

700–1600 MeV po jednoj fuzijskoj reakciji, već prema tipu termičkog reaktora, dok jedna fuzijska reakcija u fuzijskom reaktoru daje samo 17 MeV.

Danas je još uvjek nesigurno kad će se postići uvjeti potrebnii za fuziju, ali postizanje uvjeta potrebnih za hibridni sustav mnogo je sigurnije. Čak i kad se fuzija postavi kao konačni cilj, put vodi preko hibridnog sustava.

Osim toga, fuzijsko-fisijski hibridni sustav ima više prednosti nego čisti fisijski sustav s brzim oplodnim reaktorima koji takođe omogućuju iskorištenje energije ^{238}U i ^{232}Th . Prednosti su sigurnosne, ekonomski i u pogledu mogućnosti razvoja iskorištavanja nuklearne energije.

Pogon je hibrida sigurniji, jer je masa urana u omotaču potkritična pa ne postoji mogućnost pojave lančane reakcije uz smanjenje opasnosti ako nestane hlađenje omotača.

Specifične investicije za brze oplodne reaktore bit će, prema današnjim procjenama, za 30–60% veće nego za lakovodne termičke reaktore, što je više od onoga što se može postići s hibridnim sustavom.

Uspješan razvoj hibridnih sustava mogao bi imati daleko-ježni utjecaj na razvoj iskorištavanja nuklearne energije, jer bi taj razvoj učinio neprivilačnim a i nepotrebnim razvoj oplodnih brzih reaktora. Termički reaktori u simbiozi s hibridima mogli bi osigurati opskrbu energijom kroz stoljeća. To je svakako zanimljivo pogotovo za manje zemlje koje bi tada mogle računati s dugoročnom primjenom tehnologije termičkih reaktora. Tada bi bila potrebna gradnja zajedničkih međunarodnih ili regionalnih hibridnih postrojenja za proizvodnju fisiabilnih materijala. Pri tom treba naglasiti da bez međunarodne ili regionalne suradnje nema za manje zemlje ni jedne realne strategije dugoročnog iskorištavanja nuklearne energije.

LIT.: H. Požar, Osnove energetike. Školska knjiga, Zagreb 1976. — D. Popović, Nuklearna energetika. Naučna knjiga, Beograd 1978. — S. Glasstone, A. Sesonske, Nuclear Reactor Engineering. Van Nostrand Reinhold Company, New York 1981. — V. Knapp, P. Kulišić, Novi izvori energije. Školska knjiga, Zagreb 1984.

V. Knapp

NUKLEARNA FIZIKA, dio fizike unutar koje se proučavaju atomske jezgre. Osnovna su tri područja: nuklearna struktura, nuklearni raspadi i nuklearne reakcije (v. *Atom*, TE 1, str. 456; v. *Atomska jezgra*, TE 1, str. 479).

U istraživanju atomske jezgara primjenjuju se različite eksperimentalne metode, pri čemu se upotrebljavaju akceleratori (v. *Akceleratori nuklearnih čestica*, TE 1, str. 39) i reaktori (v. *Nuklearni reaktori*), detektori (v. *Detekcija nuklearnog zračenja*, TE 3, str. 240) i elektronički uređaji (v. *Elektronička instrumentacija u nuklearnoj fizici*, TE 4, str. 443). Najburniji nuklearni procesi zbivaju se u prirodi, u unutrašnjosti zvijezda, pa se proučavanjem tih pojava može mnogo spoznati o atomskim jezgrama (v. *Kemijski elementi*, TE 7, str. 50).

Atomska jezgra je kvantomehanički sustav s diskretnim energetskim stanjima (v. *Mehanika kvantna*, TE 8, str. 188). Svojstva svakog stanja jezgre jesu energija, angularni moment i paritet. Skup svih stanja određene jezgre zove se energetski spektar. U mnogim je jezgrama eksperimentalno utvrđeno vrlo mnogo stanja, no neka nisu potpuno poznata jer se još nije uspjelo odrediti njihov angularni moment i paritet. Relativno dobro istražen je uglavnom samo niži dio spektra (sl. 1). U nuklearnim procesima, reakcijama i raspadima, jezgre prelaze iz jednih stanja u druga.

Na Zemlji ima u prirodi oko 340 vrsta atomske jezgara, od kojih su 280 stabilne, a ostale su radioaktivne. U nuklearnim laboratorijima proizvedeno ih je umjetno još oko 2000 vrsta koje su radioaktivne s vrlo kratkim vremenom života, a na osnovi teorijskih proračuna predviđa se da bi ih moglo biti još oko 6000. U svemirskim područjima, koja su izrazito nuklearno aktivna (npr. supernove zvijezde) vjerojatno se stvara mnogo takvih vrsta jezgara koje se još nije uspjelo umjetno stvoriti na Zemlji.

NUKLEARNA STRUKTURA

Jedan je od glavnih ciljeva nuklearne fizike razumijevanje strukture atomskih jezgara, tj. raznolikih aspekata gibanja nukleona u svakoj jezgri.

Prema kvantnoj mehanici svaka atomska jezgra može se naći samo u određenim, njoj svojstvenim stanjima. Svako stanje opisano je određenom kvantnomehaničkom valnom funkcijom. Valna funkcija je rješenje pripadne kvantnomehaničke jednadžbe gibanja, tzv. Schrödingerove jednadžbe.

Ako se znaju valne funkcije i karakteristike (energija, angularni moment, paritet) jezgrinih stanja, mogu se izračunati fizikalna svojstva jezgre u svakom njenu stanju i procesi pri kojima jezgra prelazi iz jednog stanja u drugo.

U kvantnoj mehanici, pa stoga i u nuklearnoj fizici, svakoj fizikalnoj veličini (svostvu ili procesu) odgovara određeni matematički operator. Fizikalna veličina označuje se znakom O , a pripadni operator znakom \hat{O} . U stanju s valnom funkcijom Ψ ta fizikalna veličina ima vrijednost koja je dana matričnim elementom

$$\langle \Psi | \hat{O} | \Psi \rangle \equiv \int \Psi^* \hat{O} \Psi d\tau. \quad (1a)$$

Varijabla integracije τ razumijeva sve varijable o kojima ovise valna funkcija.

Ako se pak radi o nuklearnom procesu pri kojemu jezgra prelazi iz stanja Ψ u neko drugo stanje Ψ' , on je opisan matričnim elementom

$$\langle \Psi' | \hat{O} | \Psi \rangle \equiv \int \Psi'^* \hat{O} \Psi d\tau. \quad (1b)$$

Dakle, u nuklearnoj strukturi najvažnije su valne funkcije jezgrinih stanja.

Za jezgru sa A nukleona, i to Z protona i N neutrona, Schrödingerova jednadžba glasi

$$H\Psi(1, 2, \dots, A) = E\Psi(1, 2, \dots, A), \quad (2)$$

gdje su E i Ψ energija i valna funkcija za svako moguće stanje te jezgre. Operator H je hamiltonijan, matematički operator koji odgovara ukupnoj energiji jezgrinih nukleona.

$$H = \sum_{k=1}^A \hat{T}(k) + \sum_{\substack{l=k+1 \\ (l>k)}}^A \hat{V}(k, l). \quad (3)$$

$\hat{T}(k)$ je operator kinetičke energije k -tog nukleona

$$\hat{T}(k) = -\frac{\hbar^2}{2m_k} \left(\frac{\partial^2}{\partial x_k^2} + \frac{\partial^2}{\partial y_k^2} + \frac{\partial^2}{\partial z_k^2} \right). \quad (4)$$

$\hat{V}(k, l)$ je operator dvočestične interakcije između k -tog i l -tog nukleona.

Valja spomenuti da takav pojednostavljeni hamiltonijan ne uzima u obzir egzotične komponente u jezgri (npr. pionske, v. *Subatomske čestice*) ni višenuklearne sile, te uključuje nerelativističku koncepciju potencijala.

Samo za najjednostavnije jezgre, malonukleonske sustave, moguće je teorijski pristup s komplikiranim i izvornijim silama. Malonukleonski sustavi čine stoga posebno područje nuklearne fizike (v. *Atomska jezgra*, TE 1, str. 479).

Općenito, operator H dobiva se iz klasičnog izraza za ukupnu energiju supstitucijom.

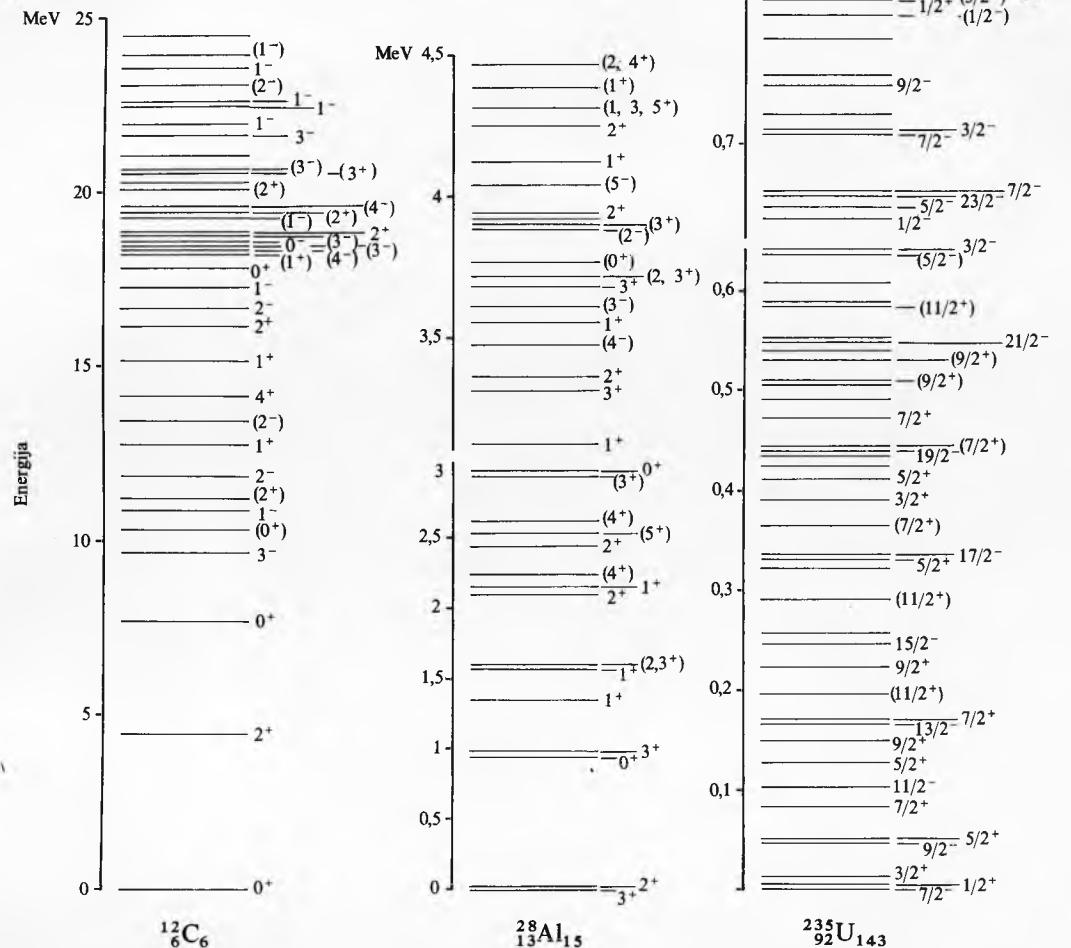
$$\begin{aligned} P_{x_k} &\rightarrow \frac{\hbar}{i} \frac{\partial}{\partial x_k}, & P_{y_k} &\rightarrow \frac{\hbar}{i} \frac{\partial}{\partial y_k}, & P_{z_k} &\rightarrow \frac{\hbar}{i} \frac{\partial}{\partial z_k}, \\ x_k &\rightarrow x_k, & y_k &\rightarrow y_k, & z_k &\rightarrow z_k. \end{aligned} \quad (5)$$

Schrödingerova jednadžba je diferencijalna jednadžba drugog reda, formalno slična valnoj jednadžbi klasične mehanike.

