

Glava 2

MODELI ATOMSKOG JEZGRA

Trenutno nema kompletne teorije koja bi mogla da opiše sve osobine atomskog jezgra i da odgovori na sva pitanja u vezi sa strukturom i osobinama, kao što su:

- 1) Koja su jezgra stabilna, a koja radioaktivna? Koji je tip radioaktivnosti, poluživot, spektralna kompozicija i ugaona raspodela emitujućih čestica u radioaktivnom raspadu.
- 2) Kolika je veličina, masa, vezivna energija, spin, magnetski momenat, parnost, kvadripolni električni momenat i druge karakteristike jezgra?
- 3) Kako su pobudjena energetska stanja raspoređena u jezgru? Koje su vrednosti energije, spina, magnetskih momenata, parnosti i dr. koje im odgovaraju?
- 4) Kolike su verovatnoće prelaza sa višeg (ekscitovanog) stanja na niža zarazne mehanizme ovih prelaza kao funkcije parametara nivoa?
- 5) Kako se efikasni preseki interakcije raznih čestica sa raznim jezgrima menjaju sa energijom.

Kako nema kompletne teorije atomskog jezgra, odgovori na ova pitanja se traže pomoću raznih modela. Svaki od ovih modela je konstruisan na osnovu nekih izabranih osobina jezgra za koje se pretpostavlja da su glavne osobine za konstrukciju tog modela. Druge osobine jezgra se ne razmatraju u ovom modelu. Prirodno, model konstruisan tako, ima ograničenu primenu. Medjutim u okviru svoje oblasti primene, svaki model daje neke interesantne rezultate.

U ovom poglavlju razmotrićemo neke modele atomskih jezgara zasnovane na sasvim (ponekad kontradiktornim) osobinama jezgra. Model tečne kapi, opisan u Sekciji 2.1, je zasnovan na pretpostavci jake interakcije između nukleona. Ovaj model pripada klasi kolektivnih modela (razmatra interakciju velikog ansambla nukleona). U modelu Fermijevog gasa, opisanom u Sekciji 2.2, pretpostavlja se da nukleoni u jezgru ne interaguju međusobom. U modelu ljuski, razmatranom u sekciji 2.3 kretanje nukleona se tretira kao nezavisno, ali se pretpostavlja jaka spin orbit interakcija. Oba ova modela pripadaju klasi jednočestičnih modela, jer opisuju kretanje individualnih čestica u samousaglašenom polju svih ostalih čestica. Sekcija 2.4 je posvećena modelu atomskog jezgra koje opisuje kretanje individualnih čestica u samousaglašenom polju, kao i kolektivno kretanje velike grupe nukleona (rotacije i deformacije bez promene zapremine). Konačno u sekciji 2.5 razmatra se model superfluida koji je zasnovan na interakciji sparivanja suprotno orijentisanih spinova u jezgru.

Pored ovih modela, odvojeno ćemo razmatrati u sekciji 6.7 optički model u kome se interakcija nukleona sa jezgrom tretira kao prolazak nukleonskog talasa kroz apsorbujući i prelamajući medijum. U ovom modelu, jezgro se karakteriše optičkim potencijalom (koji je generalno kompleksan) i odavde optički model pripada klasi jednočestičnih modela. Ovaj model se razmatra odvojeno jer opisuje apsorpciju i rasejanje nukleona, tj., procese interakcije spoljašnjih nukleona sa jezgrom.

2.1. Model tečne kapi

Pri objašnjenju anormalnog rasejanja α čestica, Raderford je još 1911. pretpostavio da se u atomu nalazi sferno jezgro dimenzija reda 10^{-12} cm. Kasnije je kao rezultat analize empirijski otkrivene veze između vremena života α radioaktivnih jezgara i energije emitovanih α čestica očenjen radijus tih jezgara. Pokazalo se da je za α radioaktivna jezgra

$$R = r_0 A^{1/3} \quad (2.1.1)$$

gde je $r_0 = (1.4 \div 1.5) \cdot 10^{-15} m$ i A je maseni broj. Pretpostavimo da je zakon $R \propto A^{1/3}$ ispravan, ne samo za α radioaktivna jezgra, već i za sva ostala. Tako je masa bilo kog jezgra proporcionalna njegovoj zapremini ($A \propto R^3$), te tako sva jezgra imaju približno istu gustinu nukleona (n)

$$n = \frac{A}{V} = \frac{A}{\frac{4}{3}\pi R^3} \approx 10^{38} \text{ nukleona/cm}^3, \quad (2.1.2)$$

jednaku gustinu

$$\rho = nm_N = 10^{38} \cdot 1.66 \cdot 10^{-24} \approx 10^{14} \text{ g/cm}^3, \quad (2.1.3)$$

i jednaku vrednost srednjeg rastojanja između nukleona

$$\delta = \sqrt[3]{V/A} = \sqrt[3]{10^{38}} \approx 2 \cdot 10^{-15} m. \quad (2.1.3a)$$

Ispravnost pretpostavke o $R \propto A^{1/3}$ je dokazana raznim metodama određivanja radijusa atomskih jezgara (Sekcija 1.4). Činjenica da je gustina nuklearne materije konstantna, govori o njenoj nestišljivosti. Ova osobina podseća na tečnost. Analogija se pojavljuje opažanjem da je energija veze ΔW proporcionalna masenom broju A , što se može uporediti sa linearnom zavisnošću energije isparavanja tečnosti od njene mase.

Svojstvo zasićenja nuklearnih sila, koje proističe iz konstantnosti srednje energije veze $\varepsilon = \Delta W/A$, produbljuje analogiju, jer slično svojstvo poseduju i hemijske sile, koje vezuju molekule tečnosti. Sve ovo dozvoljava postavljanje modela kapi atomskog jezgra, po kome jezgro predstavlja sfernu kap nestišljive nuklearne materije. Čestice te kapi interaguju samo sa malim brojem najbližih čestica.

Model tečne kapi je razvijen od strane Bora, Wheelera i Frenkela. Model tečne kapi atomskog jezgra je od pomoći u objašnjenju mnogih pojava. Koristeći ovaj model moguće je dobiti poluempirijsku formulu za energije veze i mase jezgra, objasniti mnoge osobenosti deljenja težih jezgara i neke zakonitosti α raspada.

2.1.1. Weizsackerova poluempirijska formula za vezivnu energiju i masu jezgra

Razmotrimo sada, kako se pomoću modela kapi može dobiti formula koja izražava vezu između energije veze i mase jezgra preko masenog broja A i naelektrisanja Z .

Ranije je pokazano da je u prvoj aproksimaciji energija veze proporcionalna masenom broju A . Uvedimo koeficijent proporcionalnosti α i napišimo vezu u obliku

$$\Delta W = \alpha A$$

U ovom zapisu se pretpostavlja da su svi nukleoni u jezgru ravnopravni. U suštini to nije tačno, pošto su nukleoni na površini jezgra u naročitom položaju, jer su pod dejstvom privlačnih sila samo sa jedne (unutrašnje) strane. Energija veze mora biti manja od αA za veličinu koja je proporcionalna površini kapi (površinski napon):

$$\Delta W = \alpha A - \beta A^{2/3}$$

gde je β koeficijent proporcionalnosti.

Dalje, potrebno je uračunati kulonovsko odbijanje protona, koje takodje mora biti proporcionalno sa Z^2 (Kulonova sila nije sila zasićenja i svaki od Z protona interaguje sa preostalim $Z-1$, tako da je $Z(Z-1) \sim Z^2$), i obrnuto proporcionalno sa $r \propto A^{1/3}$. Ovo takodje umanjuje energiju veze te je sada

$$\Delta W = \alpha A - \beta A^{2/3} - \gamma \frac{Z^2}{A^{1/3}}$$

gde je γ koeficijent proporcionalnosti.

Konačno, formula treba da odražava opaženu tendenciju simetrije u gradnji jezgara. Ta simetrija se jasno vidi kod lakih jezgara, koja se kao po pravilu sastoje od jednakog broja protona i neutrona. To znači da su jezgra za $Z=A/2$ stabilnija te imaju veću energiju veze. Odstupanje od $Z=A/2$ na bilo koju stranu dovodi do smanjenja energije veze i mora biti uračunato u formuli članom oblika $\frac{(\frac{A}{2}-Z)^2}{A}$ (ϵ je koeficijent proporcionalnosti), sa znakom minus. Član $\frac{(\frac{A}{2}-Z)^2}{A}$ ne može biti objašnjen pomoću modela kapi. On se pojavljuje zato što neutron i proton imaju spin $1/2$ i podvrgavaju se Paulijevom principu. Kako je poznato iz atomske fizike, Paulijev princip zabranjuje interakciju između identičnih čestica sa spinom $1/2$ u nekim stanjima. Zahvaljujući tome, srednja interakcija između dva različita nukleona je veća nego između dva ekvivalentna. Znači, pri zadanom A , sistem obrazovan od jednakog broja protona i neutrona ($Z=N$) je energetski pogodniji od ($Z \neq N$).

Uračunavajući efekat simetrije, formula za energije veze dobija oblik

$$\Delta W = \alpha A - \beta A^{2/3} - \gamma \frac{Z^2}{A^{1/3}} - \varepsilon \frac{(\frac{A}{2} - Z)^2}{A} \quad (2.1.4)$$

Pošto se masa jezgra izražava preko vezivne energije relacijom $\Delta W = Zm_p + (A - Z)m_n - M(A, Z)$ onda formula (2.1.4) omogućuje računanje mase jezgra

$$M(A, Z) = Zm_p + (A - Z)m_n - \alpha A + \beta A^{2/3} + \gamma \frac{Z^2}{A^{1/3}} + \varepsilon \frac{(\frac{A}{2} - Z)^2}{A} \quad (2.1.5)$$

Koeficijenti α , β , γ i ε se nalaze poredjenjem sa eksperimentalnim podacima (procedura se naziva fitovanje). Pri tome koeficijent γ može biti određen neposrednim računanjem elektrostatičke energije uzajamnog odbijanja Z protona u jezgru. Račun načinjen pod pretpostavkom ravnomerne raspodele naelektrisanja $+Ze$ u sferi radijusa R daje

$$\gamma \frac{Z^2}{A^{1/3}} = \frac{3}{5} \frac{(Ze)^2}{R} \quad (2.1.6)$$

odakle iz poznatog R može biti nadjen koeficijent γ :

$$\gamma = \frac{3}{5} \frac{e^2}{r_0}$$

Koeficijent ε se može odrediti iz odnosa koji povezuju A i Z stabilnih jezgara, koje pri istom A imaju najmanju masu. Taj izraz se dobija, ako se diferencira izraz (2.1.5) po Z i za konstantno A se nadje nula $\left(\frac{\partial M}{\partial Z}\right)_A = 0$. Pri takvom diferenciranju koeficijenti α i β nestaju iz daljeg računa i

koeficijent ε se može naći analizirajući nekoliko stabilnih jezgara. Koeficijenti α i β se nalaze neposrednim poredjenjem sa poznatim masama atoma.

Kao rezultat, nadjene su sledeće vrednosti koeficijenata α, β, γ i ε

$$\alpha = 15.75 \text{ MeV}, \beta = 17.8 \text{ MeV}, \gamma = 0.71 \text{ MeV}, \varepsilon = 94.8 \text{ MeV} \quad (2.1.7)$$

Formula (2.1.5) sa koeficijentima (2.1.7), dobro reprodukuje vrednosti masa atoma sa neparnim A . Pri tome, dovoljno tačne vrednosti mase dobijaju se ne samo za stabilna nego i za radioaktivna jezgra. Medjutim, za jezgra sa parnim A , formula (2.1.5) ne daje dobre vrednosti.

Već je ranije pomenuto u Sekciji 1.3 da se sva jezgra mogu podeliti u tri grupe prema stabilnosti. Prvu grupu čine najstabilnija parno –parno jezgra, druga grupa sadrži manje stabilna parno-neparna i neparno-parna jezgra (sa neparnim masenim brojem A). Konačno u trećoj grupi su neparno-neparna jezgra, koja su skoro po pravilu nestabilna (poznata su samo 4 stabilna neparno-neparna jezgra: 2_1H , 7_3Li , ${}^{10}_5B$ i ${}^{14}_7N$).

U vezi sa tim, masa atomskog jezgra sa datim masenim brojem $A=2n+1$ se prevodi iz prve u treću grupu promenom Z za 1 (i obratno) skokovito, a ne ravnomerno. Takav karakter promene mase jezgra sa promenom Z nije predviđen formulom (2.1.5), te ona, za parno-parna jezgra daje veću masu, a za neparno-neparna manju. Da bi formula davala korektne vrednosti mase svih jezgara, potrebno je uvesti još jedan dodatni član δ , koji je jednak

$$\delta = \begin{cases} +|\delta| & \text{za parno – parna jezgra} \\ 0 & \text{za jezgra sa neparnim } A \\ -|\delta| & \text{za neparno – neparna jezgra} \end{cases} \quad (2.1.8)$$

Poredjenjem sa poznatim vrednostima masa parno parnih jezgara dobija se za veličinu δ

$$|\delta| = 34 A^{-3/4} \text{ MeV} \quad (2.1.9)$$

Formule sa δ članom su sada

$$\Delta W = \alpha A - \beta A^{2/3} - \gamma \frac{Z^2}{A^{1/3}} - \varepsilon \frac{(\frac{A}{2} - Z)^2}{A} + \delta \quad (2.1.10)$$

i

$$M(A, Z) = Zm_p + (A - Z)m_n - \alpha A + \beta A^{2/3} + \gamma \frac{Z^2}{A^{1/3}} + \varepsilon \frac{(\frac{A}{2} - Z)^2}{A} - \delta \quad (2.1.11)$$

koje sadrže i član δ daju dobre vrednosti za energiju veze i mase za jezgra i sa neparnim i sa parnim A.

Objašnjenje člana δ u okviru modela kapi nije moguće. Njegova pojava je u vezi sa postojanjem spinova nukleona od čije orijentacije zavisi intenzitet nuklearne interakcije, i posledično, i energije veze i mase jezgra (Sekcije 1.3.4 i 2.5).

2.1.2. Primenljivost modela tečne kapi

Zajedno sa koeficijentima (2.1.7-9) formula (2.1.10) se može iskoristiti za računanje $\Delta W(A, Z)$ iz poznatih A i Z sa greškom, koja ne prevazilazi 10-20 %. Relativna greška za $A \sim 100$ je oko 10^{-2} . Slično, možemo koristiti formulu (2.1.11) da izračunamo masu bilo kog jezgra sa poznatim vrednostima A , Z , m_p i m_n ; greška u ovom slučaju ne prevazilazi 10^{-4} .

Tako visoka tačnost je upadljiva, s obzirom na činjenicu da se dobija kao rezultat računanja koje se svodi na algebarsko sumiranje nekoliko velikih brojeva. Na primer za $A=100$, imamo $\alpha A \sim 1600$ MeV, $\beta A^{2/3} \sim 400$ MeV, $\gamma Z/A^{1/3} \sim 300$ MeV.

