trebalo je predvideti početak svih linija sa istoga mesta i olakšati sve potrebne operacije kako putnicima tako i saobraćajnom osoblju. Time se došlo, po uzoru na železničke stanice, do osnivanja autobuskih stanica.