Rješenja Schrödingerove jednadžbe jesu karakteristike (energija, angularni moment, paritet) i valna funkcija za svako stanje u kojemu se jezgra može nalaziti. Međutim, zbog goleme složenosti tog problema rješenje se ne može dobiti izravno, nego samo pomoću aproksimativnih metoda.

Valja istaći da je primjena aproksimativnih metoda sasvim uobičajena i za druge kvantomehaničke sustave čestica: atom (koji se sastoji od središnje jezgre, kao masivnog ishodišta

električne sile, i od jednog do stotinjak elektrona, molekulu (koja se sastoji od dva elektrona i jezgre do mnogo tisuća elektrona i jezgara), kristal (koji se sastoji od veoma mnogo, obično više od 10^{24} iona i slobodnih elektrona) itd.



Sl. 1. Donji dijelovi nuklearnih spektara za jezgre ^{12}C , ^{28}Al i ^{235}U . Visina stanja predočuje njegovu energiju, a zdesna su naznačeni angуларни momenti i pariteti, aко су већ измјерени. На пример, основно stanje jezgre ^{12}C има angуларни момент 0 i paritet +, a прво побудено stanje, на energiji 4,439 MeV iznad основног, има angуларни момент 2 i paritet +. У заграду су стављени angуларни momenti i pariteti koji nisu sasvim pouzdano utvrđeni

Aproximacija ljudskastim modelom jezgre

Osnovna aproksimacija u rješavanju Schrödingerove jednadžbe za jezgru je ljudskasti model koji je analogan ljudskastom modelu za elektronski omotač atoma, ali s nekoliko bitnih razlika: 1) Nuklearna je interakcija mnogo složenija od Coulombove i njen je oblik poznat samo aproksimativno. Vjerojatno se u potpunosti uopće ne bi mogla izraziti nekom formulom s konačnim brojem članova. 2) U nuklearnom ljudskastom modelu postoje dva skupa orbitala, za protone i za neutrone, dok se u elektronskom ljudskastom modelu nalazi samo jedan tip orbitala, za elektrone. 3) U elektronskom ljudskastom modelu središte je sile tijelo relativno velike mase (jezgra) ali nije u nuklearnom ljudskastom modelu.

Zbog toga se nuklearni ljudskasti model prilično razlikuje od elektronskoga, mnogo je složeniji i kvalitativno bogatiji fizikalnim efektima. U ljudskastom modelu nuklearni hamiltonijan rastavlja se na dva dijela

$$H = H_0 + H_R, \quad (6a)$$

$$H_0 = \sum_{k=1}^A H^{JC}(k), \quad (6b)$$

$$H^{JC}(k) = \hat{T}(k) + \hat{U}^{LM}(k), \quad (6c)$$

$$H_R = \sum_{\substack{l, k=1 \\ (l > k)}}^A \hat{N}(k, l) - \sum_{k=1}^A \hat{U}^{LM}(k), \quad (6d)$$

gdje je $\hat{U}^{LM}(k)$ jednočestični potencijal koji ovisi o prostornim koordinatama i angуларном momentu k -te čestice. Zapravo, $\hat{U}^{LM}(k)$ je srednje međudjelovanje što rezultira usrednjavanjem interakcija kojima na k -ti nukleon djeluju svi ostali nukleoni. Hamiltonijan $H^{JC}(k)$ opisuje gibanje k -tog nukleona pod utjecajem te srednje sile. To je jednočestično gibanje. Hamiltonijan H_0 opisuje jednočestična gibanja svih jezgrinih nukleona koja ne utječu jedna na druga. To je prva, najjednostavnija aproksimacija za opis atomske jezgre. H_R je razlika između stvarne nuklearne interakcije i srednje interakcije. Naziva se rezidualnom interakcijom. To pokazuje da nukleoni u jezgri međusobnim sudarima mogu prelaziti iz jednog jednočestičnog stanja u drugo, tj. mogu mijenjati svoje jednočestično gibanje.

Jednočestična stanja. Na početku aproksimacije ljudskastim modelom Schrödingerova jednadžba za jednočestično gibanje rješava se hamiltonijanom H^{JC} . Ta aproksimacija je bitno pojednostavnjene: umjesto izvanredno složenog problema međudjelujućih jezgrinih nukleona razmatra se gibanje jednog nukleona pod utjecajem srednje sile, tj. s određenom potencijalnom energijom koja predstavlja usrednjeni utjecaj svih ostalih nu-

kleona. Rješavanje je te bitno pojednostavnjene Schrödingerove jednadžbe razmjerno jednostavno. Kao rezultat dobivaju se diskretna energetska stanja za protone i za neutrone, tj. jednočestična stanja.

Prvo treba odrediti oblik jednočestičnog hamiltonijana H^{JC} , tj. jednočestični potencijal U^{LM} .

Jednočestični potencijal U^{LM} može se u principu izvesti pomoću Hartree-Fockove metode, polazeći od dvočestične interakcije V i zahtjeva da H_0 bude što bolja aproksimacija za stvarni hamiltonijan H . Tako se dobiva sustav A vezanih nehomogenih jednadžbi. Međutim, rješavanje tog sustava jednadžbi izvanredno je složeno, pa su pri tom potrebna dodatna pojednostavnjivanja.

Stoga se najčešće postupa tako da se jednočestični potencijal uvodi fenomenološki, u nekom jednostavnom matematičkom obliku. Najrealističnija takva aproksimacija za jednočestični potencijal je Woods-Saxonov potencijal:

$$U^{LM} = U_0 f(r) + U_{ls} r \frac{df}{dr} \vec{l} \cdot \vec{s} + U_C \quad (7)$$

gdje je

$$f(r) = \left(1 + \exp \frac{r - R}{a} \right)^{-1}. \quad (8)$$

Tipične vrijednosti parametara jesu dubine potencijala $U_0 \approx \approx -50$ MeV, polumjer jezgre $R = r_0 A^{1/3}$, uz $r_0 = 1.2 fm$, i difuznost $a \approx 0.7 fm$. U_{ls} je jačina spinsko-orbitalne interakcije, a U_C je Coulombov potencijal.

Dosta je prikidan i oscilatorski potencijal $f(r) = m\omega^2 r^2$ koji predstavlja nešto slabiju aproksimaciju od Woods-Saxonova potencijala ali tada se rješenja Schrödingerove jednadžbe za jednočestične valne funkcije mogu dobiti u analitičkom obliku što je vrlo prikladno za teorijsku razmatranja; za Woods-Saxonov potencijal mogu se dobiti samo numerička rješenja Schrödingerove jednadžbe.

Jednočestična stanja energije ε_{a_1} i valne funkcije $\Phi_{a_1}(\vec{r})$ rješenja su Schrödingerove jednadžbe za jednu česticu

$$H^{JC} \Phi_{a_1}(\vec{r}) = \varepsilon_{a_1} \Phi_{a_1}(\vec{r}). \quad (9)$$

Znak a_1 označuje kvantne brojeve n_{a_1} , l_{a_1} , j_{a_1} , m_{a_1} koji karakteriziraju jednočestično stanje, n je radijalni kvantni broj, l orbitalni angularni moment, j ukupni angularni moment (orbitalni + spin), a m z-komponenta angularnog momenta j . Vektor \vec{r} označuje prostorne koordinate u valnoj funkciji.

Skup od $2j + l$ jednočestičnih stanja s određenim n , l , j , koja se razlikuju samo vrijednošću z-komponente m zove se podljsku ili orbitala. Orbitala su grupirane u skupine razmjerne blizih energija koje se nazivaju ljsuskama. (Za konkretnе orbitalne i ljsuske v. *Atomská jezgra*, TE 1, str. 488.)

Slaterova determinanta i ljskasta konfiguracija. Početnu aproksimaciju za opis jezgre u ljskastom modelu daje hamiltonijan H_0 , uz zanemarivanje rezidualne interakcije H_R . Pripadna Schrödingerova jednadžba

$$H_0 \Phi(1, 2, \dots, A) = E^0 \Phi(1, 2, \dots, A) \quad (10)$$

ima jednostavna rješenja u obliku umnoška A jednočestičnih valnih funkcija

$$\Phi_a(1, 2, \dots, A) = \prod_{k=1}^A \Phi_{a_k}(k), \quad (11)$$

s energijama

$$E_a^{(0)} = \sum_{k=1}^A \varepsilon_{a_k}. \quad (12)$$

gdje je $a = (a_1, a_2, \dots, a_A)$. $\Phi_{a_k}(k)$ označuje jednočestičnu valnu funkciju k -tog nukleona u jednočestičnom stanju s kvantnim brojevima a_k .

Prema Paulijevu principu valna je funkcija sustava nukleona antisimetrična, tj. pri zamjeni koordinata dvaju protona ili neutriona ona mijenja predznak. Antisimetrična valna funkcija A čestica s energijom $E_a^{(0)}$ može se konstruirati pomoću pripadne linearne kombinacije produktnih funkcija (11). U upotrebi su dvije takve konstrukcije.

Slaterova determinanta je najjednostavnija antisimetrična valna funkcija koja se može izraziti pomoću determinante:

$$\Phi_a^{as}(1, 2, \dots, A) = \frac{1}{\sqrt{A!}} \begin{vmatrix} \Phi_{a_1}(1) & \Phi_{a_1}(2) \dots \Phi_{a_1}(A) \\ \Phi_{a_2}(1) & \Phi_{a_2}(2) \dots \Phi_{a_2}(A) \\ \vdots & \vdots \\ \Phi_{a_A}(1) & \Phi_{a_A}(2) \dots \Phi_{a_A}(A) \end{vmatrix} \quad (13)$$

$\Phi_a(p)$ označuje jednočestičnu valnu funkciju p -tog nukleona u jednočestičnom stanju s kvantnim brojevima a_k .

Ljskasta konfiguracija s vezanjem angularnih momenata je antisimetrična valna funkcija s određenim ukupnim angularnim momentom J i sa z-komponentom M .

Za dvije čestice za $a_1 \neq a_2$:

$$\Phi_{JM}^{as}(j_{a_1}, j_{a_2}) = \frac{1}{\sqrt{2}} \{ \Phi_{JM}[j_{a_1}(1), j_{a_2}(2)] - (-1)^{J-j_{a_1}-j_{a_2}} \Phi_{JM}[j_{a_2}(1), j_{a_1}(2)] \}, \quad (14a)$$

a za $a_1 = a_2$:

$$\Phi_{JM}^{as}(j_{a_1}, j_{a_1}) = \frac{1}{4} [1 + (-1)^J] \Phi_{JM}[j_{a_1}(1), j_{a_1}(2)]. \quad (14b)$$

Pri tom je

$$\Phi_{JM}[j_{a_1}(1), j_{a_2}(2)] = \sum_{m_{a_1} m_{a_2}} \langle j_{a_1} m_{a_1} j_{a_2} m_{a_2} | JM \rangle \cdot \Phi_{j_{a_1} m_{a_1}}(1) \Phi_{j_{a_2} m_{a_2}}(2) \quad (15)$$

gdje su $\langle j_{a_1} m_{a_1} j_{a_2} m_{a_2} | JM \rangle$ Clebsch-Gordanovi koeficijenti, a $\Phi_{j_{a_1} m_{a_1}}(1)$ označuje jednočestičnu valnu funkciju za nukleon 1 u jednočestičnom stanju s kvantnim brojevima $a_1 \equiv (n_{a_1}, l_{a_1}, j_{a_1}, m_{a_1})$. Budući da kvantni brojevi n_{a_1}, l_{a_1} nisu važni u tom zbrajanju angularnih momenata, oni nisu eksplicitno naznačeni. Antisimetrično stanje dvaju protona ili dvaju neutrona u istoj orbitali a_1 ima uvijek parni angularni moment.