Mnoge druge karakteristike atomskih jezgara nabrojane u Tabelama 2 i 3 se mogu izračunati pomoću poluemipirijske formule, jer se izražavaju preko $\Delta W(A, Z)$. Može se npr., proceniti

$$\varepsilon_n(A, Z) = \Delta W(A, Z) - \Delta W(A-1, Z) \quad (2.1.12)$$

$$\varepsilon_p(A, Z) = \Delta W(A, Z) - \Delta W(A-1, Z-1) \quad (2.1.13)$$

$$\varepsilon_{2n}(A, Z) = \Delta W(A, Z) - \Delta W(A-2, Z) \quad (2.1.14)$$

gde je $A-Z$ parno;

$$\varepsilon_{2p}(A, Z) = \Delta W(A, Z) - \Delta W(A-2, Z-2) \quad (2.1.15)$$

gde je Z parno;

$$P_n(A, Z) = \Delta W(A, Z) + \Delta W(A-2, Z) - 2\Delta W(A-1, Z) = 2\varepsilon_n - \varepsilon_{2n} \quad (2.1.16)$$

gde je $A-Z$ parno; i

$$P_p(A, Z) = \Delta W(A, Z) + \Delta W(A-2, Z-2) - 2\Delta W(A-1, Z-1) = 2\varepsilon_p - \varepsilon_{2p} \quad (2.1.17)$$

gde je Z parno.

Prirodno, relativna greška vrednosti ε_n i ε_p i drugih gorepomenutih parametara, od kojih su neki mala razlika imedju velikih brojeva, je mnogo veća nego greška računanja ΔW . Medjutim, možemo koristiti Levijeve formule (*narrow-band formulas*) za Z i N da izračunamo ΔW (ukupan broj parametara u ovim formulama je 81) sa greškom od 0.5 do 1 MeV, i da tako dobijemo vrednosti ε_p i ε_n unutar 10 - 20 %.

Kako je energija alfa raspada,

$$E_{\alpha} = \{M(A, Z) - M(A - 4, Z - 2) - M({}_2^4\text{He})\}c^2 = \Delta W(A - 4, Z - 2) + \Delta W({}_2^4\text{He}) - \Delta W(A, Z)$$

takodje izražena preko $\Delta W(A, Z)$, poluempirijska formula se može koristiti za analizu nekih opštih zakona alfa raspada (Sekcija 3.2).

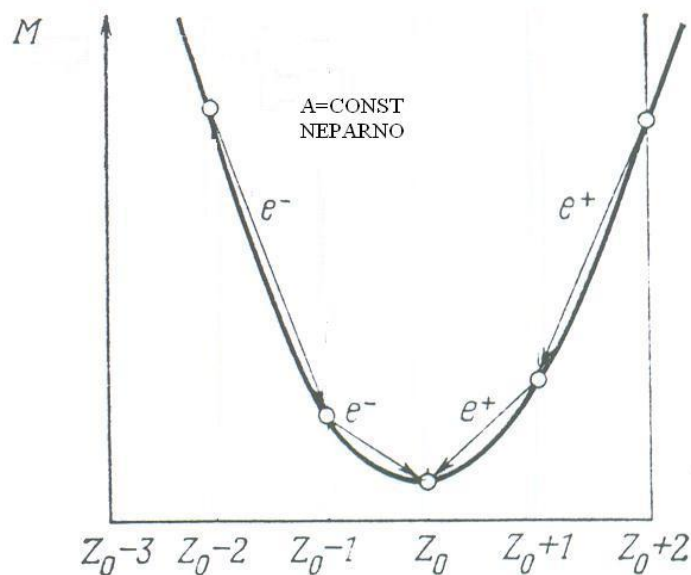
Kolektivna priroda kretanja čestica u nestišljivom fluidu mora da vodi do površinskih oscilacija oblika kapi (bez promene zapremine). Najprostije su kvadripolne i oktopolne oscilacije. U slučaju kvadripolnih oscilacija, pobudjena kap dobija oblik elipsoida, dok u oktopolnim oscilacijama postaje kruškastog oblika. Energija oscilovanja je

$$E = n\hbar\omega \quad (2.1.18)$$

gde je $n=1,2,3,\dots$ i , $\hbar\omega$ je kvant oktopola ili kvadripola. Kako se kvadripolni kvant karakteriše spinom i parnošću 2^+ , a odgovarajuće vrednosti za oktopolni kvant su 3^- , vrednost $n=1$ odgovara nuklearnim nivoima sa parametrima 2^+ i 3^- , što je zaista i primećeno kod nekih parno-parnih jezgara. Prva ekscitovana stanja parno-parnih jezgara takodje uključuju bliske nivoe sa parametrima 0^+ , 2^+ i 4^+ , koji se mogu pridružiti kvadripolnim oscilacijama za $n=2$. Medjutim, kvantitativno slaganje izmedju opaženih frekvencija oscilacija i energetskih nivoa nije nadjeno (vidi sekciju 2.4).

Model tečne kapi jezgra dovodi do semikvantitativne teorije fisije (Sekcija 2.4). Ovaj model se takodje može iskoristiti za dobijanje veze izmedju A i Z za β stabilna jezgra. Formula (2.1.11) daje zavisnost mase jezgra M_{nuc} od njegovog naelektrisanja pri konstantnom A (Slika 58). Ta zavisnost ima parabolični oblik. Kao što je već ranije pokazano, najstabilnija jezgra imaju najmanju masu i njihovo Z_0 se može naći metodom odredjivanja minimuma krive. Diferencirajući izraz (2.1.11) po Z , pri konstantnom A , i uzevši da je izvod jednak nuli, dobija se formula:

$$Z = \frac{A}{1.98 + 0.015A^{2/3}} \quad (2.1.19)$$

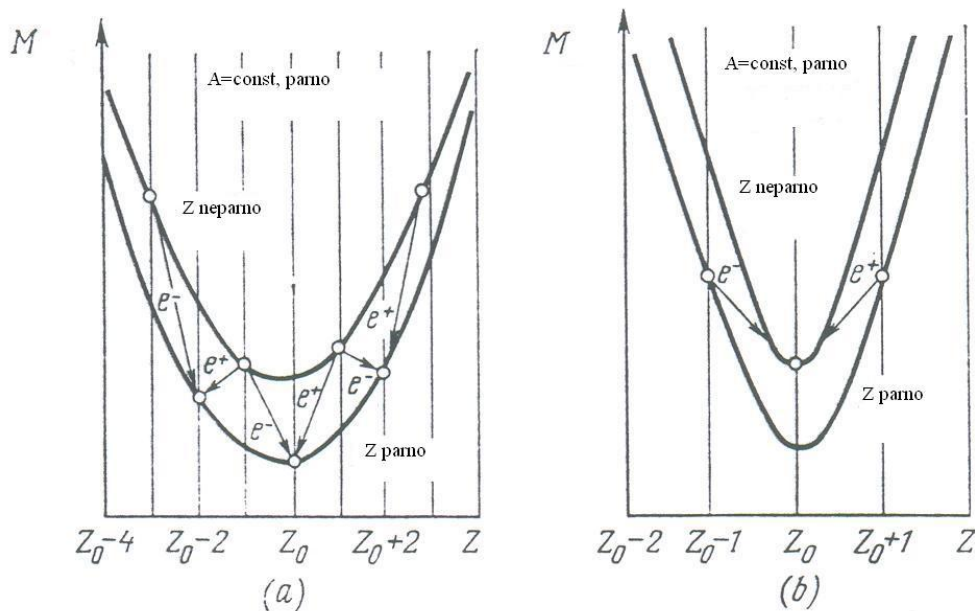


Slika 58

koja omogućuje računanje Z_0 , β stabilnog izobara pri datom A . Poredjenje ove formule sa eksperimentom pokazuje da ona daje tačne vrednosti za Z_0 koje se od pravih razlikuju za $\Delta Z = \pm 1$.

Ako je A neparno, onda je $\delta = 0$ i funkcija $M(Z)$ je jednoznačna, i uopšte govoreći, svakom A odgovara samo jedno određeno Z_0 određenog stabilnog izobara. Jezgro izobar sa $Z=Z_0+1$ je na desnoj grani parabole, i ima veću vrednost mase, i ako su uslovi (2.19) ispunjeni, transformiše se putem β^+ raspada u stabilni izobar $Z = Z_0$. Jezgro izobar sa $Z=Z_0-1$ je na levoj grani parabole i takodje ima veću masu; ako je zadovoljen uslov 1.2.19 transformisaće se u jezgro sa $Z=Z_0$ emitujući elektron. Slično je i sa jezgrima (A, Z_0+2) i (A, Z_0-2) koja se transformišu u jezgra (A, Z_0+1) i (A, Z_0-1) i td.

Za parno A , funkcija $M(Z)$ je dvoznačna jer član δ ima različite vrednosti za parno-parna i neparno-neparna jezgra. Zato se zavisnost $M(Z)$ pri konstantnom A opisuje dvema parabolama, koje se nalaze jedna iznad druge. (Slika 59a). Niža parabola odgovara stabilnijim jezgrima sa parnim Z , a gornja- manje stabilnim jezgrima sa sa neparnim Z . Sa slike 59a vidi se da se susedna jezgra iste parabole razlikuju za dve jedinice na Z skali i da nekoliko (do tri) stabilna izobara mogu postojati za parno-parna jezgra. Ovo je u vezi sa energetsom nemogućnošću prelaza izmedju jezgra sa Z_0+2 (ili Z_0-2) u jezgro sa Z_0+1 (ili Z_0-1) ili nemogućnošću (ili vrlo malom verovatnoćom) dvostrukog β raspada sa direktnim prelazom sa Z_0+2 (ili Z_0-2) na Z_0 .



Slika 59

Nasuprot tome, kako svako jezgro gornje parabole ima odgovarajuće lakše jezgro na donjoj paraboli koje se razlikuje za ± 1 , sva neparno-neparna jezgra moraju biti nestabilna; izuzeci su samo četiri jezgra pomenuta ranije, ^2H , ^6Li , ^{10}B i ^{14}N .

Ovo potiče od činjenice da su jezgra izobari raspoređena po parabolama u ovom slučaju u skladu sa dijagramom na Slici 59b. Očigledno, parno-parni izobari moraju biti nestabilni u ovom slučaju. Primer ove vrste su parno-parna jezgra ^{14}C i ^{14}O , koja leže iznad neparno-neparnog jezgra ^{14}N .

Model tečne kapi se može iskoristiti za računanje energije beta raspada

$$E_\beta = \{M(A, Z) - M(A, Z + 1) - m_e\}c^2 = (m_n - m_p - m_e)c^2 + \Delta W(A, Z + 1) - \Delta W(A, Z) \quad (2.1.20)$$

2.1.3. Hipotetička supergusta jezgra

Model jezgra, zasnovan na konceptu nuklearnog fluida dozvoljava u principu daleku analogiju sa običnom kapljicom. Posebno, mogu se pretpostaviti fazni prelazi nuklearnog fluida u drugo stanje, kao i u uobičajenoj tečnosti.

Fazni prelazi u uobičajenoj tečnosti (recimo vodi) se dešavaju usled promene temperature ili pritiska. Dobro je poznato da voda i led imaju različite gustine i da se karakterišu raznim vezivnim silama između molekula. Slično, može se pretpostaviti da kao rezultat kompresije, nuklearni fluid može u principu da predje iz jedne faze u drugu sa različitom gustinom i vezivnom energijom.

Mehanizam faznog prelaza u nuklearnim fluidima je prvo predložen od strane Migdala 1971. godine, koji je razmatrao polarizaciju nuklearnog medijuma pod dejstvom π mezonskog polja. Polarizacija medijuma dovodi do novog mehanizma interakcije između piona, tj.,

promene ekscitacije medijuma. Glavni tip ovih ekscitacija su nisko energetske ekscitacije, kao nukleonske šupljine u Fermijevom punjenju (kao i Δ rezonante šupljine).

Zakon disperzije za π mezone u medijumu se može zapisati kao

$$\omega^2 = k^2 + m_\pi^2 + \Pi(\omega, k), \quad (2.1.21)$$

gde je $\Pi(\omega, k)$ operator polarizacije, koji uključuje sve polarizacije medijuma (u vakuumu $\Pi(\omega, k) = 0$ i $\omega^2 = k^2 + m_\pi^2$, tj. jednačina 2.1.21 se transformiše u jednačinu kretanja π mezona).

Analiza jednačine 2.1.21. pokazuje da kada gustinu nukleona ρ predje neku kritičnu vrednost ρ_{cr} , pionski spektar može dobiti dodatnu granu sa $\omega^2 < 0$, što daje rešenje tipa $\psi \sim e^{\gamma t}$ gde je $\gamma > 0$. Tako, nuklearna materija sa gustinom $\rho > \rho_{cr}$ mora biti nestabilna u odnosu na stvaranje $\pi^{0,\pm}$ mezona. Ovo se grafički može interpretirati kao raspad protona u neutron i π^+ mezon sa $l=1$, ili raspad neutrona na sličan način:

$$p \rightarrow n + \pi^+, \quad n \rightarrow p + \pi^-. \quad (2.1.22)$$

Kako su oba procesa praćena preokretanjem spina i izospina, možemo govoriti o propagiranju spin-izospinskog talasa u nuklearnoj materiji.

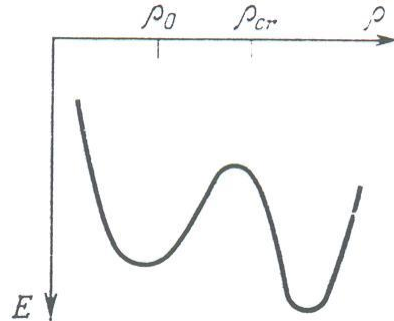
Detaljno istraživanje je pokazalo da jenukleon-nukleon interakcija opisana gore privlačnog tipa i jačina raste sa opadanjem rastojanja između nukleona, tj., sa porastom gustine nuklearne materije. Ako ovo privlačenje nadjača odbijanje nukleona na malim rastojanjima, energija nuklearnog sistema počinje da opada i novo fazno stanje nuklearne materije, koje je stabilno sa energetske tačke gledišta i ima periodičnu spin strukturu, može se pojaviti u principu. Ovo stanje se naziva supergusto.

Drugi, novi koncept je blisko povezan sa idejom supergustog jezgra. Dobro je poznato da su π mezoni, bozoni. Oдавde, nestabilnost superguste nuklearne materije u odnosu na kreiranje π mezona mora voditi do njihovog nagomilavanja u stanju, koje je povoljnije sa energetskog stanovišta, to bi bila pion kondenzacija. Interakcija pionskog kondenzata sa nuklearnom materijom dovodi do promene jednačine stanja nuklearne materije. Oдавde je vrlo važno studirati osobine pionskog kondenzata tj., π - π interakciju u nuklearnoj materiji. Inicijalni eksperimentalni podaci za konstrukciju pionskog kondenzata u nuklearnoj materiji su parametri π - π rasejanja u vakumu, koji se mogu dobiti studiranjem reakcija tipa $\pi + N \rightarrow \pi + \pi + N$.

Uloga π kondenzata u formiranju superguste faze nuklearne materije se može vizuelizirati pomoću slike 60. Prvi pik na ovoj slici odgovara običnoj nuklearnoj materiji sa gustinom ρ_0 . Porastom gustine, energija rapidno raste usled odbijanja na malim rastojanjima. Medjutim, ako gustina poraste preko kritične vrednosti ρ_{cr} , rezultujući pionski kondenzat čini nuklearnu materiju kompresibilnom. Počev od $\rho = \rho_{cr}$ porast energije sa gustinom postaje sporiji

(tačka refleksije) i onda počne daopada. Kreiranje π mezona i dalji porast energije će se nastaviti dok ne nadjača odbijanje mnogo čestica između π mezona. Kao rezultat, kriva energije dostiže novi pik koji odgovara supergustom stanju sa $\rho > \rho_0$.

Teorijska računanja masa novog tipa jezgara indiciraju dve mogućnosti: (a) postojanje supergustih jezgara sa $Z \approx N$ i vrednošću A sličnom običnim jezgrima; (b) postojanje neutronske jezgre sa $N \gg Z$ i $A > 10^4$ (na primer $Z=100$ i $A=10^4$).

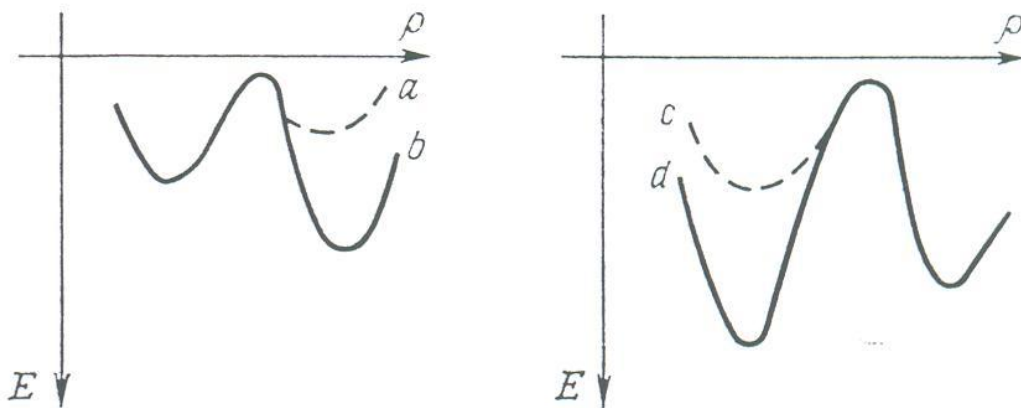


Slika 60

Trenutno, tačnost računanja nije dovoljno velika da bi se odredila kritična gustina ρ_{cr} . Ova vrednost leži u intervalu

$$0.6\rho_0 < \rho_{cr} < 2\rho_0$$

drugim rečima, ne možemo odbaciti mogućnost da je obična nuklearna materija u svom supergustom stanju.



Slika 61

Energija supergustog stanja može biti veća ili manja od energije normalnog stanja. Odavde, u principu, moguće su četiri verzije zavisnosti energije od gustine, od kojih svaka ima

neke svoje karakteristike (Slika 61). Tako, na primer, ako je $\rho_0 < \rho_{cr}$, (što je mnogo verovatnije nego obrnuto), supergusta jezgra moraju biti nestabilna u odnosu na prelaz u normalno stanje ako je slučaj (a); za slučaj (b) jezgra će biti stabilna.

Načinjeni su eksperimenti radi otkrića supergustih jezgara. Ideja iza ovih eksperimenata je da se jezgra bombarduju teškim jonima koji su ubrzani do relativističkih energija. U trenutku sudara, očekuje se jaka kondenzacija jezgra (usled preklapanja jezgara, i usled dodatnog efekta koji potiče od udarnog talasa koji se mora pojaviti ako je brzina veća od $v \approx 0.2c$ što je brzina zvuka u nuklearnoj materiji). Takvi eksperimenti su obavljani na Berkliju korišćenjem Ar jona ubrzanih do $E=1.62$ GeV/nukleon. Predloženo je da se supergusta jezgra identifikuju preko njihovog anormalno velikog impulsa i da se registruju leksanskim detektorom. Eksperimenti nisu dali pozitivne rezultate.

U drugim eksperimentima načinjeni su pokušaji opažanja uzmaknutog rasejanja protona sa energijama $T_p=800$ MeV od supergustih jezgara (analogno rasejanju alfa čestica u Raderfordovom eksperimentu). Ovi eksperimenti su doveli do vrednosti od 10^{-8} za gornju granicu koncentracije supergustih jezgara.

Takodje, pokušani su eksperimenti detektovanja supergustih jezgara iz anomalno velike vrednosti ϵ_n pripajanja neutrona. Tako, ako je $\epsilon_n > 140$ MeV, reakcija zahvata neutrona može biti praćena kreacijom π^0 mezona koji se lako može detektovati iz gama raspada sa energijom od 70 MeV ($\pi \rightarrow 2\gamma$). Ovi eksperimenti su takodje bili neuspešni.

Pretpostavka da nuklearna materija ima supergustu fazu zahteva dalju evaluaciju modela tečne kapi. Posebno, da bi se smanjila čvrstoća jezgra sa gustinom, mora se uvesti član tipa $\epsilon_\pi(\rho)A$ u semiempirijsku formulu za vezivnu energiju da bi se uračunala energija pionskog kondenzata. Zavisnost ovog člana od gustine je inverzna u odnosu na član $\epsilon_n(\rho)A$.

2.2. Modeli nezavisnih čestica

2.2.1. Nedostaci modela tečne kapi

U prethodnoj sekciji opisali smo neka postignuća modela jezgra tečne kapi. Ovaj model daje sasvim dobru predstavu o masi, energiji veze i drugim parametrima jezgra, i dovodi do energetske uslova za alfa i beta raspad. Ovaj model se može koristiti za dobijanje ispravne kvalitativne ideje o raspodeli, spinu u parnosti nekoliko prvih nivoa parno-parnih jezgara, da se konstruiše kvalitativna teorija fisije i dr.

Medjutim, čak i u oblasti koju pokriva, ovaj model nije sasvim konzistentan. Pomenuli smo u Sekciji 2.1.1 da nije moguće dobiti poluempirijsku formulu za energiju veze i masu jezgra samo pomoću modela tečne kapi. Nadjeno je da formula sa tri člana zasnovana na analogiji između nuklearne materije i tečne kapi ne opisuje tačno zavisnost mase jezgra od naelektrisanja Z i masenog broja A . Nužno je uvesti četvrti član koji uzima u obzir simetriju, i peti član (δ član) koji ima različit oblik za parne i neparne nukleone u jezgru. Uvodjenje ovih članova u poluempirijsku formulu indicira odstupanje od modela tečne kapi.

Model tečne kapi ne može da da' kvantitativne podatke o pobudjenim stanjima jezgra. Pokušaj da se podudare frekvencije površinskih talasa tečne kapi nuklearne materije sa položajem nuklearnih nivoa nije uspeo. Model takodje neuspeva da opiše osnovnu osobinu fisije, tj., njenu asimetriju.

Pored ovoga, postoji čitav niz problema koje su van modela tečne kapi. Oni uključuju individualne karakteristike osnovnih i pobudjenih stanja jezgra (vezivne energije, spin, magnetske momente i parnost), neke osobine alfa i beta raspada, obilnost raznih jezgara u prirodi, položaje izomernih jezgara u odnosu na druga jezgra i dr.

Nadjeno je da osobine nabrojane ovde, kao i neke druge, imaju specifičnu zavisnost od broja nukleona u jezgru, tj., periodičnost promene. Tako, na primer, kao što jepokazano u Sekciji 1.5, sva parno-parno jezgra u osnovnom stanju imaju nulti spin i magnetski momenat i veliku vezivnu energiju. Specifična uloga magičnih brojeva nukleona (2,8,20,50,82 i 126) je pomenuta u Sekciji 1.3. Eksperimenti su pokazali da su jezgra sa takvim brojem protona ili neutrona (magična jezgra) posebno stabilna (vidi sekciju 2.3 za detalje). Dvostruko magična jezgra koja imaju magični broj protona i magični broj neutrona (na primer, ${}^4_2\text{He}^2$, ${}^{16}_8\text{He}^8$, ${}^{40}_{20}\text{Ca}^{20}$, ${}^{208}_{82}\text{Pb}^{126}$) su najstabilnija.

Periodičnost u promeni osobina jezgara sa brojem nukleona podseća na promene osobina atoma sa brojem elektrona. Slično magičnim jezgrima, atomi koji sadrže izvestan broj elektrona (2,10, 18, 36, 54 i 86) pokazuju posebne osobine (inertni gasovi).

Moderni model atoma je zasnovan na pretpostavci da se elektroni kreću nezavisno u centralnom potencijalnom polju. Odavde, možemo pretpostaviti da se gorepomenuta periodičnost osobina jezgara takodje može objasniti modelom nezavisnih čestica, iako se ideja korišćenja takvog modela za opisivanje osobina jezgra koje se sastoji iz jako interagujućih nukleona, čini kontraverznom na prvi pogled.

Na dalje ćemo razmatrati dva modela nezavisnih čestica: najprostiji model nuklearnog Fermi gasa i komplikovaniji model ljuski (shell model). Problem primenjivosti modela nezavisnih čestica na jezgro će biti diskutovan istovremeno sa razmatranjem samih modela i njihovih varijanti.

2.2.2. Nuklearni Fermijev gas

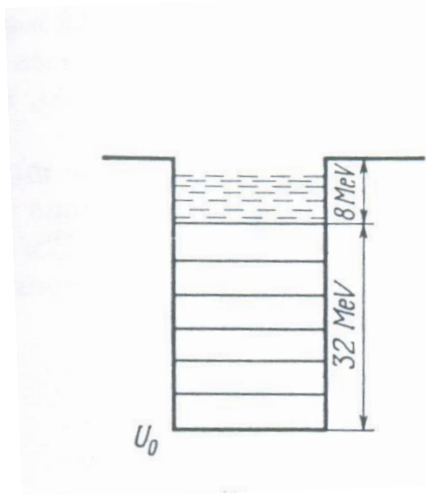
Model Fermi gasa je najprostiji model nezavisnih čestica. Umesto kompleksne slike superpozicije pojedinih nukleon-nukleon interakcija, ovaj model razmatra kretanje neinteragujućih nukleona u polju usrednjene potencijalne jame širine $R=r_0A^{1/3}$. Dubina jame U_0 koja sadrži sve nukleone u okviru radijusa R, se može naći iz sledećih jednostavnih argumenata. Osnovno stanje jezgra odgovara najnižem stanju Fermi gasa na apsolutnoj nuli, kada su sva najniža stanja popunjena nukleonima (degenerisani Fermijev gas). Ukupan broj nukleona je

$$N = \int_0^{p_{\max}} \frac{dN}{dp} dp \quad (2.2.1)$$

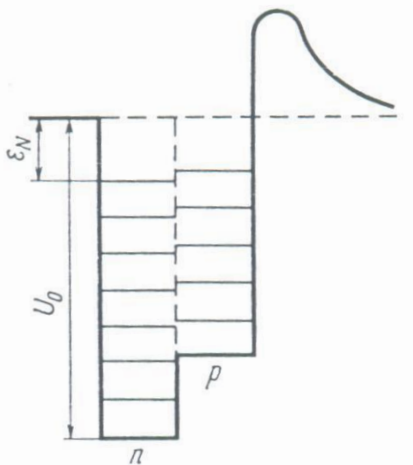
gde je

$$\frac{dN}{dp} = 2 \frac{4\pi p^2 V}{(2\pi\hbar)^3}$$

gustina stanja u Fermijevoj statistici (p je impuls neutrona, $V=4\pi R^3/3=4\pi r_0 A/3$ je zapremina jezgra, p_{\max} je maksimalni impuls neutrona u toku punjenja stanja; faktor 2 uzima u obzir dva usmerenja spina).



Slika 62



Slika 63

Kao rezultat integracije dobija se

$$N = \frac{V p_{\max}^3}{3\pi^2 \hbar^3} \quad (2.2.2)$$

Za simetrična jezgra sa $N=A/2$ i

$$p_{\max} = \sqrt[3]{\frac{9}{8} \pi} \frac{\hbar}{r_0} \quad (2.2.3)$$

Ovo daje sledeću vrednost za maksimalnu kinetičku energiju neutrona:

$$T_{\max} = \frac{p_{\max}^2}{2m_n} = 32 \text{ MeV} \quad (2.2.4)$$

Kako je srednja energija veze neutrona u jezgru 8 MeV, dubina potencijalne jame je $U_0=32+8=40$ MeV (Slika 62). Protonska jama simetričnog jezgra ima identične parametre (pretpostavlja se da se Kulonovo odbijanje protona može zanemariti za simetrična, tj., laka jezgra).

Ako je jezgro nesimetrično ($N>Z$), onda je

$$T_{\max}^{(n)} > T_{\max}^{(p)} \quad \text{i} \quad U_0^{(n)} > U_0^{(p)}$$

pošto dodatno Kulonovo odbijanje postoji između protona (Slika 63, vidi također slike 11 i 12 i objašnjenje u tekstu). Lako se može pokazati da je srednja energija nukleona u jezgru

$$\bar{T}_N = \int_0^{T_{\max}} T \frac{dN}{dT} dT \cong 20 \text{ MeV}$$

Vrednosti U_0 i \bar{T}_N se slažu sa analognim rezultatima dobijenim iz drugačijih pretpostavki. Tako, model nezavisnih čestica neočekivano daje razuman opis atomskog jezgra, koje je sa druge strane slično tečnosti kao i gasu.

Dualna priroda atomskog jezgra se čini kontradiktornom, jer se degenerisani Fermijev gas znatno razlikuje od Fermijevog gasa na apsolutnoj nuli. U prvom slučaju $T_{\max} \approx V_0$, tj., stanje nukleona se ne menja kao rezultat sudara sa drugim nukleonima (Sekcija 2.3.2 za detalje) i oni se ponašaju kao nezavisne čestice. U drugom slučaju $V_0 \approx 10^3 T_{\max}$, tj., zamrznute čestice običnog gasa su vezane relativno mnogo jače i odavde na apsolutnoj nuli običan gas pokazuje osobine kondenzovanog medijuma.

Opseg primenljivosti modela Fermijevog gasa nije vrlo širok. Ovaj model se može primeniti za kvalitativno objašnjenje efekta simetrije i saturacije, kao i osobina jezgara asociranih sa raspodelom impulsa nukleona u jezgru. Ovo je vrlo važno za razmatranje procesa čije karakteristike zavise od unutrašnjeg kretanja nukleona. Na primer takav proces je kreacija π -mezona kao rezultat interakcije između nukleona i jezgra. Prag ove reakcije je znatno niži ako se spoljašnji nukleon koji se sudara sa nukleonom kreće prema njemu.

2.3. Model ljuski

Kao što je pomenuto u Sekcijama 1.3 i 1.7, jezgra koja imaju magični broj nukleona (2,8,20,50, 82 i 126) imaju anormalno veliku vezivnu energiju (tj., naročito su stabilna) i nulti električni kvadripolni momenat (sfernosimetrična su). Ova periodičnost osobina jezgara, koja je slična periodičnoj promeni osobina atoma, dovodi do verovanja u pretpostavku da jezgra imaju strukturu ljuski, kao i atomi.

Odgovarajući model jezgra se naziva model ljuski (shell model). Pre opisa modela ljuski, podsetimo se i sistematizujemo činjenice koje najbolje opisuju specijalne osobine jezgara sa magičnim brojem nukleona. Ovim činjenicama dodaćemo još neke empirijske rezultate.

2.3.1. Eksperimentalna osnova modela ljuski

2.3.1.a Regularnost promene energije veze

Postojanje specijalno stabilnih jezgara se može oceniti na osnovu energije veze. Stabilna jezgra imaju najveću energiju veze. Dodatni nukleoni moraju da budu slabije vezani (energija pripajanja nukleona je mala).

Razmotrimo niz jezgara 1_1H , 2_1H , 3_2He , 4_2He gde se svako od njih dobija dodavanjem nukleona prethodnom jezgru. Vezivna energija dodatog nukleona ovim jezgrima (prva tri jezgra) je 2.2, 5.5 i 20.6 MeV, tj., raste rapidno za zadnje jezgro.