Antisimetrična valna funkcija sa k_1 česticama u jednoj orbitali n_1, l_1, j_1 može se izraziti linearnom kombinacijom umnoška antisimetrične valne funkcije prvih $k_1 - 1$ nukleona i valne funkcije k_1 -tog nukleona.

$$\Phi_{JJ'}^{as}(1, 2, \dots, k_1) = \sum_{J' \alpha_1} \langle j_1^{k_1} J \Gamma | j_1^{k_1-1} J' \alpha_1 \rangle \cdot \Phi_{j_{\alpha_1}}^{as}(1, 2, \dots, k_1 - 1) \Phi_{j_1}(k_1). \quad (16)$$

J označuje angularni moment, a Γ sve ostale kvantne brojeve potrebine za specifikaciju antisimetričnog stanja k_1 nukleona; J' označuje angularni moment, a α_1 sve ostale kvantne brojeve potrebine za specifikaciju antisimetričnog stanja prvih $k_1 - 1$ nukleona. Koeficijenti razvoja $\langle j_1^{k_1} J \Gamma | j_1^{k_1-1} J' \alpha_1 \rangle$ zovu se *koeficijent djelomičnog roditeljstva*. Naime, svako stanje $\Phi_{j_{\alpha_1}}^{as}(1, \dots, k_1 - 1)$ može se smatrati kao tzv. djelomični roditelj antisimetričnog stanja $\Phi_{j_1}^{as}(1, \dots, k_1)$. Veličina $\langle j_1^{k_1} J \Gamma | j_1^{k_1-1} J' \alpha_1 \rangle$ predstavlja vjerojatnost da nakon uklanjanja jednog nukleona iz antisimetričnog stanja $\Phi_{jj'}^{as}(1, \dots, k_1)$, preostali $k_1 - 1$ nukleoni budu u antisimetričnom stanju $\Phi_{j_{\alpha_1}}^{as}(1, \dots, k_1 - 1)$.

Općenita antisimetrična konfiguracija ljskastog modela

$$\Phi_{JJ'}^{as}[(a_1)_{j_{\alpha_1}}^{k_1} (a_2)_{j_{\alpha_2}}^{k_2} \dots] \quad (17)$$

uključuje $k_1 + k_2 + \dots = k$ nukleona razmještenih po određenim jednočestičnim stanjima: k_1 nukleona u orbitali a_1 , k_2 u orbitali a_2 itd. Pri tom J' označuje angularni moment, a α_1 ostale kvantne brojeve k_1 -čestičnog stanja u orbitali a_1 ; J'' označuje angularni moment, a α_2 ostale kvante brojeve k_2 -čestičnog stanja u orbitali a_2 itd; J označuje ukupni angularni moment, a Γ ostale kvantne brojeve tog k -čestičnog stanja.

Kako su nuklearne stanje neovisna o orientaciji jezgre u prostoru, vrijedi zakon sačuvanja ukupnog angularnog momenata J . Stoga se u nuklearnoj fizici primjenjuju mnogočestične valne funkcije određenog angularnog momenta.

Kvantnomehaničko zbrajanje angularnih momenata. Stanja atomske jezgre, a isto tako i stanja izbačenih i upadnih čestica pri nuklearnim procesima, karakterizirana su angularnim momentom. Stoga je matematički tretman angularnih momenata veoma važan u nuklearnoj fizici.

Angularni moment u kvantnoj mehanici može biti samo cijeli ili polucijski broj (u jedinicama \hbar). Z-komponenta m angularnog momenta j može poprimiti samo jednu od $2j+1$ vrijednosti: $m = -j, -j+1, -j+2, \dots, j-2, j-1, j$.

Osnovni postupak u kvantnomehaničkoj teoriji angularnog momenta jest zbrajanje angularnih momenata.

Ako se jedna čestica, a , nalazi u stanju s valnom funkcijom $\Phi_{j_1 m_1}$ (j_1 je angularni moment, m_1 je z-komponenta angularnog momenta), a druga čestica, b , u stanju s valnom funkcijom $\Phi_{j_2 m_2}$, onda je ukupna valna funkcija $\Phi_{j_1 m_1}(a) \cdot \Phi_{j_2 m_2}(b)$. Uzimanjem pripadnih linearnih kombinacija takvih produktnih valnih funkcija, sa svim mogućim vrijednostima z-komponenata m_1 i m_2 , dobiva se dvočestično stanje karakterizirano ukupnim angularnim momentom J i z-komponentom M :

$$\Psi_{JM}(a, b) = \sum_{m_1=-j_1}^{j_1} \sum_{m_2=-j_2}^{j_2} \langle j_1 m_1 j_2 m_2 | JM \rangle \Phi_{j_1 m_1}(a) \Phi_{j_2 m_2}(b) \quad (18a)$$

Obrnuta relacija glasi:

$$\Phi_{j_1 m_1}(a) \Phi_{j_2 m_2}(b) = \sum_{J=|j_1-j_2|}^{j_1+j_2} \sum_{M=-J}^J \langle j_1 m_1 j_2 m_2 | JM \rangle \Psi_{JM}(a, b). \quad (18b)$$

Znak $\langle j_1 m_1 j_2 m_2 | JM \rangle$ označuje funkciju koja zavisi od šest argumenata j_1, m_1, j_2, m_2, J, M :

$$\begin{aligned} \langle j_1 m_1 j_2 m_2 | JM \rangle &= \sqrt{2J+1} \sqrt{\Delta(j_1, j_2, J)} \cdot \\ &\cdot \sqrt{(j_1+m_1)!(j_1-m_1)!(j_2+m_2)!(j_2-m_2)!(J+M)!(J-M)!} \cdot \\ &\cdot \sum_j (-1)^j [j!(J-j_1+j+m_1)!(J-j_1+j-m_2)! \cdot \\ &\cdot (j_1+j_2-J-j)!(j_1-j-m_1)!(j_2-j+m_2)!]^{-1}, \end{aligned} \quad (19)$$

gdje je

$$\Delta(j_1, j_2, J) \equiv \frac{(j_1 + j_2 - J)!(j_2 + J - j_1)!(J + j_1 - j_2)!}{(j_1 + j_2 + J + 1)!}, \quad (20)$$

$m_1 + m_2 - M = 0$, a J može poprimiti samo vrijednosti

$$J = |j_1 - j_2|, |j_1 - j_2| + 1, |j_1 - j_2| + 2, \dots, j_1 + j_2 - 2, \quad j_1 + j_2 - 1, j_1 + j_2. \quad (21)$$

Ta se funkcija naziva Clebsch-Gordanov koeficijent.

Clebsch-Gordanovi koeficijenti nalaze se u tablicama za one vrijednosti angularnih momenata (≤ 8) koje su najčešće u primjeni.

Iz definicije Clebsch-Gordanova koeficijenta očito je da $\langle j_1 m_1 j_2 m_2 | JM \rangle^2$ predstavlja vjerojatnost nalaženja produktnog stanja $\Phi_{j_1 m_1}(a) \cdot \Phi_{j_2 m_2}(b)$ u vezanom stanju $\Psi_{JM}(a, b)$ ili, ekvivalentno, vjerojatnost nalaženja vezanog stanja $\Psi_{JM}(a, b)$ u produktnom stanju $\Phi_{j_1 m_1}(a) \cdot \Phi_{j_2 m_2}(b)$.

Umjesto Clebsch-Gordanova koeficijenta često se, zbog praktičnosti, upotrebljava $3j$ -simbol, definiran relacijom

$$\left(\begin{array}{c} j_1 j_2 j_3 \\ m_1 m_2 m_3 \end{array} \right) = \frac{(-1)^{j_1-j_2-m_3}}{\sqrt{2j_3+1}} \langle j_1 m_1 j_2 m_2 j_3 - m_3 \rangle. \quad (22)$$

$3j$ -simbol ima jednostavna svojstva simetrije:

1) vrijednost mu se ne mijenja pri cirkularnoj permutaciji stupaca, tj.

$$\left(\begin{array}{c} j_1 j_2 j_3 \\ m_1 m_2 m_3 \end{array} \right) = \left(\begin{array}{c} j_3 j_1 j_2 \\ m_3 m_1 m_2 \end{array} \right) = \left(\begin{array}{c} j_2 j_3 j_1 \\ m_2 m_3 m_1 \end{array} \right). \quad (23)$$

2) pri permutaciji dvaju stupaca množi se fazom $(-1)^{j_1+j_2+j_3}$,

$$\left(\begin{array}{c} j_2 j_1 j_3 \\ m_2 m_1 m_3 \end{array} \right) = (-1)^{j_1+j_2+j_3} \left(\begin{array}{c} j_1 j_2 j_3 \\ m_1 m_2 m_3 \end{array} \right) = \dots \quad (24a)$$

3) pri simultanoj promjeni predznaka u donjem retku množi sa fazom $(-1)^{j_1+j_2+j_3}$, tj.

$$\left(\begin{array}{c} j_1 j_2 j_3 \\ -m_1 -m_2 -m_3 \end{array} \right) = (-1)^{j_1+j_2+j_3} \left(\begin{array}{c} j_1 j_2 j_3 \\ m_1 m_2 m_3 \end{array} \right). \quad (24b)$$

Za $3j$ -simbole vrijede relacije ortogonalnosti:

$$\sum_{j_1=-j_1}^{j_1} \sum_{m_1=-j_1}^{j_1} \left(\begin{array}{c} j_1 j_2 j_3 \\ m_1 m_2 m_3 \end{array} \right) \left(\begin{array}{c} j_1 j_2 j'_3 \\ m_1 m_2 m'_3 \end{array} \right) = \frac{1}{2j_3+1} \delta_{j_3 j'_3} \delta_{m_3 m'_3}, \quad (24c)$$

$$\sum_{j_3=j_1-j_2}^{j_1+j_2} \sum_{m_3=-j_3}^{j_3} (2j_3+1) \left(\begin{array}{c} j_1 j_2 j_3 \\ m_1 m_2 m_3 \end{array} \right) \left(\begin{array}{c} j_1 j_2 j_3 \\ m'_1 m'_2 m'_3 \end{array} \right) = \delta_{m_1 m'_1} \delta_{m_2 m'_2}. \quad (24d)$$

Zbrajanje triju ili više angularnih momenata svodi se na uzastopna zbrajanja po dva angularna momenta. Na primjer, valne funkcije čestica a, b i c s angularnim momentima j_1, j_2 i j_3 zbrajuju se u tročestično stanje ukupnog angularnog momenta J sa z-komponentom M ovako:

$$\begin{aligned} \Psi_{J M}(a, b, c) &= \sum_{m_1=-j_1}^{j_1} \sum_{m_2=-j_2}^{j_2} \sum_{m_3=-j_3}^{j_3} \sum_{M_0=-J_0}^{J_0} \langle j_1 m_1 j_2 m_2 | J_0 M_0 \rangle \cdot \\ &\cdot \langle J_0 M_0 j_3 m_3 | JM \rangle \Phi_{j_1 m_1}(a) \Phi_{j_2 m_2}(b) \Phi_{j_3 m_3}(c). \end{aligned} \quad (25)$$

Pri tom je J_0 angularni moment dviju čestica koji se pojavljuje u međukoraku zbrajanja.