Medjutim, ako se ovo nastavi i doda jedan nukleon (proton ili neutron) jezgru 4_2He , njegova vezivna energija će biti negativna u oba slučaja i rezultujuća jezgra (5_3Li , ili 5_2He) su nestabilna. Jezgro, 4_2He sa dva protona i dva neutrona (dvostruko magično jezgro) je specijalno stabilno. Ovaj zaključak se potvrđuje činjenicom da se jezgra 4_2He emituju u radioaktivnom raspadu (alfa čestice).

Teže je verifikovati posebnu stabilnost jezgara sa 8, 20, 50, 82 ili 126 čestica, jer su sva jezgra sa parnim brojem protona i neutrona stabilnija nego jezgra sa neparnim masenim brojem ili jezgra sa neparnim brojem protona i neutrona. Medjutim, ako se poredjenje ograniči samo na parno-parno jezgra, posebna stabilnost jezgra sa magičnim brojem nukleona postaje vidljiva.

Pored toga, visoka stabilnost se manifestuje u opadanju (za faktor 10 do 100) u efikasnom preseku zahvata neutrona na ovim jezgrima

2.3.1.b. Obilnost izotopa

Specijalna stabilnost jezgara sa magičnim brojem nukleona takodje dovodi do njihove veće obilnosti u prirodi. Razmotrimo neke primere.

1. Poslednje stabilno jezgro sa $Z=N$ je dvostruko magično jezgro ${}^{40}_{20}Ca$. Njegov sadržaj u prirodnoj smeši kalcijumovih izotopa je 97 %. Prethodno jezgro sa $Z=N$, (${}^{36}_{18}Ar$) ima relativnu obilnost 0.3 %, dok se sledeće ${}^{44}_{22}Ti$ uopšte ne nalazi u prirodi.

2. U srednjeno uzev, oko tri ili četiri izotona sa datim parnim N se nalazi u prirodi. Njihov broj, medjutim raste do pet, (${}^{36}_{16}S$, ${}^{37}_{17}Cl$, ${}^{38}_{18}Ar$, ${}^{39}_{19}K$, ${}^{40}_{20}Ca$) za $N=20$, na šest za $N=50$, i na sedam za $N=82$.

3. Medju raznim izotopima datog elementa, najobilniji je onaj sa srednjom vrednošću mase. Izuzeci se opažaju za izotope sa $N=50$ i $N=82$ (${}^{138}_{56}Ba$, ${}^{138}_{57}La$, ${}^{88}_{38}Sr$, ${}^{140}_{58}Ce$).

4. Kalaj, ${}_{56}Sn$ ima najveći broj stabilnih izotopa (deset) od čega tri imaju neparno A .

2.3.1.c Regularnosti alfa i beta raspada

1. Dobro je poznato da se sve tri radioaktivne serije, koje postoje u prirodi, završavaju sa ${}_{82}Pb$. Jezgra koja se nalaze u prirodi sa $Z \leq 82$, su kao po pravilu, stabilna.

2. Prema semiempirijskoj formuli, energija emitovanih alfa čestica mora rasti sa porastom Z . Eksperimenti pokazuju daje izuzetak od ovog pravila jezgro polonijuma ($Z=84$), koje emituje alfa česticu veće energije nego jezgra koja slede iza polonijuma.

3. Dva izotopa polonijuma ^{210}Po i ^{212}Po emituju dugodometne alfa čestice. Generalno, alfa čestice sa najvećom energijom (u poredjenju sa susednim jezgrima) se emituju od jezgra sa $N=128$, $Z=84$ i $N=84$ koja se transformišu u jezgra sa $N=126$, $Z=82$ i $N=82$, respektivno. Na primerotkrivena je aktivnost izotopa neodijuma ^{144}Nd iz sredine periodnog sistema ($Z=60$). Poluživot ^{144}Nd je određena kao $5 \cdot 10^{15}$ godina, a energija alfa čestica je 1.8 MeV.

4. Slično, najveća energija beta raspada je otkrivena u beta prelazima ka magičnim jezgrima, dok beta čestice emitovane od strane magičnih jezgara imaju najmanju energiju.

Kao primer razmotrimo niz beta transformacija $^{87}_{36}\text{Kr} \xrightarrow{\beta^-} ^{87}_{37}\text{Rb} \xrightarrow{\beta^-} ^{87}_{38}\text{Sr}$; prvi raspad oslobadja energiju $\Delta E_{\beta}=3.6$ MeV, a drugi $\Delta E_{\beta}=0.27$ MeV.

5. Dvostrukomagično jezgro ^{16}O je konačno jezgro dva kaskadna procesa emisije zakasnelih nukleona



U oba slučaja beta raspad dovodi do formiranja pobudjenih magičnih jezgara ^{17}O i ^{17}F koje sadrže $N_{\text{mag}}+1=9$ neutrona i $Z_{\text{mag}}+1=9$ protona, resp. Energija odvajanja devetog nukleona u ovim jezgrima je tako niska da je manja od energije ekscitacije. Ovo dovodi do emisije nukleona sa kašnjenjem koje je jednako poluživotu prethodnog beta prelaza:

$$T_{1/2}^{(n)} = T_{1/2}^{(\beta^-)}, \quad T_{1/2}^{(p)} = T_{1/2}^{(\beta^+)}$$

2.3.2. Konstrukcija modela ljuski

Pomenuli smo da se fenomeni nabrojani ispred, ne mogu objasniti u okviru modela tečne kapi koji je zasnovan na pretpostavci jake interakcije između čestica u jezgru.

Magični brojevi ukazuju na postojanje neke interne strukture u jezgru i regularne raspodele čestica po energetskim nivoima ili orbitama na način identičan raspodeli atomskih elektrona. Može se pretpostaviti da skup čestica na jednom energetskom nivou ili nekoliko bliskih nivoa grade nuklearnu ljusku, čije postepeno popunjavanje dovodi do formiranja specijalno stabilnih jezgara (analogno formiranju inertnih gasova koje je rezultat popunjavanja atomskih ljuski).

2.3.2.a. Principi konstrukcije modela ljuski

Periodni sistem elemenata, prvobitno predložen od strane Mendeljejeva, se zasniva na specifičnoj prirodi interakcije elektrona sa jezgrom. Postoji centralno Kulonovo

privlačenje (centralna sila u atomu), a elektroni koji se kreću u ovom polju slabo interaguju međusobno. Atomski nivoi se popunjavaju elektronima u skladu sa Paulijevim principom zabrane (isključenja).

Na prvi pogled, čini se nemogućim konstruisati model ljuski za jezgro. Dva od tri uslova za postavljanje takvog modela nisu zadovoljena za nukleone u atomskom jezgru. Za razliku od atoma, jezgro nema izolovani centar sile, i nukleoni (za razliku od elektrona) su jako interagujuće čestice.

Koncentracija nukleona u jezgru je $n \approx 10^{38}$ nukleona/cm³ dok je presek interakcije nukleona na energiji 25 MeV (srednja energija kretanja nukleona u jezgru) $\sigma = 0.3 \cdot 10^{-24}$ cm². Odavde je srednji slobodni put nukleona u jezgru

$$\bar{\lambda} = 1/n\sigma \approx 0.3 \cdot 10^{-13} \text{ cm} \quad (2.3.3)$$

i manji je od radijusa jezgra. Odavde je besmisleno govoriti o nekom regularnom (orbitalnom) kretanju nukleona u jezgru. Međutim, nadjeno je da jaka interakcija između nukleona i kratki domet interakcije dozvoljavaju da konstruišemo sferosimetrični potencijal u čijem se polju nukleoni kreću nezavisno jedan od drugog.

Visoki intenzitet i mali radijus interakcije između nukleona se može opisati uskom (oko 10^{-13} cm) i dubokom (oko 30 MeV) potencijalnom jamom za koju se kao prva aproksimacija može pretpostaviti da je pravougaona.

U atomskom jezgru, nukleoni se kreću brzo u odnosu na druge nukleone na rastojanjima uporedivim sa širinom potencijalne jame. Odavde, interakcija nukleona sa jezgrom se može opisati pomoću srednjeg polja koje je nezavisno od vremena i koje je predstavljeno ukupnim potencijalnom jamom formiranom kao superpozicija nekoliko spojenih nukleonskih jama. Usled bliskosti nukleona i malog dometa nuklearne interakcije srednji potencijal mora biti skoro uniforman (ne treba da se menja puno) unutar jezgra i mora brzo da padne na nulu na granicama jezgra. Kako je jezgro sfernog oblika, potencijal mora biti sferno simetričan.

Prema kvantnoj mehanici, nukleoni koji se kreću u ovom potencijalu mogu biti u različitim stanjima. Kompletno popunjavanje svih nižih nivoa odgovara osnovnom stanju. Sudar između dva nukleona dovodi do preraspodele energije između njih, i jedan od nukleona mora izgubiti deo energije i preći na niži nivo. Međutim ovo nije moguće jer su svi niži nivoi popunjeni i ni jedan dodatni nukleon se tu više ne može smestiti prema Paulijevom principu isključenja. Tako, srednji slobodni put između dva sudara nukleona mora biti mnogo veći nego što bi se očekivalo, i mi možemo pretpostaviti da nukleoni u jezgru praktično ne interaguju međusobno.

Sada imamo sve pretpostavke za konstrukciju modela ljuski; neinteragujuće čestice, neutrone i protone koji imaju polucelobrojni spin i poštuju Paulijev princip, koji se kreću u sferosimetričnom potencijalu. U prvoj aproksimaciji, potencijal je isti za protone i neutrone, jer Kulonovo odbijanje između protona postaje značajno samo kod težih jezgara. Ovaj zaključak je potvrđen identičnim vrednostima magičnih brojeva za protone i neutrone. Usled sferne

simetrije, orbitalni angularni momenat l je integral kretanja i ima iste vrednosti energije u svim $2l + 1$ orijentacijama l (usled izotropnosti polja). U skladu sa Paulijevim principom $2(2l+1)$ nukleona datog tipa se može smestiti u energetsom nivou (faktor 2 se pojavljuje zbog dve orijentacije spina). Tako postaje moguće konstruisati nuklearni model u kome su nukleoni raspoređeni na definisan način u energetskim ljuskama.

Najprostija verzija modela ljuski je jednočestični model za jezgra sa neparnim masenim brojem A . U ovom modelu, pretpostavlja se da svi nukleoni sa izuzetkom poslednjeg nesparnog, grade sferosimetrično unutrašnje jezgro sa nultim angularnim momentom i magnetskim momentom, i da su sve osnovne osobine jezgra određene jednim poslednjim nesparnim nukleonom. U komplikovanijim verzijama modela ljuski, kompletna ljuska se uzima kao neutralno jezgro, i interakcija između svih preostalih nukleona se uzima u obzir.

2.3.2.b Specifične šeme modela ljuski

Da bi se odredio položaj nivoa čestica, izvesni parametri se specificiraju za potencijalnu jamu: širina jame se uzima da je jednaka dijametru jezgra i dubina se određuje iz uslova da je vezivna energija neutrona u jezgru približno 8 MeV (parametri potencijalne jame se ne menjaju bitno sa promenom vrednosti A). Rešavanjem Šredingerove jednačine za čestice u takvoj potencijalnoj jami dobijamo niz svojstvenih vrednosti i odgovarajuće svojstvene funkcije, koje opisuju razna stanja čestica u ovoj potencijalnoj jami.

Pravougaona jama se može koristiti da se opiše potencijal u prvoj aproksimaciji. Rešenje Šredingerove jednačine u ovom slučaju daje sledeći niz stanja (Tabela 5). Ovde su stanja (nivoi) uređeni po rastućem redu i karakterišu se glavnim kvantnim brojem n (koji određuje broj čvorova talasne funkcije) i orbitalnim kvantnim brojem l . Prema Paulijevom principu isključenja, svaki nivo može da primi $N=2(2l+1)$ nukleona svakog tipa (protona i neutrona).

Tabela 5

Stanje	1s	1p	<u>2s</u> <u>1d</u>	<u>1f</u> <u>2p</u>	<u>1g</u> <u>2d</u> <u>3s</u>	<u>1h</u> <u>2f</u> <u>3p</u>
l	0	1	0 2	3 1	4 2 0	5 3 1
$N=2(2l+1)$	2	6	2 10	14 6	18 10 2	22 14 6
ΣN	2	8	10 20	34 40	58 68 70	92 106 112

Kako se oblik potencijalne jame menja, nivoi se pomeraju duž energetske skale (ponekada pomeranje remeti niz nivoa) i kombinuju se gradeći energetske bliske grupe, a razdvojene velikim razmacima od ostalih susednih grupa. Grupe bliskih energetskih nivoa se mogu uporediti sa nuklearnim ljuskama. U korektnom modelu, ukupan broj ΣN se mora poklapati sa magičnim brojem. Veliki energetske razmak između ljuski čini magična jezgra posebno stabilnim i dodavanje sledećeg nukleona takvom jezgru je teško.

Najprirodnija promena oblika pravougaone potencijalne jame, koja njen oblik vodi bliže realnom potencijalu, je zaobljena jama na krajevima. Računanja pokazuju da ova operacija ne menja niz nivoa, ali kombinuje sledeća stanja u grupe: 2s i 1d; 1f i 2p; 1g, 2d i 3s; 1h, 2f, i 3p

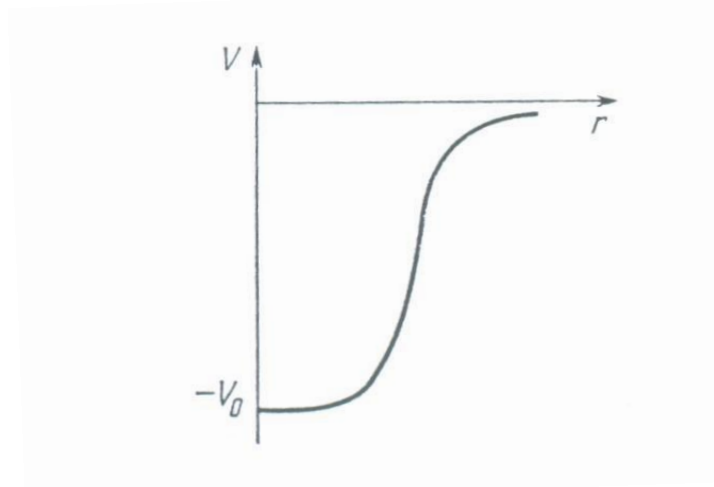
(ove grupe su prikazane u Tabeli 5. Tako, ljuske iz pravougaone jame sa zaobljenim krajevima su popunjene sa 2,8,20, 40, 70 i 112 nukleona. Poredjenje sa magičnim brojevima (2,8, 20,50,82 i 126) pokazuje da ova šema daje korektnne vrednosti samoza prva tri magična broja.

Radikalnija promena oblika potencijalne jame dovodi do korektnih vrednosti za sve magične brojeve, iako odgovarajući model ne objašnjava druge eksperimentalne podatke.

Model predložen 1949. od strane G. Mazer i Jensena, koji uzima u obzir i spin orbit sprezanje, se pokazao kao najuspešniji. U ovom modelu, samousaglašeni potencijal ima formu

$$V(r) + U(r)\vec{s} \cdot \vec{l} \quad (2.3.4)$$

gde je $V(r)$ potencijal tipa Saxon-Woodsa, tj., ima oblik potencijalne jame sa ravnim dnom i lagano raste prema krajevima (Slika 64), ili potencijal tipa harmonijskog oscilatora, i $U(r) \propto (1/r)\partial V/\partial r$. Energetska stanja sa datim l pretpostavljaju dve vrednosti zavisno od medjusobne orijentacije spina s i orbitalnog momenta impulsa l , paralelna orijentacija odgovara manjoj energiji (tj., veća energija interakcije). Tako, opaža se cepanje nivoa sa datim l u dva podnivoa sa datim $i=l\pm 1/2$. Umesto jednog np stanja, imamo dva stanja $np_{3/2}$ i $np_{1/2}$, umesto jednog nd stanja imamo $nd_{5/2}$ i $nd_{3/2}$ i td., tako da stanje sa većim i ima nižu energiju. Ovo cepanje je malo za male vrednosti l , raste sa l (kao $2l+1$ približno) i postaje tako značajno za $l \geq 4$ da dva podnivoa ($l+1/2$ i $l-1/2$) odvajaju u dve različite ljuske.



Slika 64

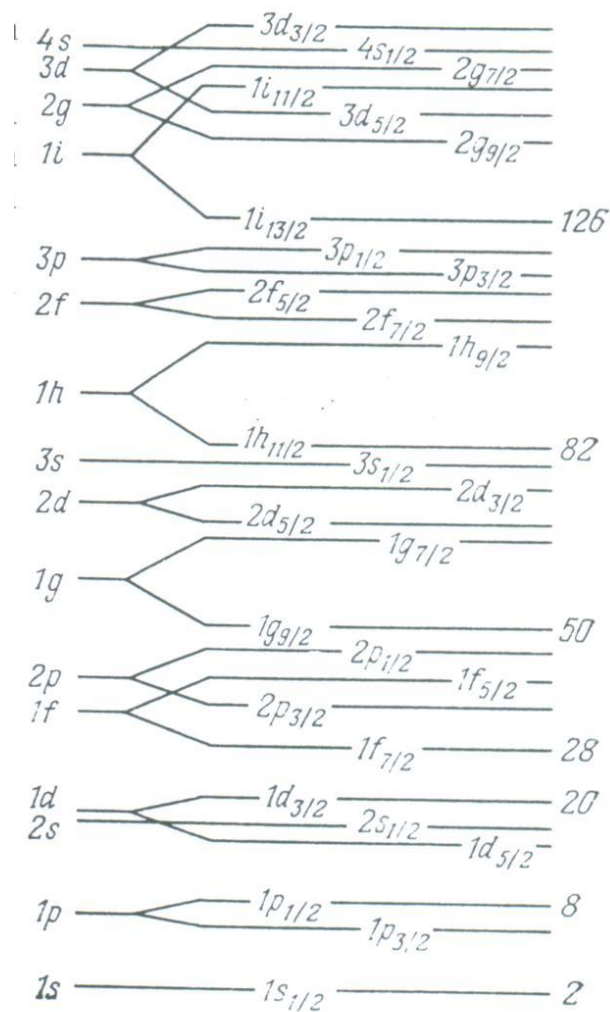
Slika 65 pokazuje cepanje i odgovarajuću redistribuciju nivoa najprostijeg (jednočestičnog) modela ljuski. Tabela 6 predstavlja raspodelu stanje preko ljuski, uzimajući u obzir spin orbit pomeraj, zauzetost svakog stanja $m=2i+1$ i broj N koji karakteriše popunjenu ljusku. Može se videti iz ove Tabele da su sve ljuske popunjene sa eksperimentalnim vrednostima magičnih brojeva.

Raspodela jezgara po ljuskama se obavlja poredjenjem broja nukleona koje ona sadrže i vrednosti spinova sa brojem zauzetosti i veličinom l koja karakteriše dato stanje. Sledeće pretpostavke, koje su potvrđene eksperimentalno, su učinjene u ovom slučaju (neke od pretpostavki su navedene u Sekciji 1.5.5).

Tabela 6

LJUSKA	STANJE	$m = 2l + 1$	$N = \sum m$
I	$1s_{1/2}$	2	2
II	$1p_{3/2}1p_{1/2}$	$4 + 2 = 6$	8
III	$1d_{5/2}2s_{1/2}1d_{3/2}$	$6 + 2 + 4 = 12$	20
IV	$1f_{7/2}2p_{3/2}1f_{5/2}2p_{1/2}1g_{9/2}$	$8 + 4 + 6 + 2 + 10 = 30$	50
V	$1g_{7/2}2d_{5/2}2d_{3/2}3s_{1/2}1h_{11/2}$	$8 + 6 + 4 + 2 + 12 = 32$	82
VI	$1h_{9/2}2f_{7/2}2f_{5/2}3p_{3/2}3p_{1/2}1i_{13/2}$	$10 + 8 + 6 + 4 + 2 + 14 = 44$	126

1. Ukupni ugaoni moment sistema koji se sastoji od parnog broja protona i parnog broja neutrona je jednak nuli.
2. Ukupan ugaoni moment sistema koji se sastoji od neparnog broja nukelona je određen ugaonim momentom $i = s + l$ nesparenog nukleona.
3. Ukupan ugaoni moment neparno-neparnog sistema čiji su nespareni nukleoni u identičnim stanjima je dvostruki ugaoni moment nukleona.
4. Energija nivoa (sa datim n) raste sa l .
5. Energija spin orbit interakcije koja odgovara paralelnoj orijentaciji l i s je viša u odnosu na antiparalelnu orijentaciju.



Slika 65

Korektnost pripisivanja stanja jezgru se proverava računanjem magnetskog momenta i poredjenjem ove vrednosti sa eksperimentalnim podacima. Magnetski momenat jezgra koje ima jedan nukleon viška u odnosu na popunjenu ljusku se računa formulama (1.5.43 i 1.5.44) koje daju dobro slaganje sa eksperimentima. Za druga (laka) jezgra, magnetski momenat se računa uzimanjem u obzir doprinosa svih nukleona pored onih u popunjenoj ljusci. (Sekcija 1.5.5) i dobra slaganja se dobijaju sa eksperimentalnim podacima.

Tabela 7

JEZGRO	SPIN	STANJE	μ_{exp}	μ_{theor}
n	1/2	$1s_{1/2}$	-1.91	—
p	1/2	$1s_{1/2}$	+2.79	—
${}^2_1\text{H}$	1	$(1s_{1/2})^2$	+0.86	+0.88
${}^3_1\text{H}$	1/2	$(1s_{1/2})^3$	+2.98	+2.79
${}^3_2\text{He}$	1/2	$(1s_{1/2})^3$	-2.13	-1.91
${}^4_2\text{He}$	0	$(1s_{1/2})^4$	0	0

Ježgra koja pripadaju prvoj ljusci su nabrojana u Tabeli 7. Nukleoni u ovim ježgrima zauzimaju isto stanje $1s_{1/2}$ koje je potpuno popunjeno poslednjim nukleonom u ${}^4_2\text{He}$ (za $i=1/2$, $2i+1=2$, tj., dva protona i dva neutrona popunjavaju ovo stanje).

Popunjavanje druge ljuske počinje dodatnim, petim nukleonom. Kao što je pomenuto u sekciji 2.3.1a, ježgra ${}^5\text{He}$ i ${}^5\text{Li}$ su nestabilna. Ježgro ${}^6\text{Li}$ se sreće u prirodi, ali je njegova pozicija u klasifikaciji nivoa određene neregularnostima u popunjavanju ljuski (slično opaženoj neregularnosti pri popunjavanju elektronskih ljuski) i ne razmatra se ovde (vidi sekciju 2.4.1). Preostala ježgra u drugoj ljusci (osim ${}^{11}\text{B}$ za koje računanje daje dvosmisleni rezultat) su nabrojana u Tabeli 8.

Tabela 8

JEZGRO	SPIN	STANJE	μ_{exp}	μ_{theor}
${}^7_3\text{Li}$	3/2	$(1s_{1/2})^4 (1p_{3/2})^3$	3.26	3.07
${}^9_4\text{Be}$	3/2	$(1s_{1/2})^4 (1p_{3/2})^5$	-1.18	-1.14
${}^{10}_5\text{B}$	3	$(1s_{1/2})^4 (1p_{3/2})^6$	1.80	1.88
${}^{12}_6\text{C}$	0	$(1s_{1/2})^4 (1p_{3/2})^8$	0	0
${}^{13}_6\text{C}$	1/2	$(1s_{1/2})^4 (1p_{3/2})^8 1p_{1/2}$	0.70	0.64
${}^{14}_7\text{N}$	1	$(1s_{1/2})^4 (1p_{3/2})^8 (1p_{1/2})^2$	-0.40	-0.40
${}^{15}_7\text{N}$	1/2	$(1s_{1/2})^4 (1p_{3/2})^8 (1p_{1/2})^3$	-0.28	-0.24
${}^{16}_8\text{O}$	0	$(1s_{1/2})^4 (1p_{3/2})^8 (1p_{1/2})^4$	0	0

Može se videti iz ove tabele da je spin prva četiri jezgra, koja se grade popunjavanjem $1p_{3/2}$, zaista umnožak od $3/2$ (ili jednak nuli) kao i što se očekuje iz pravila pomenutih ispred. Spin poslednja četiri jezgra je umnožak od $1/2$ (ili jednak nuli), jer ova jezgra nastaju popunjavanjem stanja $1p_{1/2}$. Pored toga, kao i u slučaju prve ljuskemože se zapaziti, dobro slaganje između μ_{exp} i μ_{teor} .

Slično se može predstaviti i za jezgra u ljusci broj 3. Međutim, računanje μ_{teor} postaje teže pošto jezgra postaju komplikovanija. Štaviše, može se reći da model ljuski ne protivureči eksperimentalnim podacima za veće brojeve zauzetosti. Tako na primer, poznato je da među jezgrima koja sadrže $28 < N < 50$ nukleona jednog tipa, nema ni jednog jezgra sa spinom $I=7/2$; jezgra pete ljuske nemaju ni jedno jezgro spina $I=9/2$ i td. Ali jezgro $^{209}_{83}\text{Bi}$ koje ima jedan proton viška u odnosu na zatvorenu ljusku, zaista ima spin koji odgovara stanju 83 nukleona ($9/2$) i td.

2.3.3. Eksperimentalne posledice modela ljuski i njegova primenljivost

Eksperimentalne vrednosti magičnih brojeva, spinova i magnetskih momenata jezgara (kao i druge karakteristike npr., električni kvadripolni momenat) su korišćene za konstrukciju modela ljuski. Odavde slaganje između eksperimentalnih i teorijskih vrednosti ovih veličina ne može da služi kao kriterijum korektnosti modela. Međutim, neke posledice modela se mogu nezavisno uporediti sa eksperimentom. Ovde se uključuju dva fenomena, koji će se razmatrati u Glavi 3., tj., raspodela izomernih jezgara i selekciona pravila za beta raspad.

Izomeri su jezgra sa metastabilnim energetskim nivoima, tj., nivoima sa velikim vremenom života. Biće pokazano u Sekciji 3.4.3 da je postojanje dugoživećih izomera u vezi sa postojanjem nisko ležećeg pobudjenog stanja jezgra koje se razlikuje znatno od osnovnog stanja po vrednosti ugaonog momenta ($l \geq 4$). Očito je iz Tabele 6 da je velika razlika između ugaonih momenata bliskih stanja na kraju ljuske broj 4 gde se dva stanja razlikuju za $\Delta i = 9/2 - 1/2 = 4$. Odavde, jezgra formirana popunjavanjem stanja $2p_{1/2}$ (tj., koja imaju ovo stanje popunjeno) imaju stanje $1g_{9/2}$ kao najbliže pobudjeno stanje sa kojeg su prelazi jako otežani.

Tako za brojeve zauzetosti $N > 20 + 8 + 6 + 4 = 38$, jezgra moraju da pokazuju izomerne osobine. Ova granica se poklapa sa eksperimentalnim granicama (Slika 127 i Tabela 21). Uslov za postojanje izomernih stanja se održava do kraja ljuske ($N=50$), iako se pojavljuje na prvi pogled da se izomerizam treba pojavljivati samo kod jezgra koja imaju popunjeno stanje $2p_{1/2}$. Ova činjenica se objašnjava alternacijom nivoa $2p_{1/2}$ i $1g_{9/2}$ u toku popunjavanja ljuske broj 4. Slično, može se pokazati da se među jezgrima ljuske broj 5, izomerizam može opaziti posle punjenja prva dva stanja ($N > 50 + 8 + 6 = 64$) pošto se punjenje sledeća tri stanja dešava alternativno i jedno od njih ($1h_{11/2}$) se razlikuje vrlo mnogo.

Drugi zaključak koji se može izvući iz modela ljuski se odnosi na selekciona pravila beta raspada. Biće pokazano u sekciji 3.3 da su selekciona pravila u vezi sa promenom parnosti i spina jezgra u procesu beta raspada. Model ljuski može da predvidi ove promene i odavde prirodu beta raspada (dozvoljen ili zabranjen, obim zabranjenosti, tj., teorijsko vreme srednjeg života τ).

Predviđene vrednosti τ se slažu sa eksperimentalnim vrednostima. Kao primer, razmotrimo dva beta prelaza:



U prvom slučaju, beta raspad se svodi na transformaciju devetog protona u ${}^{17}\text{F}$ jezgru u deveti neutron jezgra ${}^{17}\text{O}$. Prema modelu ljuski, oba ova nukleona su u stanju $1d_{5/2}$. Odavde, prelaz ${}^{17}\text{F} \rightarrow {}^{17}\text{O}$ ne podrazumeva promenu ukupnog orbitalnog ugaonog momenta jezgra koje se transformiše. Usled toga, spin i parnost jezgra takodje ostaju nepromenjeni ($\Delta I=0$, i $P_i/P_f=1$).

Prema teoriji beta raspada (vidi sekciju 3.3) takvi beta prelazi treba da pripadaju dozvoljenim prelazima koji se karakterišu eksperimentalnim parametrom

$$\text{Log}F\tau \cong 3 \approx 5$$

gde je F poznata funkcija energije beta raspada E_{β} , i τ je srednje vreme života beta radioaktivnog jezgra. Eksperimenti potvrđuju ovaj zaključak modela ljuski. Vrednost $(\text{Log}F\tau)_{\text{exp}}$ dobijena eksperimentalno za jezgro ${}^{17}\text{F}$ je 3.66.

U drugom slučaju, 73. neutron koji je u stanju $1h_{11/2}$ u jezgru ${}^{123}\text{Sn}$ se transformiše u 51. proton jezgra ${}^{123}\text{Sb}$ i zauzimaće stanje $1g_{7/2}$. Pri takvom prelazu, ukupni i orbitalni momenti nukleona se menjaju za 2 i 1 respektivno. Odavde jezgra ${}^{123}\text{Sn}$ i ${}^{123}\text{Sb}$ se moraju razlikovati po spinu za 2 i moraju da imaju suprotne parnosti $\Delta I=2$, i $P_i/P_f=-1$. Prema teoriji beta raspada takvi prelazi su zabranjeni. Veličina $(\text{Log}F\tau)$ mora imati vrednost oko 9 za takav prelaz. Eksperimentalna nadjena vrednost za beta raspad ${}^{123}\text{Sn}$ je

$$(\text{Log}F\tau)_{\text{exp}} = 9.1$$

Jednostavni model ljuski korektno predviđa prelaze električnog kvadripolnog momenta kroz nulu (sa promenom znaka) na magičnim brojevima nukleona, ali ne omogućuje izračunavanje ove veličine).

Model ljuski takodje objašnjava zašto se zabranjeni alfa prelazi sreću najčešće u jezgrima sa neparnim masenim brojevima.