Kvantnomehanički operatori također su karakterizirani angularnim momentom i njegovom z-komponentom, pa za njih vrijede analognaa pravila zbrajanja kao za valne funkcije. Tako proračun matričnih elemenata uključuje složene matematičke operacije s kvantnomehaničkim angularnim momentima.

Miješanje konfiguracija. U aproksimaciji nezavisnih jednočestičnih stanja, tj. za hamiltonian H_0 , stanja jezgre opisana su ljkuskastim konfiguracijama za A nukleona

$$\Phi_{J J'}^{as}[(a_1)^{k_1}_{j'_{\alpha_1}}, (a_2)^{k_2}_{j'_{\alpha_2}} \dots], \quad k_1 + k_2 + \dots = A.$$

U toj aproksimaciji svojstva jezgre određena su samo s nukleonima koji se nalaze u djelomično popunjanim orbitalama, a ostali u potpuno popunjanim orbitalama djeluju kao inertna srednjica. Ta ekstremna aproksimacija ljkuskastim modelom djelomično opisuje neka nuklearna svojstva.

U atomskoj jezgri nukleoni se gibaju velikim brzinama od ~ 30000 km/s, ograničeni u vrlo malom dijelu prostora, promjera $\sim 10^{-14}$ m. Kad bi se to gibanje podvrgvalo zakonima klasične mehanike, sudari među nukleonima bili bi toliko intenzivni da bi bila sasvim neprikladna aproksimacija nezavisnog gibanja pojedinačnog nukleona pod utjecajem srednje sile proizašle iz djelovanja svih ostalih nukleona na njega, a to bi bilo gibanje nukleona u nekom jednočestičnom stanju. Naime, sudarima bi se stanje nukleona neprekidno mijenjalo tako da nukleon ne bi prešao ni malen dio klasične orbite a već bi bio bačen na neku drugu orbitu.

Međutim, situacija je bitno drugačija za kvantnomehanički sustav. Zbog kvantizacije energetskih stanja (moguća su stanja samo nekih diskretnih energija) i Paulijeva principa (nukleon može uskočiti u neko jednočestično stanje samo ako ono nije popunjeno) znatno su otežani skokovi nukleona iz jedne orbitale u drugu, s obzirom na klasični sustav. Stoga nukleon ipak proboravi u jednom jednočestičnom stanju neko kratko vrijeme (reda veličine kao vrijeme potrebno za nekoliko proleta nukleona kroz jezgru) prije nego što zbog sudara skoči na neko drugo jednočestično stanje.

Stoga se, iako u dosta gruboj aproksimaciji, svaki pojedinačni nukleon nezavisno giba u nekom jednočestičnom stanju. Zatim treba tu aproksimaciju poboljšati uključivanjem rezidualne interakcije H_R , koja djeluje među nukleonima u različitim orbitalama.

Tada jezgra pod utjecajem rezidualne interakcije može prelaziti iz jedne A -čestične ljkuskaste konfiguracije u drugu, s istim

angularnim momentom, a valna se funkcija svakog stanja jezgre sastoji od određene smjese ljkastih konfiguracija.

Proračun je energija i valnih funkcija za k -čestični hamiltonijan $H = H_0 + V_R$ trojak:

1) Razmatra se određen broj d_J ljkastih konfiguracija $\Phi_{Jl}^{as}[(a_1)^{k_1}_{\alpha_1}(a_2)^{k_2}_{\alpha_2}\dots]$ za svaki angularni moment J . Taj odabrani skup konfiguracija obilježen sa $\{\Phi_J^{as}\}_r, r = 1, 2, \dots, d_J$, naziva se konfiguracijskim prostorom, a d_J je njegova dimenzija.

2) Za svaki angularni moment J konstruira se matrica hamiltonijana $H^{(J)}$ s matričnim elementima $H_{rp}^{(J)} = \langle(\Phi_J^{as})_r | H_0 + H_R | (\Phi_J^{as})_p \rangle$.

3) Matrice se hamiltonijana $H^{(J)}$ dijagonaliziraju. Time se rješava Schrödingerova jednadžba u matričnom obliku

$$A^{-1}H^{(J)}A = E^{(J)}, \quad (26)$$

gdje je A ortogonalna matrica, a $E^{(J)}$ dijagonalna matrica. Dijagonalizacijom se izračunaju matrični elementi $A_{rp}^{(J)}$ i $E_p^{(J)}$ matrica A i $E^{(J)}$.

Tako se dobiju energije i valne funkcije atomske jezgre: $E_p^{(J)}$ je energija p -tog stanja s angularnim momentom J , a

$$\Psi_{J_p} = \sum_{r=1}^{d_J} A_{rp}(\Phi_J^{as})_r$$

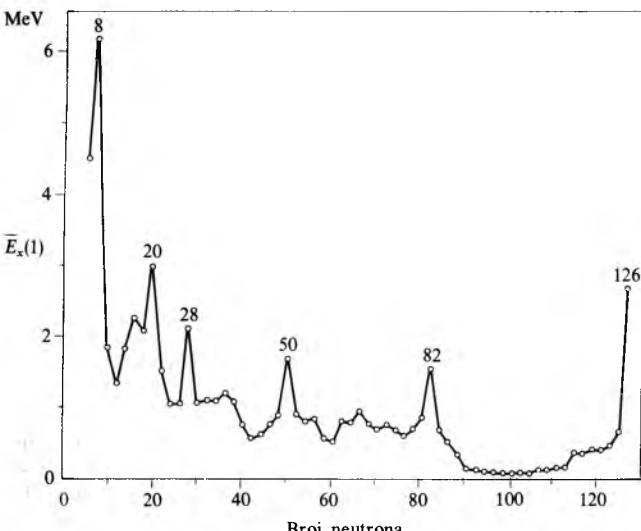
Izbor konfiguracijskog prostora. Dimenzija konfiguracijskog prostora izvanredno brzo raste s porastom broja nukleona i broja orbitala koje se uzimaju u obzir (tzv. aktivne orbitale).

Npr. za dva nukleona razmještena u orbitalama $p_{1/2}, p_{3/2}$ samo su dvije konfiguracije angularnog momenta 2: $(p_{1/2}p_{3/2})2$ i $(p_{3/2}^2)2$. Ako se, npr., u obzir uzme 12 protona razmještenih po orbitalama iz ljkse $Z = 50 - 82$ i 10 neutrona razmještenih po orbitalama iz ljkse $N = 82 - 126$, broj konfiguracija angularnog momenta 2 iznosi $\sim 3,5 \cdot 10^{14}$, točnije $d_2 = 346132052934889$.

Ako je dimenzija konfiguracijskog prostora d_J , tj. sa d_J ljkastih konfiguracija angularnog momenta J , veličina je pri-padne matrice hamiltonijama koju treba dijagonalizirati $d_J \times d_J$. Budući da su najveće matrice koje mogu dijagonalizirati današnja elektronička računala $\sim 10^4 \times 10^4$ valja smanjivati konfiguracijski prostor tako da se u račun uključuje samo dio ljkastih konfiguracija, a ostale se zanemaruju.

To tzv. rezanje konfiguracijskog prostora utječe na rezultate. Što je rezanje jače, dobiveni će se rezultati više razlikovati od egzaktnih. Samo ako je rezanjem ispušten dio konfiguracijskog prostora koji nema većeg utjecaja na računata svojstva, mogu se očekivati zadovoljavajući rezultati. To bitno ograničuje praktičnu primjenu ljkastog modela.

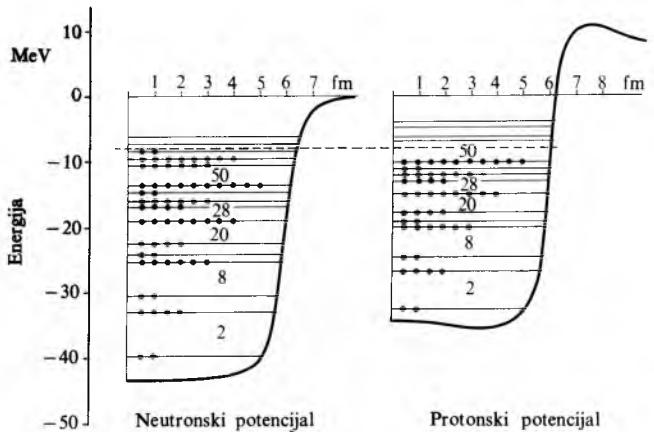
Uobičajena aproksimacija u rezanju konfiguracijskog prostora jest da se sa zatvorenim ljkama postupa kao s inertnom



Sl. 2. Srednje energije prvog pobudjenog stanja stabilnih parno-parnih jezgara prema broju nukleona u jezgri

srednjicom, a promjene u jezgri zbivaju se s nukleonima iz djelomično popunjene protonskе i neutronske ljkse (tzv. valentnih ljkasa). Stoga se, razumljivo, očekuje posebno ponašanje jezgara sa zatvorenim ljkama.

To posebno ponašanje jezgara sa zatvorenim ljkama održava se u energiji prvog pobudjenog stanja jezgre. Da su zatvorene ljkse stvarno zatvorene, tj. da uopće nema mogućnosti da nukleoni prelaze iz njih u sljedeće, otvorene ljkse, tada tzv. dvostruko magične jezgre, tj. jezgre koje imaju magičan broj i protona i neutrona, ne bi bila viša nego u jezgrama s djelomično popunjениm najvišim ljkama. Eksperimentalno dobivene energije prvog pobudjenog stanja u parno-parnim jezgrama prikazane su na sl. 2 prema broju neutrona u jezgri. Doprinos zatvorenih ljkasa za tzv. magične brojeve jasno se uočava, no isto tako je očito da zatvorene ljkse nisu sasvim zatvorene. Aproksimacija je inertne srednjice sa zatvorenim ljkama prilično dobra, ali očita su odstupanja od nje; stoga u potpunijim računima ljkastog modela treba uvažiti i efekte pobuđivanja nukleona iz zatvorenih ljkasa (sl. 3).



Sl. 3. Protonski i neutronske orbitalne razmještaje u ^{120}Sn . Razmještaj nukleona po orbitalama prikazan na crtežu predstavlja ljkastu konfiguraciju najniže energije. Za kvantne brojeve orbitala v. Atomska jezgra, TE 1, str. 489, sl. 11

U aproksimaciji s inertnim zatvorenim ljkama konfiguracijski prostor uključuje samo konfiguracije s protonima i neutronima razmještenim u valentnoj protonskoj i neutronskoj ljksci. Uz takvo rezanje prostora moguće je dijagonalizirati matricu hamiltonijana za ljkse jezgre sa $A < 40$ i samo one teže koje su u blizini dvostrukih zatvorenih ljkasa. Međutim, za većinu je jezgara dimenzija konfiguracijskog prostora čak i tada još uvek preveliča da bi se mogla dijagonalizirati matrica hamiltonijana.

Efektivni operatori. U kvantnoj mehanici svakoj fizikalnoj veličini odgovara operator. Zbog rezanja konfiguracijskog prostora ti se operatori zamjenjuju efektivnim operatorima.

Efektivni operator definiran je tako da u računima s rezanim konfiguracijskim prostorom daje iste rezultate kao pravi operator u računima s potpunim konfiguracijskim prostorom.

Ako se fizikalna veličina kojoj odgovara operator \hat{O} mjeri u stanju kojem je potpuna valna funkcija Ψ (tj. u kompletnom konfiguracijskom prostoru koji je, u principu, beskonačno dimenzionalan), onda je teorijska statistički usrednjena) vrijednost σ te veličine

$$\sigma = \langle \Psi | \hat{O} | \Psi \rangle = \langle \Psi' | \hat{O}' | \Psi' \rangle. \quad (27)$$

U praktičnom se računu pak upotrebljava aproksimativna valna funkcija Ψ' , koja ima komponente samo iz rezanog konfiguracijskog prostora. Da bi se dobio ispravan rezultat primjenom aproksimativnih valnih funkcija umjesto operatora \hat{O} treba primijeniti drugačiji, efektivni operator \hat{O}' , takav da je

$$\sigma = \langle \Psi | \hat{O} | \Psi \rangle = \langle \Psi' | \hat{O}' | \Psi' \rangle. \quad (28)$$

U nuklearnoj fizici javljaju se, npr. efektivni operatori nukleon-nukleon interakcija, efektivni operatori za elektromagnetske prijelaze, za nuklearne reakcije itd.

Konstrukcija je efektivnog operatora vrlo složena, pa se pri konstruiranju uvođi niz pojednostavnjena.

Efektivni operatori dobivaju se na dva načina:

1) Konstrukcijom efektivnih operatora pomoću računa smetnje (v. *Mehanika, kvantna*, TE 8, str. 214), polazeći od stvarnih nukleonskih operatora. U toj se metodi doprinosi od procesa koji se zbivaju izvan odabranog konfiguracijskog prostora uzimaju u obzir kao kvantnomehanička smetnja.

2) Konstrukcijom parametriziranih operatora. U tom su postupku operatori izraženi pomoću matematičkih izraza sa slobodnim parametrima, koji se odabiru tako da što bolje opisu eksperimentalno ustanovljena svojstva jezgre.

Efektivna rezidualna interakcija. Pri konstrukciji matrice hamiltonijana treba izračunati matrične elemente rezidualne interakcije između mnogočestičnih ljkastih konfiguracija

$$\langle (\Phi_f^a), |V_R| (\Phi_f^a), \rangle. \quad (29)$$

Složenim matematičkim postupkom takvi matrični elementi mogu se svesti na zbrojeve dvočestičnih matričnih elemenata. Dakle, dvočestični matrični elementi jesu ulazni podaci za račun u ljkastom modelu.

U upotrebi su tri različite metode dobivanja dvočestičnih matričnih elemenata rezidualne interakcije:

1) Metoda empirijskih matričnih elemenata. Ako je broj različitih dvočestičnih matričnih elemenata potrebnih za konstrukciju matrice hamiltonijana malen, oni se mogu tretirati kao parametri koji se odabiru tako da optimalno reproduciraju eksperimentalno ustanovljene energije nuklearnih stanja. Područje uspjehne primjenljivosti te metode ograničeno je na manje jezgara; za većinu jezgara broj takvih parametara bio bi sviše velik.

2) Metoda proračuna dvočestičnih matričnih elemenata, počevši od nukleon-nukleon interakcije. Tada se konstruira efektivna interakcija tako da se pomoću kvantnomehaničkog računa smetnje uzimaju u obzir procesi koji se zbivaju izvan konfiguracijskog prostora. Taj je postupak izvanredno složen i za većinu jezgara nije još proveden na zadovoljavajući način.

3) Metoda shematskih interakcija. Činjenica je da su neki jedinstveni fenomenološki oblici dvočestične interakcije prikladni za račun u ljkastom modelu za luke jezgre i za teže jezgre u blizini zatvorenih ljsaka. Ta metoda matematički je jednostavnija i uglavnom uspjehnija od prvih dviju.

Važnost ljkastog modela. Ljkasti model je prilično dobra aproksimacija za izvanredno složeni mnogonukleonski problem u jezgri. Međutim, ljkasti model može se uspješno upotrebljavati za izravni proračun nuklearnih svojstava samo u ljkim jezgrama. Za većinu jezgara izravna primjena ljkastog modela postavlja nepremostive matematičke teškoće.

Stoga, najčešće, treba uvesti dalje fizikalne aproksimacije koje će dati pojednostavljen, a ipak prikladan opis stanja u jezgri. Najveće značenje ljkastog modela upravo je u tome da on predstavlja osnovnu aproksimaciju, na koju se nadovezuju dalje fizikalne aproksimacije; u tom smislu ljkasti model je osnova za teorijsku analizu atomskih jezgara. Pobuđenja ljkastog modela služe kao osnovni građevni blokovi za gradnju složenijih tipova nuklearnih pobuđenja.

Nuklearna kolektivna aproksimacija

Kooperativna gibanja više nukleona u jezgri opisuju se u kolektivnoj aproksimaciji pomoću kolektivnih varijabli. Nukleoni, utopljeni u kolektiv, potpuno gube svoju individualnost. Schrödingerova jednadžba rješava se tada za kvantnomehaničke probleme kolektiva bez eksplicitne pojave nukleonskih stupnjeva slobode.

Za jezgre s više nukleona (odn. šupljina) izvan zatvorenih ljsaka, zbog goleme matematičke obimnosti nije moguć račun u ljkastom modelu. No, za takve jezgre pojavljuju se nove i razmjerne jednostavne pravilnosti u nuklearnim pobuđenjima

koje su zasnovane na koreliranom, kolektivnom gibanju više nukleona.

Kvadrupolno kolektivno gibanje. Kvadrupolna kolektivna pobuđenja jezgre javljaju se kao posljedica međuigre dviju osnovnih komponenata rezidualne interakcije među nukleonima. *Sila kratkog doseg* djeluje tako da nastoji održati sferni oblik jezgre kao ravnotežni oblik, a rezidualna *sila dugog doseg* nastoji deformirati jezgru tako da njena ravnotežni oblik bude nesferičan. Stoga nastaje kvantnomehanička vibracija gustoće jezgre oko sfernog oblika. Ako se broj nukleona, i protona i neutrona, znatno razlikuje od susjednih magičnih brojeva, tendencija kvadrupolne deformacije (pod utjecajem kvadrupolne komponente rezidualne interakcije) prevladava i ravnotežni oblik jezgre postaje deformiran, eliptičkog tipa. Svakom deformiranom kvantnomehaničkom objektu odgovara skup rotacijskih pobuđenja; to su stanja kvantnomehaničke rotacije nesferičnog objekta kao cijeline. Osim toga, nastaju i kvantnomehaničke vibracije oko deformiranoga ravnotežnog položaja.

Kvadrupolna pobuđenja opisuju se kolektivnim varijablama koje predstavljaju amplitudne fluktucije gustoće oko položaja ravnoteže.

Gustoća je nukleona u jezgri

$$\varrho(\vec{r}) = \sum_{k=1}^A \delta(\vec{r} - \vec{r}_k), \quad (30)$$

gdje je δ Diracova delta-funkcija, a \vec{r}_k je koordinata centra mase k -tog nukleona. Promjena gustoće može se razviti u red po multipolima

$$\delta\varrho(r) = \sum_{\lambda=2}^{\infty} f_{\lambda}(r) \sum_{\mu=-\lambda}^{\lambda} Y_{\lambda\mu}^{*}(\vartheta, \varphi) \alpha_{\lambda\mu}, \quad (31)$$

gdje su $f_{\lambda}(r)$ radijalni faktori koji ovise o unutrašnjoj strukturi sustava, $Y_{\lambda\mu}(\vartheta, \varphi)$ je kuglina funkcija (v. *Atom* TE 1, str. 456), r, ϑ, φ su polarne koordinate u nepomičnom laboratorijskom sustavu s ishodištem u središtu jezgre, a $\alpha_{\lambda\mu}$ su kolektivne varijable s multipolarnim λ i sa z-komponentom μ .

Kolektivne varijable $\alpha_{\lambda\mu}$ i konjugirani impulsi $\Pi_{\lambda\mu} = D_{\lambda} \frac{d\alpha_{\lambda\mu}}{dt}$ zadovoljavaju standardna komutacijska pravila za kvantnomehaničke koordinate i impuls (v. *Mehanika, kvantna*, TE 8, str. 188):

$$[\alpha_{\lambda\mu}, \Pi_{\lambda'\mu'}] = i\hbar \delta_{\lambda\lambda'} \delta_{\mu\mu'}, \quad (32)$$

$$[\Pi_{\lambda\mu}, \Pi_{\lambda'\mu'}] = [\alpha_{\lambda\mu}, \alpha_{\lambda'\mu'}] = 0. \quad (33)$$

Kvadrupolnim pobuđenjima odgovaraju operatori sa $\lambda = 2$. Kolektivni kvadrupolni hamiltonijan je $H = T(\Pi_2, \alpha_2) + V(\alpha_2)$; $T(\Pi_2, \alpha_2)$ je kinetička energija izražena kao funkcija operatora $\Pi_{2\mu}$ i $\alpha_{2\mu}$ (vezanih u angularni moment nula), $V(\alpha_2)$ je potencijalna energija izražena kao funkcija operatora $\alpha_{2\mu}$ (vezanih u angularni moment nula).

U upotrebi su dvije različite kvantnomehaničke reprezentacije za kvadrupolna pobuđenja:

1) Sferna kvadrupolna reprezentacija. Kvantnomehanička baza za proračun izgrađena je iz sfernih kvadrupolnih fonona (kvantata titranja).

2) Deformirana kvadrupolna reprezentacija. Kvantnomehanička baza izgrađena je iz rotacijskih stanja i deformiranih kvadrupolnih fonona.

U načelu, obje baze vodile bi u potpunom računu na iste rezultate. Međutim, zbog velike matematičke složenosti nije ga moguće egzaktno provesti, pa mogu nastati razlike između računa pomoću tih dviju baza. Sferna je baza prikladnija za jezgre koje su približno sferne, a deformirana za jezgre koje su blizu deformiranosti. Tada je račun razmjerno jednostavniji i može se potpunije izvesti.

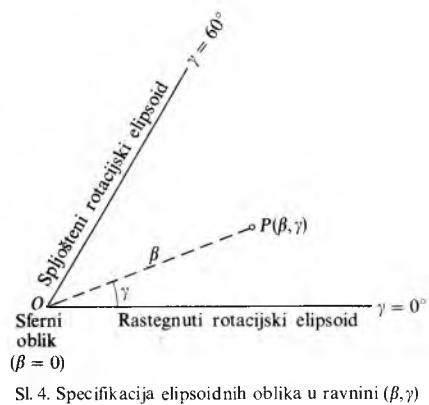
Eksperimentalni podaci pokazuju da postoji mnogo deformiranih jezgara kojima su spektri približno rotacijskog tipa. To su jezgre u područjima tzv. otoka deformacija, za $150 \leq A \leq 194$ i $A \geq 226$.

Jednostavna vibracijska slika sferne jezgre nije realizirana u stvarnosti. Eksperiment pokazuje da su u jezgrama, koje su kandidati za vibracijske jezgre, anharmonijski efekti veliki.

Iz tih razloga, u Bohr-Mottelsonovoj nuklearnoj teoriji težište je na deformiranoj kvadrupolnoj reprezentaciji.

Deformirana kvadrupolna reprezentacija. U deformiranoj reprezentaciji upotrebljava se unutrašnji koordinatni sustav kojemu su koordinatne osi vezane uz jezgru. Za rotacijsko stanje deformirane jezgre unutrašnji koordinatni sustav rotira s obzirom na laboratorijski sustav koji ima nepomične koordinatne osi.