Iz opštih razmatranja sledi da verovatnoća formiranja alfa čestice unutar alfa emitujućeg jezgra mora rasti od centra ka periferiji. Odavde se može pretpostaviti da je alfa čestica, emitovana iz jezgra i koja nosi znatnu količinu energije, formirana blizu površine od perifernih nukleona (koji imaju najveću energiju). Kreacija alfa čestica blizu površine neparnih jezgara je manje verovatna nego kod parnih jezgara, jer neparna jezgra imaju jedan periferni nukleon koji se spreže sa nukleonima iz unutrašnje ljuske. Kreacija alfa čestica u jednom neparno-neparnom jezgru koje ima dva periferna nukleona je čak manje verovatna.

Kasnije ćemo razmotriti druge fenomene, koje se također mogu objasniti u okviru modela ljuski.

2.3.4. Nedostaci modela ljuski

Uprkos značajnim uspesima modela ljuski, njegov značaj ne treba precenjivati. Domet primenljivosti ovog modela je vrlo ograničen; može se koristiti za objašnjenje fenomena povezanim sa nekim osobinama sfernih jezgara (uglavnom lakih) u osnovnom stanju i nisko pobudjenim stanjima. Čak i u ovoj uskoj oblasti, opažena su odstupanja između teorijskih i eksperimentalnih podataka.

1. Kada su nivoi u potencijalnoj jami popunjeni nukleonima, izvesna odstupanja su opažena između predviđenih i eksperimentalnih vrednosti spina. Na primer, u modelu ljuski spin jezgra ${}^6\text{Li}$ je određen ugaonim momentom trećeg protona i trećeg neutrona. Oba ova nukleona su u stanju $1p_{3/2}$. Prema pravilima formulisanim u sekciji 2.3.2.b model ljuski predviđa $I_{\text{teor}}=3$ za ${}^6\text{Li}$. Medjutim eksperimentalno opažena vrednost I_{exp} je za ovo jezgro jednaka jedinici.

Slično, jezgro ${}^{19}\text{F}$ sa devetim protonom u stanju $d_{5/2}$ mora imati spin $I=5/2$, ali je eksperimentalna vrednost $I_{\text{exp}}=1/2$. Eksperimentalna vrednost spina ${}^{23}\text{Na}$ je $3/2$, iako je jedanaesti proton ovog jezgra u stanju $1d_{5/2}$ i možemo očekivati vrednost $5/2$ i td. Ovi nedostaci modela se obično prevazilaze tvrdjenjem da popunjavanje nivoa nije regularno (kao što je slučaj sa elektronima u atomskoj fizici). Takvo objašnjenje ne zvuči sasvim uverljivo.

2. Nekoliko parno parnih jezgara koji su na sredini popunjenosti nivoa imaju istaknutu strukturu rotacionih nivoa. Ova eksperimentalna činjenica je u suprotnosti sa modelom zasnovanom na samousaglašenom potencijalu, i jezgrima sa sfernom simetrijom.

3. Model ljuski daje drastično smanjene vrednosti kvadripolnih električnih momenata jezgra koja su na sredini popunjenosti ljuske. Očito, kvadripolni momenat Q jednočestičnog tipa mora biti približno jednak eR^2 gde je R radijus jezgra. Medjutim, eksperimentalne vrednosti Q su 10 do 20 puta veće.

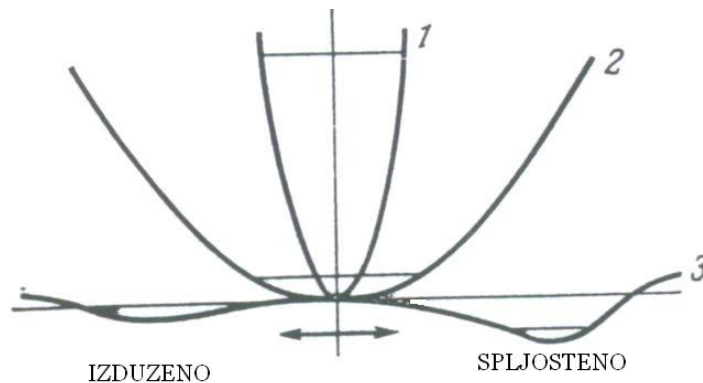
4. Za ista jezgra (na polovini nuklearne ljuske) model predviđa mnogo niže vrednosti verovatnoće $E2$ tipa gama prelaza koji odgovaraju emisiji gama kvanta koji nosi ugaoni momenat $l=2$ u poredjenju sa eksperimentalno opaženim vrednostima.

Razloge za ove nedostatke modela ljuski treba tražiti u pretpostavkama na kojima je model zasnovan. Treba se podsetiti da su načinjene tri sledeće pretpostavke: (1) sferosimetrični potencijal; (2) odsustvo interakcije između nukleona i (3) ispravnost Paulijevog principa za nukleone.

Kako nema osnove sumljati u ispravnost principa isključenja, opažena odstupanja između modela ljuski i eksperimenta treba pripisati narušavanju prvih dveju pretpostavki. Odavde, prirodno je i ekonomično (s obzirom na nove parametre teorije) prevazići nedostatke modela ljuski, uvodeći nesferičnost u interakciji. Model jezgra koji uzima u obzir ova dva faktora se naziva opšti model (generalizovani model) koji se ponekada naziva i kolektivni model.

2.4. Opšti model jezgra

Opšti model jezgra je razvijen u radovima Rainwater, A Bohr i Mottelson, Hill i Wheeler. Ideja iza ovog modela je vrlo jednostavna. Samousaglašeni sferosimetrični potencijal korišćen u modelu ljuski je rezultat uzajamne interakcije između nukleona. Odavde on ne može biti potpuno rigidan niti nepromenljiv i mora zavisiti od kretanja i interakcija pojedinih nukleona. Priroda i intenzitet ove zavisnosti se određuju brojem n nukleona van potpunjenih ljuski.



Slika 66

Za jezgra sa potpunjenim ili skoro potpunjenim ljuskama sferno simetrični potencijal ima veliku stabilnost na perturbacije od strane dodatnih nukleona. Tako, potencijal, a odavde i oblik jezgra ostaju sferno simetrični ako se mali broj nukleona doda takvim jezgrima. Ekscitovana stanja ovih jezgara se određuju jednočestičnim nivoima u sferosimetričnom potencijalu i kvadripolnim oscilacijama oko ravnotežnog sferosimetričnog oblika jezgra.

Velika stabilnost oblika jezgra u odnosu na sferosimetričnu ravnotežu znači da kriva potencijalne energije jezgra raste vrlo strmo sa porastom deformacije (Slika 66, kriva 1). Prvi vibracioni nivo u takvoj potencijalnoj jami odgovara vrlo visokoj ekscitacionoj energiji (u poredjenju sa energijom jednočestičnih stanja).

Kako broj nukleona viška preko potpuno popunjene ljuske raste, efekat individualnog kretanja nukleona na samousaglašeni potencijal postaje sve značajniji. Centrifugalni pritisak usled viška neutrona se stvara na zidovima jezgra. Konsekventno, rigidnost potencijalne jame se smanjuje i ovo dovodi do manje stabilnosti sfernog oblika jezgra i do opadanja energije vibracionih nivoa (Slika 66, kriva 2).

Konačno, za dovoljno veliki broj nukleona u višku, sferosimetrični oblik jezgra postaje nestabilan (kriva 3 na Slici 66), tj., minimum potencijalne energije će odgovarati nesfernom jezgru.

Prema kvantnoj teoriji, nesferno jezgro može da rotira. Odavde, mora da ima rotacioni stepen slobode, tj., spektar rotacionih nivoa. Vibracioni stepeni slobode se zadržavaju u nesfernim jezgrima, ali frekvencija vibracije (energija vibracionih nivoa) opada. Konačno, priroda jednočestičnih nivoa se mora promeniti u nesfernom potencijalu. Tako sistem nivoa u

nesfernom jezgru se određuje kretanjem jedne čestice, kao i kolektivnim kretanjima (rotacije i vibracije) nukleona izvan zatvorene ljuske.

Kako broj nukleona viška raste kolektivne interakcije jačaju i konačno, ova interakcija postaje tako jaka da počinje da utiče na zatvorene ljuske jezgra. Ovaj efekat se može interpretirati kao vrsta plimskog talasa koji prelazi preko zatvorenog dela jezgra pod dejstvom spoljašnjeg rotirajućeg nukleona. U ovom slučaju praktično celo jezgro je deformisano i doživljava jako preuredjenje na energijama 3-20 MeV.

Iz ovoga je jasno da uvođenje nesferičnosti uzimajući u obzir interakciju između nukleona mora dovesti do sledećih rezultata:

1. Jednočestična stanja, koja se razlikuju od stanja opaženih za sferne jame, se moraju pojaviti u nesfernoj potencijalnoj jami.
2. U jezgru sa malim viškom nukleona preko popunjene ljuske, moraju se pojaviti vibracioni nivoi kao rezultat interakcije između viška nukleona i površine jezgra.
3. Moraju se pojaviti rotacioni nivoi u jezgru sa viškom nukleona preko popunjenih ljuski.
4. Moguća je vibracija svih nukleona kao rezultat jake ekscitacije jezgra. Energije ovih oscilacija mogu biti oko 10 MeV.

Razmotrimo sada ove nove stepene slobode jezgra.

2.4.1. Jednočestična stanja u nesferičnoj jami

U nesferičnom polju, ukupan ugaoni moment \mathbf{i} se ne održava, i odavde sledi da je $(2i+1)$ struka degeneracija ukinuta. Međutim, ako je polje aksijalno simetrično, projekcija i_z vektora \mathbf{i} na osu simetrije se održava. Ovo dovodi do dvostruke degeneracije svakog podnivoa sa datom vrednošću $|i_z|$ u skladu sa dvema mogućim projekcijama $+i_z$ i $-i_z$. Tako se nivo \mathbf{i} cepa u $(2i+1)/2$ podnivoa koji su pomereni jedan u odnosu na drugi. Iznos pomeranja zavisi od znaka i od parametra nesferičnosti $\delta = \Delta R/R$ jezgra, koji se može izračunati iz vrednosti njegovog kvadripolnog električnog momenta Q .

Računanje jednočestičnih nivoa u nesferičnim jezgrima je prvi obavio Nilsson koji je koristio potencijalnu jamu oscilatora sa aksijalnom simetrijom i jakim spin orbit sprežanjem:

$$V(r) = \frac{1}{2} M [\omega^2 (x^2 + y^2) + \omega_z^2 z^2] + C \vec{l} \cdot \vec{s} + D \vec{l}^2 \quad (2.4.1)$$

gde su $\omega^2 = \omega_0^2 (1 + 2\delta/3)$; $\omega_z^2 = \omega_0^2 (1 - 4\delta/3)$, C , D i ω_0 su konstante i δ je parametar deformacije.

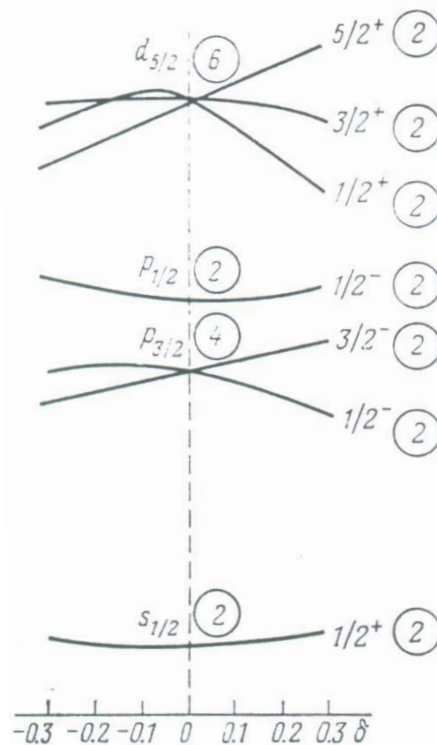
Rezultati računanja su prikazani na slici 67 (za mali broj nivoa i mali δ). Može se videti sa slike da se nivo $p_{3/2}$, na kome se u sfernoj jami ($\delta=0$) može smestiti četiri nukleona, cepa u dva podnivoa za $\delta \neq 0$, što odgovara dvama parovima mogućih projekcija vektora $i=3/2$: $\pm 1/2$ i $\pm 3/2$.

Oba podnivoa imaju negativnu parnost, jer je $l=1$ u stanju p . Dva nukleona se može smestiti u svakom podnivou. Za $\delta>0$ prvo se popunjava podnivo sa $i_z=\pm 1/2$ posle čega se popunjava nivo sa $i_z=\pm 3/2$. Za $\delta<0$ red popunjavanja je obrnut.

Slično, nivo $d_{5/2}$ se cepa u tri podnivoa koji odgovaraju mogućim projekcijama vektora $i=5/2$: $\pm 1/2, \pm 3/2$ i $\pm 5/2$. Svi nivoi imaju pozitivnu parnost ($l=2$). Još jednom u svakom podnivou mogu ići dva nukleona. Popunjavanje nivoa za $\delta>0$ ide po porastu $|i_z|$. Za $\delta<0$ prvo se popunjava stanje $i_z=5/2$, zatim se popunjava $i_z=1/2$ a na kraju $i_z=3/2$.

Nadjimo sada karakteristike koje odvajaju Nilssonovu šemu od modela ljuski za objašnjenje nuklearnog spina. Pomenuto je u prethodnoj sekciji da se spinovi jezgara ${}^6\text{Li}$, ${}^{19}\text{F}$, ${}^{23}\text{Na}$ i dr, ne mogu korektno objasniti modelom ljuski. Sa tačke gledišta Nilssonove šeme, ovaj rezultat se može prirodno objasniti, jer ova jezgra imaju nenulti kvadripolni električni moment Q , tj., nesferična su. Koristićemo Nilssonovu šemu da odredimo spin ovih jezgara.

Poznato je iz eksperimenta da je za ova jezgra $Q>0$, tj., parametar nesferičnosti $\delta=\Delta R/R$ je pozitivan. Odavde moramo posmatrati desnu polovinu Nilssonove šeme za ova jezgra. Jezgro ${}^6\text{Li}$ ima jedan (treći) nesporeni proton i jedan (takodje treći) nesporeni neutron. Oba ova nukleona popunjavaju podnivo sa karakteristikama $1/2^-$, tako da su spin i parnost jezgra ${}^6\text{Li}$ jednaki 1^+ . Ovaj zaključak je u skladu sa eksperimentalnim podacima.



Slika 67.

Spin jezgra ^{19}F se određuje od devetog protona koji je u podljusci $1/2^+$. Odavde, spin i parnost ovog jezgra moraju biti $1/2^+$. Konačno, spin i parnost ^{23}Na su određeni jedanaestim protonom koji je u podnivou $3/2^+$. Zato su spin i parnost ovog jezgra $3/2^+$. Oba ova predviđanja su potvrđena eksperimentima. Spin i parnost ostalih nesferičnih jezgara, kod kojih se popunjavaju viši nivoi (nisu prikazani na Slici 67) se objašnjavaju na sličan način.

2.4.2. Rotaciona stanja

Vrednost spina opažena kod nesferičnog jezgra, koje ima aksijalnu simetriju (rotacioni elipsoid) je projekcija sume ukupnog ugaonog momenta $\Sigma \mathbf{i}$ nukleona na osu simetrije jezgra. Ova projekcija je označena sa \mathbf{K} na slici 48. Ovaj vektor se poklapa sa spinom jezgra u osnovnom stanju, tj. $\mathbf{K}=\mathbf{I}_0$. Za parno-parna jezgra $I_0=K=0$.