U laboratorijskom sustavu javlja se pet kvadrupolnih kolektivnih varijabli $\alpha_{2\mu}$ ($\mu = -2, -1, 0, 1, 2$). Ako se koordinatne osi unutrašnjeg sustava odaberu tako da se podudaraju s glavnim osima deformirane jezgre (elipsoidnog oblika), onda se varijable $\alpha_{2\mu}$ u unutrašnjem sustavu svode na tri Eulerova kuta β_1 , β_2 i β_3 i dva parametra deformacije β i γ . Eulerovi kutovi određuju položaj koordinatnih osi unutrašnjeg sustava prema koordinatnim osima laboratorijskog. Parametar β određuje iznos deformacije, a γ odstupanje od aksijalne simetrije. Svaki elipsoidni oblik može se specificirati polarnim koordinatama točke u ravnini β, γ kao što je prikazano na sl. 4. Za promatrani točku P dužina OP predstavlja iznos deformacije β , a kut koji dužina OP čini s horizontalnom osi predstavlja parametar γ . Pri tom je dovoljno da se razmatra samo trokutni sektor ravnine β, γ između $\gamma = 0^\circ$ i $\gamma = 60^\circ$. Parametar $\gamma = 0^\circ$ odgovara aksijalnosimetričnom rastegnutom elipsoidu (oblik cigare), a $\gamma = 60^\circ$ aksijalnosimetričnom spljoštenom (oblik diska). Međuvrijednosti $0^\circ < \gamma < 60^\circ$ predstavljaju različite asimetrične oblike elipsoida, u kojima su sve tri osi različite.



Sl. 4. Specifikacija elipsoidnih oblika u ravnini (β, γ)

U unutrašnjem sustavu kvadrupolno kolektivno gibanje opisano je Bohrovim hamiltonijanom

$$H = T_{\text{vib}} + T_{\text{rot}} + V(\beta, \gamma),$$

$$T_{\text{vib}} = \frac{1}{2} B_\beta \dot{\beta}^2 + \frac{1}{2} B_\gamma \beta^2 \dot{\gamma}^2 + B_{\beta\gamma} \beta \dot{\gamma} \dot{\beta}, \quad (34)$$

$$T_{\text{rot}} = \sum_{k=1}^3 \frac{L_k^2}{2 J_k(\beta, \gamma)}.$$

Šest inercijalnih parametara u kinetičkoj energiji B_β , B_γ , $B_{\beta\gamma}$, $J_1(\beta, \gamma)$, $J_2(\beta, \gamma)$, $J_3(\beta, \gamma)$ i potencijalna energija $V(\beta, \gamma)$ jesu funkcije koordinata β, γ . Indeks k predstavlja koordinatne osi unutrašnjeg sustava, a L_k su komponente operatora angularnog momenta.

U Bohrovu hamiltonijanu oblik kinetičke energije je pojednostavljen, jer su u obzir uzeti samo kvadratični članovi s brzinama.

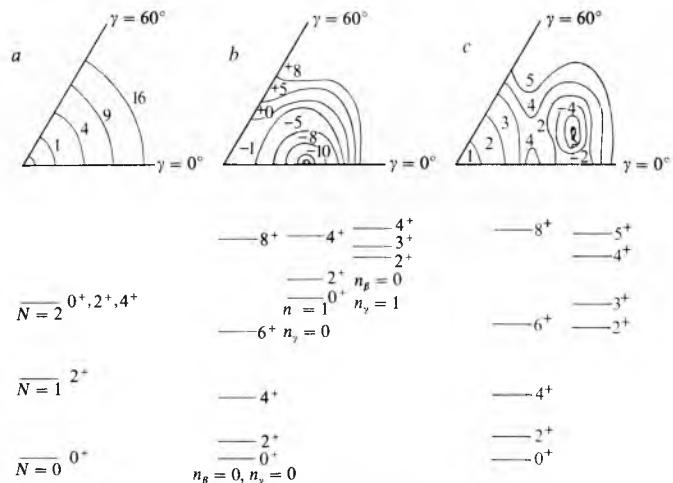
Rješavanjem Schrödingerove jednadžbe s Bohrovim hamiltonijanom dobivaju se energije i valne funkcije kolektivnih stanja.

Za svaku jezgru treba riješiti dva problema, konstruirati Bohrov hamiltonijan, tj. kompletne oblike za inercijalne funkcije i potencijalnu energiju, te riješiti Schrödingerovu jednadžbu za taj Bohrov hamiltonijan.

Konstrukcija Bohrova hamiltonijana. Dva su osnovna pristupa konstrukciji Bohrova hamiltonijana, fenomenološki i mikroskopski.

Fenomenološki Bohrov hamiltonijan. Uzimaju se posebni slučajevi s pojednostavljenim izrazima za inercijalne funkcije i potencijalnu energiju. Npr., za inercijalne funkcije uzimaju se konstante ili jednostavne ovisnosti o parametrima β i γ . Tada se dobivaju razmjerno jednostavna rješenja Schrödingerove jednadžbe. Fizikalno su osobito zanimljiva četiri granična tipa pojednostavljenih oblika Bohrova hamiltonijana, za koje se dobivaju karakteristični tipovi spektara i valnih funkcija. To su sferno vibracijski tip, aksijalnosimetrični rotacijski tip, asimetrični rotacijski tip i γ -mekani rotacijski tip.

Važne fizikalne informacije o jezgri daje već i potencijalna energija $V(\beta, \gamma)$. Na sl. 5 prikazani su tipični potencijali za pojedine tipove jezgara.



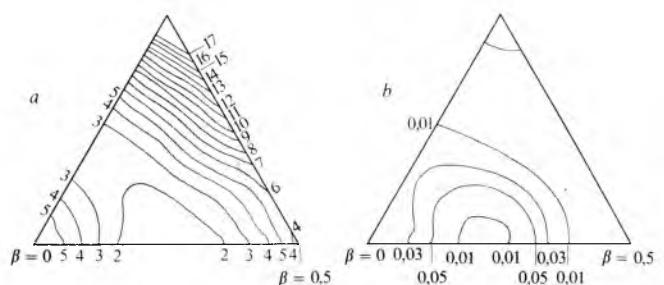
Sl. 5. Shematski prikaz potencijalne energije $V(\beta, \gamma)$ za sfernu jezgru (a), rastegnutu aksijalnosimetričnu jezgru (b), i asimetrično deformiranu jezgru (c). Ispod svake potencijalne energije prikazana su pripadna stanja niskih energija

Za sfernu jezgru potencijalna energija ima minimum za $\beta = 0$ i kvadratično raste sa β , neovisno o γ . To je potencijalna energija harmonijskog titranja.

Kad je deformirani oblik jezgre približno stabilan, potencijalna energija ima izraženi lokalizirani minimum, tj. duboku i usku jamu, za određeni $\beta = \beta_0 \neq 0$ i $\gamma = \gamma_0$. Vrijednosti $\gamma_0 = 0^\circ$, $\beta_0 = 60^\circ$ i $0^\circ < \gamma_0 < 60^\circ$ redom odgovaraju aksijalnosimetrično rastegnutom tipu, aksijalnosimetrično spljoštenom i asimetričnom tipu.

γ -mekani rotacijski tip odgovara potencijalnoj energiji koja ima izraženi lokalizirani minimum za određeni $\beta = \beta_0$, ali taj minimum proteže preko širokog područja vrijednosti parametra γ .

Među parno-parnim jezgrama koje pokazuju kvadrupolno kolektivno ponašanje većina odgovaraju Bohrovu hamiltonijanu u prijelaznom području između četiri granična tipa. Potencijalna energija tada nema dobro lokalizirani minimum u plohi β, γ već je on plitak i širok. Stoga se najčešće mora rješavati Schrödingerova jednadžba za složeni Bohrov hamiltonijan.



Sl. 6. Izračunata potencijalna energija $V(\beta, \gamma)$ za ^{184}W (a) i β, γ -zavisnost valne funkcije osnovnog stanja (b)

Mikroskopski Bohrov hamiltonijan izvodi se polazeći od rezidualne interakcije među nukleonima. Tada se inercijalne funkcije i potencijalna energija računaju polazeći od aproksimacije ljustikastim modelom s rezidualnom interakcijom, pri čemu se usrednjavanjem preko individualnih nukleonskih gibanja dobivaju kolektivni parametri. To je izvanredno složen matematički problem, pa pri tom treba upotrebljavati niz dodatnih aproksimacija. Na sl. 6 prikazana je potencijalna energija za ^{184}W , izračunata polazeći od rezidualne interakcije koja sadrži kvadrupolnu interakciju i interakciju sparivanja.

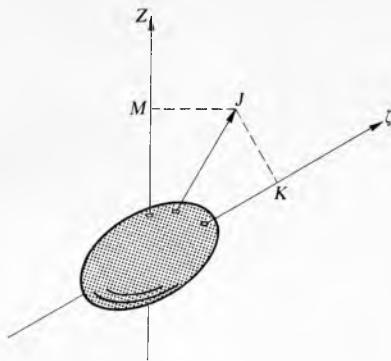
Rješenje Schrödingerove jednadžbe za valnu funkciju je

$$\Phi_{\alpha JM} = \sum_{K \geq 0} A_{\alpha JK}(\beta, \gamma) \Phi'_{MK}(\theta_1, \theta_2, \theta_3), \quad (35)$$

gdje su rotacijske valne funkcije

$$\Phi'_{MK}(\theta_1, \theta_2, \theta_3) = \sqrt{\frac{2J+1}{16\pi^2(1+\delta_{K0})}} [D'_{MK}(\theta_1, \theta_2, \theta_3) + (-1)^J D'_{M-K}(\theta_1, \theta_2, \theta_3)], \quad (36)$$

a D'_{MK} su standardne D -funkcije. Kvantni broevi J, M, K predstavljaju ukupni angularni moment te njegovu z -komponentu u laboratorijskom i u unutrašnjem sustavu (sl. 7).



Sl. 7. Shematski prikaz z -komponente angularnog momenta deformirane jezgre u laboratorijskom i unutrašnjem sustavu. Z -os u unutrašnjem sustavu označena je sa ζ .

Kad je potencijal aksijalnosimetrični, K je dobar kvantni broj, pa se u Φ javlja samo jedan član s određenom vrijednošću K . Schrödingerova jednadžba daje skup vezanih parcijskih diferencijalnih jednadžbi za funkcije $A_{\alpha JK}(\beta, \gamma)$ koje se rješavaju numerički.

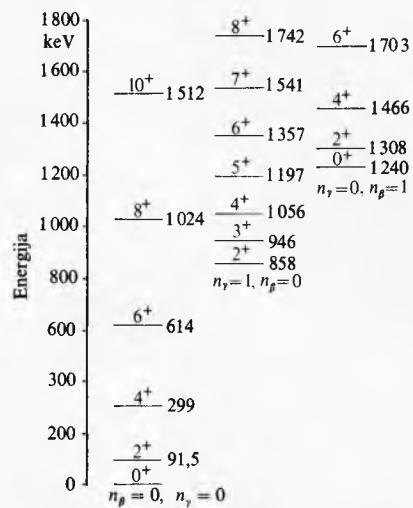
U aksijalnosimetričnoj granici javljaju se dva tipa vibracija s obzirom na deformiranu gustoću jezgre u unutrašnjem koordinatnom sustavu koje se odvijaju oko ravnotežnih vrijednosti $\beta = \beta_0$ i $\gamma = 0$. Kvanti tih vibracija jesu β -fononi, s unutrašnjom z -komponentom nula, i γ -fononi, s unutrašnjom z -komponentom 2. Svako vibracijsko stanje jezgre tada je karakterizirano parom (n_β, n_γ) , gdje n_β označuje broj β -fonona, a n_γ broj γ -fonona. Kad se jezgra nalazi u vibracijskom stanju (n_β, n_γ) s unutrašnjom z -komponentom K , ona može rotirati s različitim vrijednostima angularnog momenta I , tj. na svakom vibracijskom stanju (n_β, n_γ) zasniva se rotacijska vrpca. Ovisnost energije rotacijskih stanja o angularnom momenu u aproksimaciji kada se zanemari interakcija između rotacija i deformiranih vibracija (koja nastaje zbog zavisnosti inercijalne funkcije $\mathcal{J}(\beta, \gamma)$ u Bohrovu hamiltonijanu β i γ), jest

$$E_I = \frac{\hbar^2}{2\mathcal{J}(\beta_0, \gamma_0)} I(I+1), \quad (37)$$

uz $I = K, K+1, K+2, \dots$, za $K \neq 0$ i $I = 0, 2, 4, \dots$ za $K = 0$.