Ako je nesferično jezgro u ekscitovanom stanju, njegov spin (i ugaoni momenat) se mogu razlikovati od I_0 , prvo, jer se veličina $\Sigma \mathbf{i}$ a sa tim i vrednost \mathbf{K} se menjaju, i drugo, jer jezgro može da rotira oko ose normalne na osu simetrije. Ako je momenat rotacije jezgra jednak Ω , ukupan ugaoni momenat u ekscitovanom stanju će biti

$$\vec{I} = \vec{K} + \vec{\Omega} \quad (2.4.2)$$

Razmotrićemo ekscitovana stanja rotacionih traka. U ovom slučaju $K=\text{const}$ i energija rotacionih stanja je data sa

$$E_{rot} = \frac{\Omega^2}{2J_{eff}} = \frac{l^2 - K^2}{2J_{eff}} = \frac{\hbar^2}{2J_{eff}} [I(I+1) - K(K+1)] \quad (2.4.3)$$

gde je J_{eff} efektivni momenat inercije,

$$J_{eff} \cong J_0(\Delta R/R)^2 \quad (2.4.4)$$

Ovde je J_0 momenat inercije čvrstog tela u istom obliku kao i jezgro. Ako razmotrimo parno-parno jezgro i prelaz u osnovno stanje ($K=0$), onda je

$$E_{tot} = \hbar^2 I(I+1) / 2J_{eff} \quad (2.4.5)$$

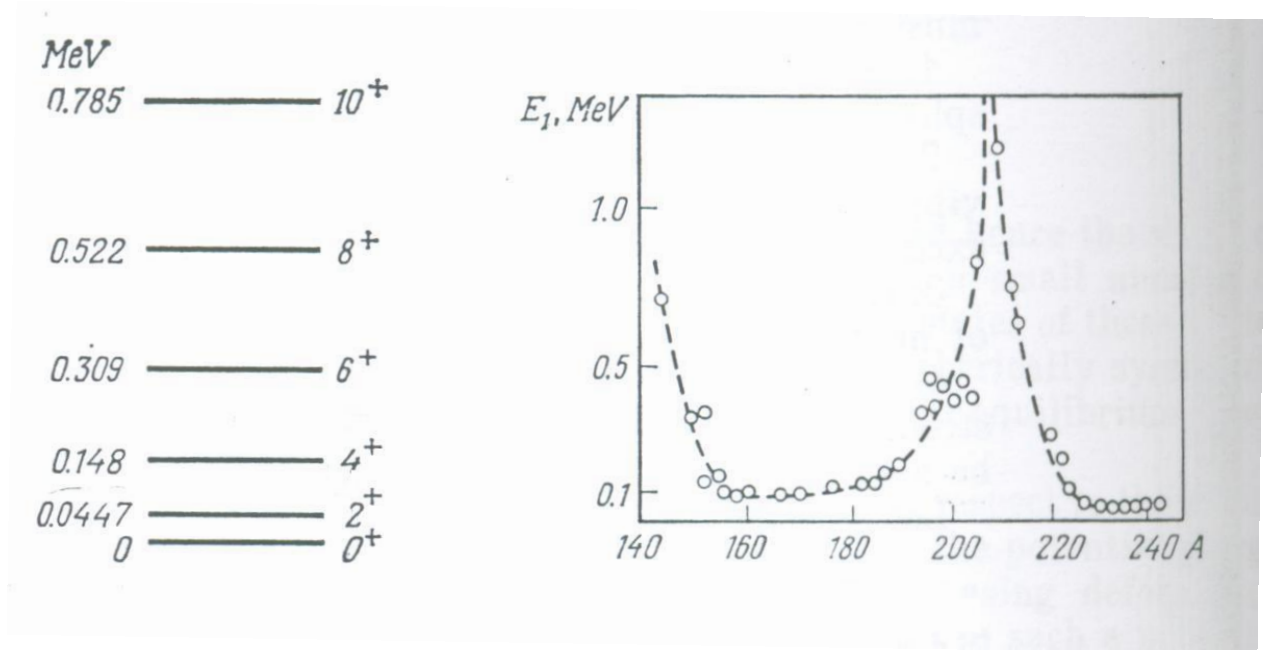
gde I uzima parne vrednosti: $I=0,2,4,6,\dots$ (usled simetrije deformacije u odnosu na ravan normalnu na osu simetrije jezgra). Odavde, energija rotacionih nivoa ima vrednosti

$$E_0 = 0, \quad E_1 = 3\hbar^2 / J_{eff}, \quad E_2 = 10\hbar^2 / J_{eff}, \quad E_3 = 21\hbar^2 / J_{eff}, \quad E_4 = 36\hbar^2 / J_{eff}, \quad E_5 = 55\hbar^2 / J_{eff}$$

Tako je

$$E_1 : E_2 : E_3 : E_4 : E_5 : \dots = 1 : 10/3 : 7 : 12 : 55/3 \quad (2.4.6)$$

Kao primer razmotrimo sistem rotacionih nivoa jezgra ^{238}U (Slika 68). Može se videti sa ove slike da ugaoni momenti i parnosti nivoa tačno odgovaraju nizu rotacionih nivoa $E_1 : E_2 : E_3 : E_4 : E_5 : \dots = 1 : 3.32 : 6.92 : 11.7 : 17.6$ što je gotovo identično predviđanjem u formuli (2.4.6).



Slika 68

Slika 69

Skalaekscitacije energije za prvi rotacioni nivo E_1 je oko 40 -50 keV za teška jezgra ($A \approx 240$) i oko 80-90 keV za jezgra elemenata retkih zemalja ($A=150-160$). Blizu magičnih brojeva $E_1 \rightarrow \infty$, pošto sferna jezgra nemaju rotaciona stanja (Slika 69).

Poredjenjem vrednosti E_1 sa izrazom $E_1 = 3\hbar^2 / J_{eff}$ možemo oceniti efektivni momenat inercije odgovarajućeg jezgra. Obratno, poredjenjem dobijenih vrednosti J_{eff} elipsoidnog jezga sa momentom inercije J_0 čvrstog tela istog oblika, tj poredjenjem

$$J_0 = \frac{2MR^2}{5} \quad J_{eff} = J_0 \left(\frac{\Delta R}{R} \right)^2$$

gde je R srednji radijus elipsoida, možemo naći vrednost parametra deformacije $\delta = \Delta R/R$ jezgra. Poredjenje daje $J_0/J_{eff} \approx 2.5$ dok je $\delta \approx 0.35$. Tako velike vrednosti parametra deformacije nesferičnog jezgra su konzistentne sa vrednostima kvadripolnih momenata i velikom verovatnoćom E2 prelaza.

Pre zaključne analize rotacionih stepeni slobode, možemo pomenuti da se može dobiti bolje slaganje eksperimentalnih i teorijskih vrednosti magnetskih momenata ako se oni računaju preko formule

$$\mu = g_k \vec{K} + g_\Omega \vec{\Omega} \quad (2.4.7)$$

gde su g_k i g_Ω koeficijenti.

2.4.3. Vibracioni nivoi

Za razliku od rotacionih nivoa, koji se pojavljuju usled velikog viška (ili manjka) nukleona u odnosu na popunjenu ljusku, vibracioni (oscilatorni) nivoi se pojavljuju pri relativno malom (do 10) višku ili manjku nukleona. Vibracioni nivoi se karakterišu ekvidistantnim nivoima:

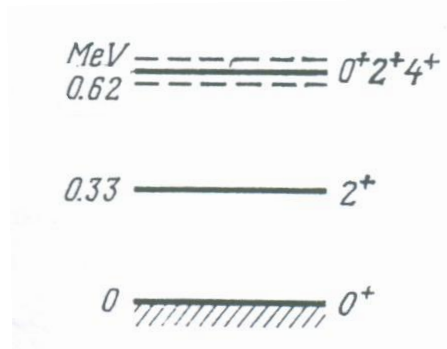
$$E = n\hbar\omega \quad (2.4.8)$$

i definisanim nizom spinova i parnosti. Na primer, kvant najverovatnije kvadripolne oscilacije, ima vrednost spina i parnosti 2^+ . Odavde je prvo pobudjeno oscilatorno stanje ($n=1$) takodje okarakterisano vrednošću 2^+ , drugo stanje odgovara ekscitaciji dva kvanta ($n=2$) i mora biti degenerisani triplet stanja 0^+ , 2^+ , i 4^+ .

Slika 70 prikazuje tipičnu šemu nivoa oscilatornog spektra. Energetska skala ekscitacije za prvi oscilatorni nivo (oko 0.3 MeV) je mala u poredjenju sa rastojanjem izmedju jednočestičnih nivoa. Ovo se može objasniti slabom vezom spoljašnjih nukleona i velikom vrednošću ukupne mase

$$\omega = \sqrt{\frac{k}{Nm_N}} \quad (2.4.9)$$

(ovde je k modul elastičnosti i N je broj nukleona u višku).



Slika 70

2.4.4. Oscilacija svih nukleona u jezgru. Gigantska rezonanca

Gigantska rezonanca raznih multipolnosti, koja se može tretirati kao različiti tipovi oscilacija svih nukleona u jezgru, je najjasnije izražena karakteristika kolektivne ekscitacije jezgra. Glavne osobine gigantske rezonance su sledeće.

1. Gigantska rezonanca je primećena kod mnogih jezgara, tj., ona pokazuje opšte osobine nuklearne materije i nije specifična crta datog jezgra.
2. Položaj gigantske rezonance na energetske skali se glatko menja sa promenom masenog broja A (približno kao $A^{-1/3}$).
3. Širina Γ je velika i reda je nekoliko MeV, i menja se kontinualno sa A .
4. Ove rezonance pokrivaju znatan deo pri energetskom utežnjavanju (energy weighted sum rule EWSR) za razne multipolne prelaze.

Grafička prezentacija gigantske rezonance se može dobiti preko modela tečne kapi i preko modela ljuski. Sa tačke gledišta modela tečne kapi, gigantske rezonance razne multipolnosti su razni tipovi kolektivnog kretanja nukleona u jezgru, npr., ekspanzija i sabijanje jezgra za monopolnu rezonancu, pomeranje svih protona u odnosu na sve neutrone za dipolnu rezonancu itd. Sa tačke gledišta modela ljuski, gigantska rezonanca je jako korelisana čestica-šupljina ekscitacija praćena prelaskom više nukleona iz popunjene ljuske, koja odgovara osnovnom stanju, u višu nepopunjenu ljusku.

Tipovi rezonance (dipolna, kvadripolna i dr) i njena priroda (električna ili magnetska) su određene promenom ugaonog momenta L i parnosti P jezgra. Za električne rezonance, $P_i/P_f=(-1)^L$ dok je za magnetske rezonance $P_i/P_f=(-1)^{L+1}$ (Seksija 3.4 za klasifikaciju γ multipolnosti).

2.4.4.a Dipolne rezonance $E1(1^-)$

Prva gigantska rezonanca je otkrivena 1947., u nuklearnim reakcijama izazvanim gama zračenjem. Za mnoga jezgra, počev od lakih (^{12}C) do teških (^{208}Pb , ^{238}U) otkriven je širok maksimum ($\Gamma=3-10$ MeV) u efikasnom preseku na energiji gama zračenja od $E_\gamma=20-25$ MeV za laka jezgra, 17-19 MeV za srednja jezgra, i 13-15 MeV za teška jezgra. Da bi se objasnila ova rezonanca, predložen je mehanizam prema kome se svi protoni pomeraju u odnosu na sve neutrone. Ovo je zasnovano na činjenici da kada su jezgra ozračena gama kvantima energije 10-20 MeV svi protoni jezgra su u istoj fazi i moraju se kretati u istom smeru pod dejstvom vektora električnog polja \mathbf{E} elektromagnetskog γ kvanta (Slika 71).

Prema modernoj klasifikaciji, ova gigantska rezonanca se naziva izovektorska električna gigantska rezonanca. Naziva se izovektorska jer su neutroni i protoni u antifazi i kao da zamenjuju jedni druge (izospin nukleona se menja za jedinicu $\Delta T=1$). Naziva se električna rezonanca jer se čestice sa spinom naviše i spinom naniže kreću u fazi (spin nukleona se ne menja, $\Delta S=0$).

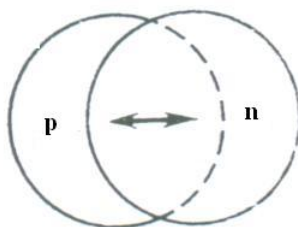
Položaj izovektorske gigantske dipolne rezonance na ekscitacionoj skali W (MeV) za teška jezgra je dat izrazom

$$W = 78 A^{-1/3} \quad (2.4.10)$$

Tačnija aproksimacija, koja je ispravna za široku promenu masenih brojeva, je dvočlana formula

$$W = (31.2 A^{-1/3} + 20.6 A^{-1/6}) \quad (2.4.11)$$

gde se W meri u MeV.



Slika 71

2.4.4.b. Kvadripolna rezonanca $E2(2^+)$

Drugi tip kolektivnog kretanja jezgra kao celine, tj., izoskalarna gigantska kvadripolna rezonanca opažena je 1971. Ova rezonanca je šematski prikazana na slici 72. Term “izoskalar” znači da n i p osciluju u fazi, tj., izospin se ne menja ($\Delta T=0$). Gigantska kvadripolna rezonanca je prvi put opažena u proučavanju elastičnog rasejanja elektrona, i kasnije u eksperimentima rasejanja protona. U ovim eksperimentima, nadjeno je da pored maksimuma koji odgovara gigantskoj dipolnoj rezonanci još jedna rezonanca se ekscituje na nešto nižoj energiji. Posle merenja ugaone raspodele, ova rezonanca je identifikovana kao kvadripolna rezonanca.

Sistematsko proučavanje gigantske kvadripolne rezonance je obavljeno pomoću reakcije neelastičnog rasejanja alfa čestica sa energijom 96 MeV na jezgrima sa $14 \leq A \leq 208$. Za sva ispitivana jezgra, široki maksimum se opaža na ekscitacionoj energiji W (u MeV)

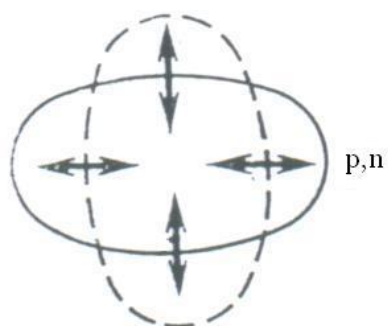
$$W = 63 A^{-1/3} \quad (2.4.12)$$

Ugaona raspodela rasejanih alfa čestica koja odgovara ovom maksimumu je indicirala da je $\Delta L=2$. Širina Γ maksimuma je od 6 MeV za $A=40$ do 3 MeV za $A=208$.

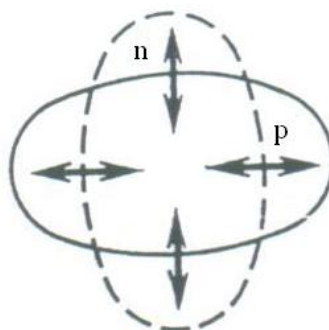
Pored izoskalarne rezonance, gigantska kvadripolna rezonanca izovektorskog tipa je šematski prikazana na slici 73 (protoni i neutroni se kreću u suprotnim fazama). Ova rezonanca se opaža na ekscitacionoj energiji

$$W = 130 A^{-1/3}$$

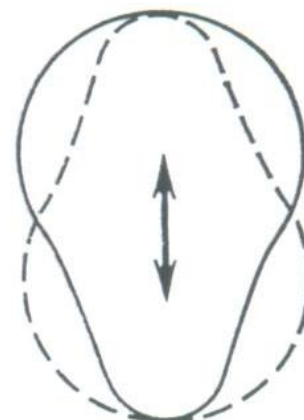
(2.4.13)



Slika 72



Slika 73



Slika 74

2.4.4.c. Oktopolne rezonance E3(3⁻)

U mnogim jezgrima ($66 \leq A \leq 200$), niskoenergetska izoskalarna oktopolna rezonanca 3^- je opažena sa širinom $\Gamma \cong 1-2$ MeV (Slika 74). Ekscitaciona energija W za ovu rezonancu (u MeV) je

$$W = 30 A^{-1/3}$$

(2.4.14)

Postojanje druge izoskalarne oktopolne rezonance u visokoenergetskom regionu je dokazano sa manjom autentičnošću. Vrednost W za ovu rezonancu (u MeV) je

$$W = 110 A^{-1/3}$$

(2.4.15)

sa širinom za nekoliko ispitivanih jezgara $\Gamma \cong 6-7$ MeV.

2.4.4.d. Monopolna rezonanca E0 (0⁺)

Postojanje izoskalarne monopolne rezonance (E0, $\Delta T=0$) na ekscitacionoj energiji (MeV)

$$W = 80 A^{-1/3}$$

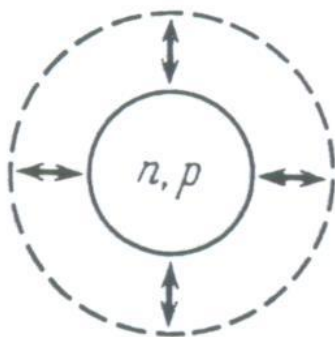
(2.4.16)

je otkriveno 1975. za vreme studija neelastičnog spektra rasejanja deuterona sa energijom 80 MeV na ^{40}Ca , ^{90}Zr i ^{208}Pb i poredjenjem sa spektrom neelastičnog rasejanja alfa čestica na energiji 96 MeV. Postojanje ove rezonance je potvrđeno 1977. u istraživanjima neelastičnog rasejanja alfa čestica na olovu. Ova istraživanja su pokazala da doprinos efikasnom preseku za

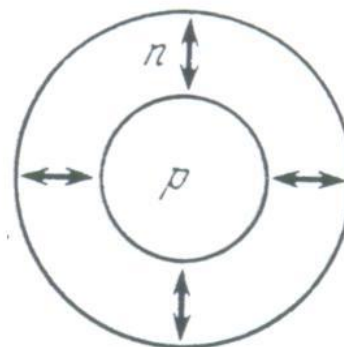
$W=80A^{-1/3}$ MeV i $W=63A^{-1/3}$ MeV (kvadripolna rezonanca) zavisi od ugla rasejanja, indicirajući tako postojanje dva tipa multipolnosti. Kako je reakcija neelastičnog rasejanja alfa čestica malo verovatna pri $\Delta T=1$, novi tip multipolnosti mora biti izoskalar. Slika 75 pokazuje grafičku šemu izoskalarne monopolne rezonance.

Postoje izvesne indikacije koje se odnose na postojanje gigantske izovektorske monopolne rezonance čiji je mehanizam šematski prikazan na slici 76.

S obzirom na transverzalnu prirodu elektromagnetskog zračenja, gama kvanti ne mogu da ekscituju gigantsku monopolnu rezonancu.



Slika 75



Slika 76

2.4.4.e. O mogućnosti ekscitacije gigantske rezonance jonima teških jezgara

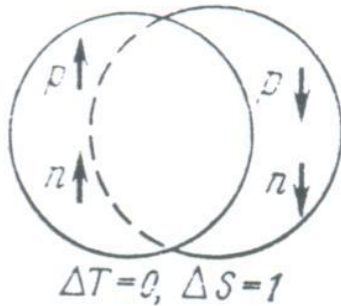
Glavna teškoća identifikovanja gigantskih rezonanci ekscitovanih u reakcijama neelastičnog rasejanja lakih čestica ($A \leq 4$) je u vezi sa postojanjem visokih nivoa nerezonantnog fona čija eliminacija vodi do značajnih greški. Situacija je poboljšana korišćenjem teških jona za ekscitaciju GR. U 1980. godini ekscitacija monopolne, kvadripolne i oktopolne rezonance jonima ${}^6\text{Li}$ sa energijom od 93 MeV na brojnim jezgrima je proučavana u Kurchatov Atomic Energy Institute. Znatno bolji efekat-fon količnik je opažen u oblasti ekscitacije monopolne i kvadripolne rezonance.

2.4.4.f. Magnetska i Gamow Tellerova rezonance

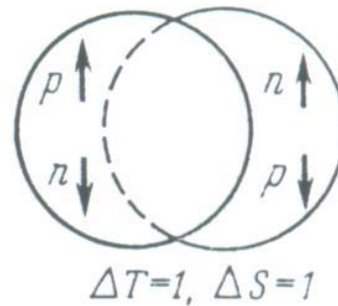
Poslednjih godina otkrivenesu, gigantske magnetne rezonance M0, M1 i M2. Postojanje ovih rezonanci je praćeno preuredjenjem magnetskih momenata (na primer kao rezultat preokretanja spina nukleona $\Delta S=1$). Postojanje magnetskih rezonanci je prikazano na slici 77, gde je prikazana izoskalar namagnetna dipolna rezonanca. Može se videti na ovoj slici da se nukleoni sa suprotno orijentisanim spinovima kreću u suprotnim fazama.

Gamow i Teller su 1979., godine objavili gigantsku rezonancu (dipol izovektor magnetni $I^P=1^+$) u (p,n) reakciji izmene naelektrisanja. Šematski dijagram ove rezonance je prikazan na Slici 78. Gamow Tellerove rezonance se karakterišu preokretanjem spina ($\Delta S=1$) i izospina ($\Delta T=1$). Do sada je Gamow Tellerova rezonanca primećena u više od 20 jezgara od ${}^7\text{Li}$ do ${}^{208}\text{Pb}$.

Teorijski, postojanje takve rezonance je predviđeno 1972. godine u Kurchatovo Atomic Energy Institute od strane Gaponova i saradnika.



Slika 77



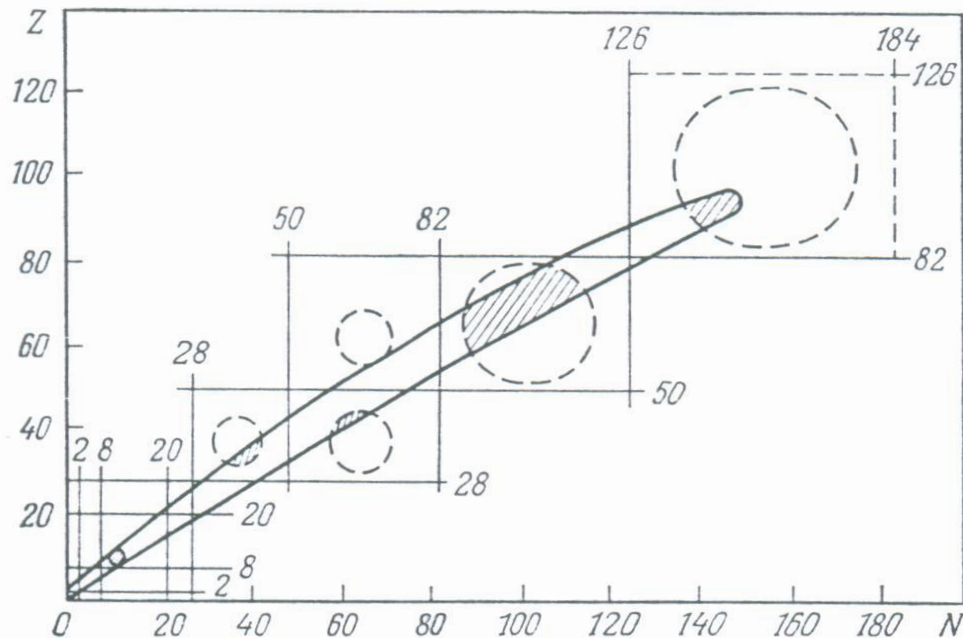
Slika 78

2.4.5 Primenljivost opšteg modela

Opseg primenljivosti opšteg modela je prikazan isprekidanom linijom na Slici 79. Široki opseg prikazuje domen svih poznatih β stabilnih jezgara i dovoljno dugoživećih jezgara ($\tau > 1$ min) β radioaktivnih jezgra. Šrafirani region sadrži jezgra sa vrlo velikim električnim kvadripolnim momentom. Jasno je da su ovi regionii koncentrisani u krugovima. Može se očekivati da su druga jezgra u ovim regionima takodje nesferična.

Sumirajmo rezultate dobijene pomoću opšteg modela jezgra.

1. Dobijene su korektne vrednosti spinova za neka jezgra.
2. Objašnjeno je postojanje rotacionih nivoa u nesfernim jezgrima na sredini puta do popunjavanja ljuske.
3. Objašnjeni su vibracioni spektri nekih jezgara.
4. Velike vrednosti kvadripolnih električnih momenata i povećana verovatnoća $E2$ prelaza za nesferična jezgra su objašnjene.
5. Dobijeno je bolje slaganje između izračunatih i eksperimentalnih vrednosti magnetskih momenata jezgra.
6. Data je grafička predstava suštine gigantske rezonance.



Slika 79

2.5. Superfluidni model jezgra

I pored uspeha modela ljuski i opšteg modela jezgra, još uvek je preostalo nekoliko neregularnosti u osobinama jezgra koje su neobjašnjene, čak i kada se preostala interakcija uzme u obzir. Prvo, to je razlika masa i vezivnih energija parno-parnih, neparnih i neparno-neparnih jezgara što je pomenuto u Sekciji 1.3.2. Podsetimo se da je ova razlika uračunata uvođenjem člana u semiempirijsku formulu za vezivnu energiju (Sekcija 2.1.1). Drugo, prvi nivo nerotacione ekscitacije parno – parnih jezgara je puno pomeren (za oko 1 MeV) od osnovnog stanja (energetski razmak). U isto vreme, prvi nivo za neparna i neparno-neparna jezgra je odvojen od osnovnog stanja svega nekoliko desetina keV. Treće, pomenuto je u sekciji 2.4.2 da u cilju korektnog opisa rotacionog spektra deformisanih jezgara, mora se uvesti efektivni moment inercije $J_{eff} = J_0(\Delta R/R)^2$, koji je manji od J_0 čvrstih tela, indicirajući da rotacija ima superfluidnu prirodu. Moment inercije neparnih jezgara je znatno većinego parno-parnih jezgara (ova razlika se ne može pripisati dodatnom nukleonu). Četvrto, eksperimentalne vrednosti gustine jednočestičnih nivoa u deformisanim neparnim jezgrima je dvostruka u odnosu na izračunate pomoću Nilssonovog potencijala (ili bilo kog drugog potencijala).

Da bi se objasnile ove i druge karakteristike, predložen je model supertečnosti. Ovaj model je zasnovan na izolaciji kratkodometnih parova sila iz preostale interakcije, i uzimanju ovih sila u račun pri razmatranju strukture jezgra.

Pomenuto je u sekciji 1.3.4 da je sparena interakcija privlačna između dva (sparena) nukleona istog tipa koji imaju istu vrednost energije E i ukupni ugaoni momenat I , ali različit znak projekcije ukupnog momenta I na osu simetrije jezgra. U parno-parnim jezgrima, svi nukleoni su spareni i spinovi ovih jezgara su jednaki nuli (potpuna neutralizacija spinova, vidi Sekciju 1.5.5). Da bi se ekscitovalo parno-parno jezgro, mora se prekinuti veza između sparenih nukleona, tj., mora se dodati dovoljan iznos energije jezgru. Drugim rečima, u parno-parnim jezgrima, mora postojati energetski procep između osnovnog stanja i prvog pobudjenog stanja (nerotacionog tipa).

Sličan energetski procep postoji u elektronskom spektru metala i odgovoran je za njihovu superprovodljivost. Na osnovu analogije, Bogoljubov je 1958., naslutio postojanje superfluidnosti nuklearne materije. Teorija superfluidnog stanja jezgra je konstruisana 1959., od strane Beljajeva i nezavisno od Sovljeva.

Kao i u modelu nezavisnih čestica, srednje samousaglašeno polje se uvodi u superfluidnom modelu. Ovo polje se može odrediti istim potencijalom kao i ranije, npr. Nilssonovim potencijalom. Medjutim, analogija između dva modela se ovde završava. U modelu nezavisnih čestica, osobine jezgra se određuju smeštajući neinteragujuće nukleone na jednočestičnim nivoima konstruisanim za srednje polje. Kako je opis nedovoljno tačan, načinjeni su pokušaji da se koriguju mešanjem konfiguracija, tj., superpozicijom više jednočestičnih stanja (ali bez uzimanja u obzir korelacija jer previše komplikuje situaciju).

U superfluidnom modelu, razmatra se dvo čestični potencijal. Od samog početka, član odgovoran za preostalu interakciju se izdvaja u ovom potencijalu pored člana koji doprinose samousaglašenom potencijalu. Dalje, ovaj član se može podeliti u dva člana odgovorna za silu kratkodometnog sparivanja i dugodometnu silu, respektivno.

Izdvojena preostala interakcija je sasvim jaka, i odavde teško je izračunati njenu vrednost. Medjutim, za preostalu interakciju u obliku jako sparenog privlačenja nukleona sa identičnim I i E ali suprotnim I_z , moguće je obaviti specijalnu transformaciju koja konvertuje sistem interagujućih nukleona u sistem praktično neinteragujućih kvazičestica (superpozicija čestice i šupljine) za koje se opaža novi energetski spektar drugih jednočestičnih stanja. Energija ovih stanja je data sa

$$E_v = \sqrt{(\varepsilon_v - \lambda)^2 + \Delta_v^2} \quad (2.5.1)$$

ε_v je energija nukleona sa kvantnim brojem v u jednočestičnom modelu, λ je energija poslednjeg nukleona (približno jednaka Fermijevoj energiji) i Δ je parametar energetskog procepa u spektru kvazičestica, pri čemu je njegova veličina istog reda kao i energija sparivanja.

Iz teorije sledi da se ekscitovana stanja jezgra sa parnim A karakterišu parnim brojem kvazičestica. Prvo ekscitovano stanje ima energiju

$$E_0 + E_v + E'_v \quad (2.5.2)$$

E_0 je energija osnovnog stanja (ova vrednost se razlikuje od inicijalne vrednosti jednočestičnog modela), dok su E_ν, E'_ν određeni formulom 2.5.1.

Može se videti iz formule 2.5.1 da $E_0 + E_\nu + E'_\nu \geq E_0 + 2\Delta$, tj., energetski spektar jezgra sa parnim Δ mora imati energetski procep širine

$$\Delta E \geq 2\Delta \quad (2.5.3)$$

Ekscitovana stanja jezgra sa neparnim A se karakterišu neparnim brojem kvazičestica, uključujući jedan. Ovde u ovom slučaju

$$E = E_0 + E_\nu \quad (2.5.4)$$

gde E_ν pretpostavlja nekoliko vrednosti. Zbog toga energetski spektar jezgra sa neparnim A nema energetski procep, tj., razlika je drastična u odnosu na jezgra sa parnim A . Pomeraj energije osnovnog stanja i promena prirode spektra dovodi do promene gustine nivoa u deformisanim neparnim jezgrima. Druge karakteristike energetskog spektra se mogu objasniti uzimanjem u obzir višepolnih sila.