Rotacijska vrpca koja se zasniva na osnovnom stanju ($n_\beta = 0, n_\gamma = 0$) naziva se osnovnom vrpcom.

Na sl. 8 prikazan je rotacijski spektar sa tri najniže rotacijske vrpcu, koje se zasnivaju na $(n_\beta = 0, n_\gamma = 0)$, $(n_\beta = 1, n_\gamma = 0)$ i $(n_\beta = 0, n_\gamma = 1)$. Ako je interakcija između rotacija i vibracija malena, ovisnost energije rotacijskih stanja o angularnom momenu dana je aproksimativnom formulom



Sl. 8. Donji dio triju najnižih rotacijskih vrpcu u ^{164}Er

$$E_I = \frac{\hbar^2}{2\mathcal{J}(\beta_0, \gamma_0)} I(I+1) - B[I(I+1)]^2 + \dots, \quad (38)$$

gdje je parametar

$$B \ll \frac{\hbar^2}{2\mathcal{J}(\beta_0, \gamma_0)}. \quad (39)$$

Obilježje rotacijskih jezgara jesu veliki električni kvadrupolni momenti, čak stotinjak puta veći nego za pojedinačni nukleon.

Unutrašnji kvadrupolni moment u stanju χ definiran je

$$Q_0 = \langle \chi | \hat{Q} | \chi \rangle, \quad (40a)$$

a spektroskopski je kvadrupolni moment

$$Q = \langle \Psi_{I,M=I} | \hat{Q} | \Psi_{I,M=I} \rangle; \quad (40b)$$

Q je operator električnog kvadrupolnog momenta u rotacijskoj reprezentaciji, χ je valna funkcija u unutrašnjem koordinatnom sustavu, a $\Psi_{I,M}$ u laboratorijskom sustavu. Veza je među njima

$$Q = \frac{3K^2 - I(I+1)}{(I+1)(2I+3)} Q_0. \quad (41)$$

Prijelazna je vjerojatnost za $E2$ zračenje (za koje γ -kvant odnosi iz jezgre angularni moment $2\hbar$ i paritet +) unutar jedne rotacijske vrpcu pri skoku iz stanja s angularnim momentom I_2 u stanje s angularnim momentom I_1 , u rotacijskoj aproksimaciji

$$B(E2; I_2 \rightarrow I_1) = \frac{5}{16\pi} e^2 Q_0^2 \langle I_1 K 20 | I_2 K \rangle^2, \quad (42)$$

gdje je $\langle \rangle$ Clebsch-Gordanov koeficijent. Te su prijelazne vjerojatnosti mnogo veće nego u nedeformiranim jezgrama, kao rezultat konstruktivne interferencije među doprinosima pojedinih nukleona.

Promjena kvantnog broja K odgovara promjeni unutrašnje jezgrine strukture, pa su prijelazi između stanja s različitim K , tj. između različitih vrpcu, mnogo sporiji nego prijelazi unutar jedne vrpcu.

Sferna kvadrupolna reprezentacija. U sfernoj kvadrupolnoj reprezentaciji kolektivne koordinate $\alpha_{\lambda\mu}$ i impulsi $\pi_{\lambda\mu}$ izraženi su pomoću operatora stvaranja i poništenja sfernih fonona (vibracijskih kvanata)

$$\alpha_{2\mu} = \sqrt{\frac{\hbar}{2B_2\omega_2}} [b_{2\mu}^+ + (-1)^\mu b_{2-\mu}], \quad (43a)$$

$$\pi_{2\mu} = i\sqrt{\frac{\hbar B_2 \omega_2}{2}} [b_{2\mu} - (-1)^\mu b_{2-\mu}^+], \quad (43b)$$

gdje je $\omega_2 = \sqrt{C_2/B_2}$ a C_2 i B_2 su parametri pripadnog harmonijskog vibracijskog hamiltonijana

$$H = \frac{1}{2} \sum_{\mu} \left[\frac{1}{B_2} |\pi_2|^2 + C_2 |\alpha_{2\mu}|^2 \right]. \quad (44)$$

$b_{2\mu}^+$ i $b_{2\mu}$ su operatori stvaranja i poništenja fonona s angularnim momentom 2 i z-komponentom μ . Fononski operatori zadovoljavaju bozonska komutacijska pravila

$$\begin{aligned} [c_{2\mu}, c_{2\mu}^+]_- &\equiv c_{2\mu} c_{2\mu}^+ - c_{2\mu}^+ c_{2\mu} = \delta_{\mu\mu}, \\ [c_{2\mu}, c_{2\mu'}^+]_- &= 0 \end{aligned} \quad (45)$$

pa se podvrgavaju Bose-Einsteinovoj statistici. Stoga se fononi mogu gomilati u istom kvantnomehaničkom stanju, a višefononska valna funkcija je simetrična.

U harmonijskoj aproksimaciji koja je ekvivalentna vibracijskoj granici Bohrova hamiltonijana, energija n_z -fononskog stanja je

$$E_{n_z} = \left(n_z + \frac{5}{2} \right) \hbar \omega_2. \quad (46)$$

Valne funkcije kvantnomehaničke baze jesu $|n_z IM\rangle$, gdje je n_z broj fonona, I ukupni angularni moment, a M z-projekcija ukupnog angularnog momenta. One su redom:

$$|000\rangle = |0\rangle, \quad (47a)$$

$$|12\mu\rangle = b_{2\mu}^+ |0\rangle, \quad (47b)$$

$$|2IM\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_{\mu=-2}^2 \sum_{\mu'=-2}^2 \langle 2\mu 2\mu' | RM \rangle b_{2\mu}^+ b_{2\mu'}^+ |0\rangle. \quad (47c)$$

U (47c) angularni moment I poprima vrijednosti $I = 0, 2, 4$. Funkcija (47a) predstavlja tzv. fononski vakuum. Za $n_z \geq 4$ potreban je dodatni kvantni broj v da specifira različita stanja s istim n_z , I , M , pa se općenito valna funkcija označuje $|n_z v IM\rangle$. Skup tih valnih funkcija za $1, 2, \dots, N$ fonona čine fononski konfiguracijski prostor s maksimalno N fonona.

Fononski prostor može poslužiti kao kvantnomehanička baza za opis jezgara, no u hamiltonijanu treba uvesti snažne anharmonijske članove, tj. interakcije među fononima. Anharmonijski hamiltonijan je funkcija operatora b^+ i b koji se javljaju u različitim kombinacijama s ukupnim angularnim momentom 0:

$$\begin{aligned} H = H(b_2^+, b_2) &= h_1(b_2^+ b_2)_0 + h_2[(b_2^+ b_2)_0 + (b_2 b_2)_0] + \\ &+ h_3[(b_2^+ b_2^+ b_2)_0 + (b_2^+ b_2 b_2)_0] + h'_3[(b_2^+ b_2^+ b_2^+)_0 + \\ &+ (b_2 b_2 b_2)_0] + \sum_{L=0,2,4} h_{4L}[(b_2^+ b_2^+)_L (b_2 b_2)_L]_0 + \dots \end{aligned} \quad (48)$$

Simbol $(\dots)_L$ označuje vezanje operatora stvaranja i/ili poništenja unutar zagrade u ukupni angularni moment L . Član $h_1(b_2^+ b_2)_0$ je hamiltonijan harmonijskog vibratora, a nadredni članovi predstavljaju anharmonicitete. Brojevi $\{h\} \equiv \{h_1, h_2, h_3, h'_3, h_{4L}, \dots\}$ su parametri anharmonijskog hamiltonijana. U praktičnoj primjeni na jezgre dva su koraka: konstrukcija anharmonijskog hamiltonijana, tj. određivanje parametara $\{h\}$, te rješavanje Schrödingerove jednadžbe za zadani anharmonijski hamiltonijan.

Konstrukcija anharmonijskog hamiltonijana. Slično kao za Bohrov hamiltonijan, dva su osnovna pristupa konstrukciji anharmonijskog hamiltonijana: *fenomenološko tretiranje parametara $\{h\}$* kao slobodnih parametara koji se proizvoljno variraju, te *proračun parametara $\{h\}$* , polazeći od aproksimacije ljudskim modelom s određenom rezidualnom interakcijom među nukleonomima. Taj je način izvanredno složen, zahtijeva niz dodatnih aproksimacija i do danas još nema sasvim zadovoljavajućeg rješenja.

Anharmonijski hamiltonijan uključuje iste fizikalne korelacije kao Bohrov hamiltonijan, ali u principu daje općenitiji opis kvadrupolnog stupnja slobode. Naime, Bohrov hamiltonijan ograničen je na kvadratične članove u kinetičkoj energiji, a anharmonijski hamiltonijan nema tog ograničenja. U praktičnim računima anharmonijski hamiltonijan mora se pak aproksimirati tako da se uzmu u obzir anharmonijski članovi samo nižih redova; najčešće se uzimaju anharmoniciteti do četvrtog ili šestog reda. K tome, za mnogo fonona N , matrica anharmonijskog hamiltonijana postaje prevelika za dijagonalizaciju. Iz tih razloga za jezgre koje su blizu rotacijske granice Bohrov hamiltonijan daje prikladniji teorijski opis.

Rješavanje anharmonijskog modela. Schrödingerova jednadžba za anharmonijski hamiltonijan rješava se dijagonalizacijom hamiltonijana u fononskom konfiguracijskom prostoru $|nvIM\rangle$ s određenim maksimalnim brojem fonona N , koji predstavlja parametar u računu. Tako se dobivaju energije i valne funkcije jezgrinih stanja. Zatim se pomoću tih valnih funkcija dobivaju druga nuklearna svojstva, tako da se računaju matrični elementi odgovarajućih fizikalnih operatora koji su izraženi u fononskoj reprezentaciji.

SU(6) aproksimacija. Specijalni slučaj kvadrupolne aproksimacije u sfernoj reprezentaciji je model SU(6). Tada se pri proračunu nuklearnih svojstava primjenjuju metode matematičke teorije grupe.

U SU(6) aproksimaciji osnovni građevni blokovi jesu 35 operatora, oblika

$$\{G_k\} = \{b_{2\mu}^+ \sqrt{N - \sqrt{5}(b_2^+ b_2)_0}, \sqrt{N - \sqrt{5}(b_2^+ b_2)_0} b_{2\mu}, (b_2^+ b_2)_{JM}\}, \quad (49)$$

gdje je $\mu = -2, -1, 0, 1, 2$ te $M = -J, -J+1, \dots, J-1, J, J=0, 1, \dots, 4$. Ti operatori zadovoljavaju komutacijska pravila

$$[G_k, G_{k'}] = \sum_{k''} C_{kk'}^{k''} G_{k''} \quad (50)$$

i predstavljaju infinitezimalne generatore SU(6) grupe. $C_{kk'}^{k''}$ su određeni brojevi.

Anharmonijski hamiltonijan u SU(6) aproksimaciji konstruiran je pomoću bilinearnih kombinacija tih infinitezimalnih generatora vezanih u ukupni angularni moment nula:

$$\begin{aligned} H_{SU(6)} &= h_1(b_2^+ b_2)_0 + \\ &+ h_2 \left[[b_2^+ \sqrt{N - \sqrt{5}(b_2^+ b_2)_0} b_2^+] \sqrt{N - \sqrt{5}(b_2^+ b_2)_0} \right]_0 + \\ &+ \left[\sqrt{N - \sqrt{5}(b_2^+ b_2)_0} b_2 \sqrt{N - \sqrt{5}(b_2^+ b_2)_0} b_2 \right]_0 + \\ &+ h_3 \left\{ [(b_2^+ b_2)_2 b_2^+]_0 \sqrt{N - \sqrt{5}(b_2^+ b_2)_0} + \right. \\ &\quad \left. + \sqrt{N - \sqrt{5}(b_2^+ b_2)_0} [b_2 (b_2^+ b_2)_2]_0 \right\} + \\ &+ \sum_L h_{4L} [(b_2^+ b_2)_L (b_2^+ b_2)_L]_0. \end{aligned} \quad (51)$$

Za određene relacije među parametrima $\{h\}$ tog hamiltonijana javljaju se tri granična slučaja. U tim se slučajevima $H_{SU(6)}$ pojednostavnjuje tako da se može prikazati pomoću bilinearnih kombinacija infinitezimalnih generatora manjih grupa koje su sadržane u SU(6) grupi. Te manje grupe jesu SU(5), SU(3) i O(6). U tim graničnim slučajevima upotrebom metoda teorije grupe izravno se dobivaju analitički izrazi za energije i valne funkcije. Fizikalni je smisao tih granica:

SU(5) granica odgovara posebnom slučaju sfernovibracijskog tipa;

SU(3) granica odgovara posebnom slučaju rotacijskog tipa, s određenim relacijama između energija stanja u različitim rotacijskim vrpcima;

O(6) granica odgovara posebnom slučaju γ -mekog rotacijskog tipa kolektivne jezgre.

Interakcija nukleonskih i kolektivnih stupnjeva slobode

Pomoću kvadrupolnog stupnja slobode mogu se aproksimativno opisati mnoga stanja u parno-parnim jezgrama. Međutim, na nešto višim energijama u tim se jezgrama javljaju i stanja koja nisu kolektivna, već jednočestičnog tipa, pri čemu se u valnoj funkciji ističe jedna ili samo nekoliko ljudskih konfiguracija, bez onog korelativnog miješanja brojnih ljudskih konfiguracija koje je svojstveno za kolektivna pobuđenja.

U neparno-parnim i neparno-neparnim jezgrama uvijek ostaje jedan, odnosno dva neparna nukleona koji se ne mogu uključiti u kolektivno pobuđenje, jer se samo paran broj protona, odnosno neutrona može vezati u cijelobrojni angularni moment kakav je karakterističan za kolektivna stanja. Tada je aproksimacija

simativni nuklearni hamiltonijan

$$H = H_K + H_C + H_{KCI} \quad (52)$$

gdje je H_K kolektivni hamiltonijan, H_C ljkastni hamiltonijan za one nukleone koji kao individualne čestice nisu uključeni u kolektivna pobuđenja, a H_{KCI} interakcija između tih individualnih čestica i kolektivnih pobuđenja. Za niži dio spektra H_C najčešće uključuje jednu česticu za neparno-parne, a dvije čestice za neparno-neparne jezgre. Za potpuniji opis i za nuklearna stanja nešto više energije uključuju se još i složenije višečestične konfiguracije, i to dvočestične za parno-parne, tročestične za neparno-parne i četveročestične za neparno-neparne jezgre.

Taj hamiltonijan trebalo bi izvesti polazeći od mnoštva jezgrinih nukleona u ljkastim konfiguracijama, među kojima djeluje rezidualna interakcija. Pri tom bi se taj izvanredno složen i praktički nerješiv ljkasti hamiltonijan aproksimativno prikazao kao zbroj H_K (koji sadrži korelativnu kombinaciju mnogo ljkastih konfiguracija), H_C (mali ljkasti hamiltonijan odabranih individualnih nukleona) i H_{KCI} . To je mnogo teži zadatak nego što je kolektivna aproksimacija, a pri tom treba upotrijebiti još jače, dodatne aproksimativne metode. Stoga se najčešće polazi od fenomenološkog hamiltonijana interakcije.

Za kvadrupolni kolektivni stupanj slobode takve fenomenološke interakcije uvode se i u deformiranoj i u sfernoj reprezentaciji.

U deformiranoj reprezentaciji H_K je Bohrov hamiltonijan za deformirani tip jezgre, H_C hamiltonijan aproksimacije ljkastim modelom za gibanje nukleona u deformiranom potencijalu, a H_{KCI} Coriolisova interakcija koja povezuje gibanje nukleona u jezgri s rotacijom jezgre

$$H_{KCI} = \frac{1}{J(\beta, \gamma)} (\hat{I}_x \hat{j}_x + \hat{I}_y \hat{j}_y), \quad (53)$$

gdje su \hat{j}_x , \hat{j}_y i \hat{I}_x , \hat{I}_y komponente angularnog momenta čestice i ukupnog angularnog momenta jezgre (kolektivni i čestični) u unutrašnjem koordinatnom sustavu.

Analogno sfernoj aproksimaciji ljkastim modelom za deformirani je slučaj

$$H_C = T + V^D(\beta, \gamma, \vec{r}, \vec{l}, \vec{s}), \quad (54)$$

a jednočestični potencijal V^D povezan s oblikom jezgre opisan je pomoću parametara deformacije β i γ . Međutim, za β i γ u V^D mogu se aproksimativno uzeti srednje vrijednosti, jer je kolektivno gibanje sporije od jednočestičnog. Veličine \vec{r} , \vec{l} i \vec{s} označavaju položaj, angularni moment i spin nukleona.

Slijedi rješavanje Schrödingerove jednadžbe

$$H_C \Psi_\alpha^D = E_\alpha^D \Psi_\alpha^D. \quad (55)$$

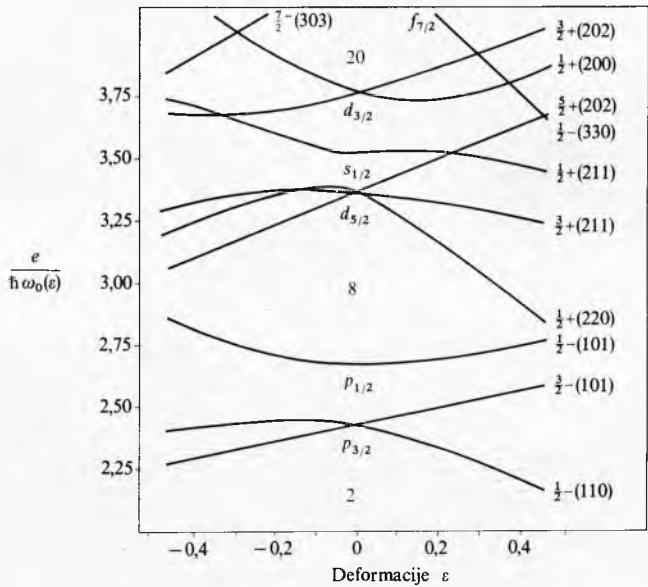
Tako se dobivaju energije E_α^D i jednočestične valne funkcije Ψ_α^D za skup jednočestičnih stanja koja predstavljaju generalizaciju jednočestičnih stanja sferne aproksimacije ljkastim modelom za deformirani potencijal.

Najrealističnija aproksimacija za jednočestični potencijal V^D jest deformirani Woods-Saxonov potencijal. Međutim, slična, a matematički jednostavnija, rješenja dobivaju se za pojednostavljen V^D u obliku deformiranog osculatorskog potencijala:

$$V^D = \frac{1}{2} m \omega_0^2 r^2 [1 - 2\beta [\cos \gamma Y_2^0(\vartheta, \phi') + \frac{1}{\sqrt{2}} \sin \gamma (Y_2^2(\vartheta, \phi') + Y_2^{-2}(\vartheta, \phi'))]] + C \hat{l} \cdot \hat{s} + D \hat{l}^2, \quad (56)$$

gdje je m masa nukleona, ω_0 osculatorska frekvencija, $Y_2^M(\vartheta, \phi')$ su kugline funkcije u unutrašnjem sustavu (ϑ i ϕ' su polarne kutne koordinate u uputrašnjem sustavu), C i D su parametri, a \hat{l} i \hat{s} operatori orbitalnog angularnog momenta i spina nukleona. Ako je taj potencijal aksijalnosimetričan ($\gamma = 0^\circ$ ili 60°), dobivena jednočestična stanja nazivaju se Nilssonovim stanjima. Energije i valne funkcije Nilssonovih stanja u ovisnosti o parametru deformacije β dani su u standardnim dijagramima i tablicama. Na primjer, na sl. 9 prikazan je dijagram energija

Nilssonovih stanja u ljkuci $Z = 50 - 82$ za rastegnutu deformaciju ($\gamma = 0$).



Sl. 9. Nilssonova stanja za jezgre sa $8 < Z < 20$, $8 < N < 20$

Na slici je energija izražena u jedinicama $\frac{E}{\hbar\omega_0(\epsilon)}$, pri čemu je

$$\hbar\omega_0(\epsilon) = \hbar\omega_0 \left(1 + \frac{\epsilon}{3}\right) \left(1 - \frac{1}{3}\epsilon^2 - \frac{2}{27}\epsilon^3\right)^{-1/3}, \quad (57)$$

$$\epsilon = 0,95\beta.$$

Svako stanje karakterizirano je s kvantnim brojevima $|\Omega||\Pi|Nn_3A$, npr.: za $\frac{1}{2}$ i za $\Pi = -1$, te za $N = 1$, $n_3 = 1$ i $A = 0$ oznaka je $\frac{1}{2}^-(110)$. Ω i Π su unutrašnja z -komponenta čestičnog angularnog momenta i paritet čestičnog stanja. Energija ne ovisi o predznaku z -komponente Ω , pa je u deformiranom slučaju svako stanje dvostruko degenerirano, tj. stanja sa z -komponentom $+|\Omega|$ i $-|\Omega|$ imaju jednake energije. Kvantni brojevi Nn_3A su oscilatorski kvantni brojevi koji karakteriziraju stanje za veliku deformaciju β .

Za svaku konkretnu deformiranu jezgru upotrebljavaju se Nilssonova stanja koja odgovaraju njenoj deformaciji. Nilssonova stanja pokazala su se vrlo uspješnom aproksimacijom za deformirane i prijelazne jezgre.

U sfernoj je reprezentaciji H_K anharmonijski kvadrupolni hamiltonijan, H_C hamiltonijan sferne ljkaste aproksimacije,

a $H_{KCI} = a \sum_{\mu=-2}^2 [b_{2\mu}^+ + (-1)^\mu b_{2-\mu}] Y_2^{*\mu}(\vartheta, \phi)$ je potencijal u kojemu je a parametar interakcije. U složenoj se aproksimaciji H_{KCI} proširuje članom interakcije između nukleona uključenih u H_C i nukleona iz unutrašnje strukture vibracije. Također se H_{KCI} može poopćiti u skladu sa SU(6) simetrijom za H_K , što omogućuje primjenu metoda matematičke teorije grupa i eventualno vodi na pojam supersimetrije za sustave bozona i fermiona, s jedinstvenim hamiltonijanom za bozone i za fermione.

Potencijal H_{KCI} u sfernoj reprezentaciji pokazao se prikladnom aproksimacijom za približno sferne i za prijelazne jezgre.

NUKLEARNI PROCESI

Postoji niz fizikalnih procesa kojima jezgra može prijeći s jednog, početnog stanja, u neko drugo, konačno stanje. U nekim procesima građa jezgre ostaje ista, a u nekim se mijenja.

Nuklearni se procesi razvrstavaju u dvije osnovne kategorije: nuklearni raspadi, procesi koji se zbivaju spontano, i nuklearne reakcije, procesi koje uzrokuje čestica koja kao projektil dolazi izvana.

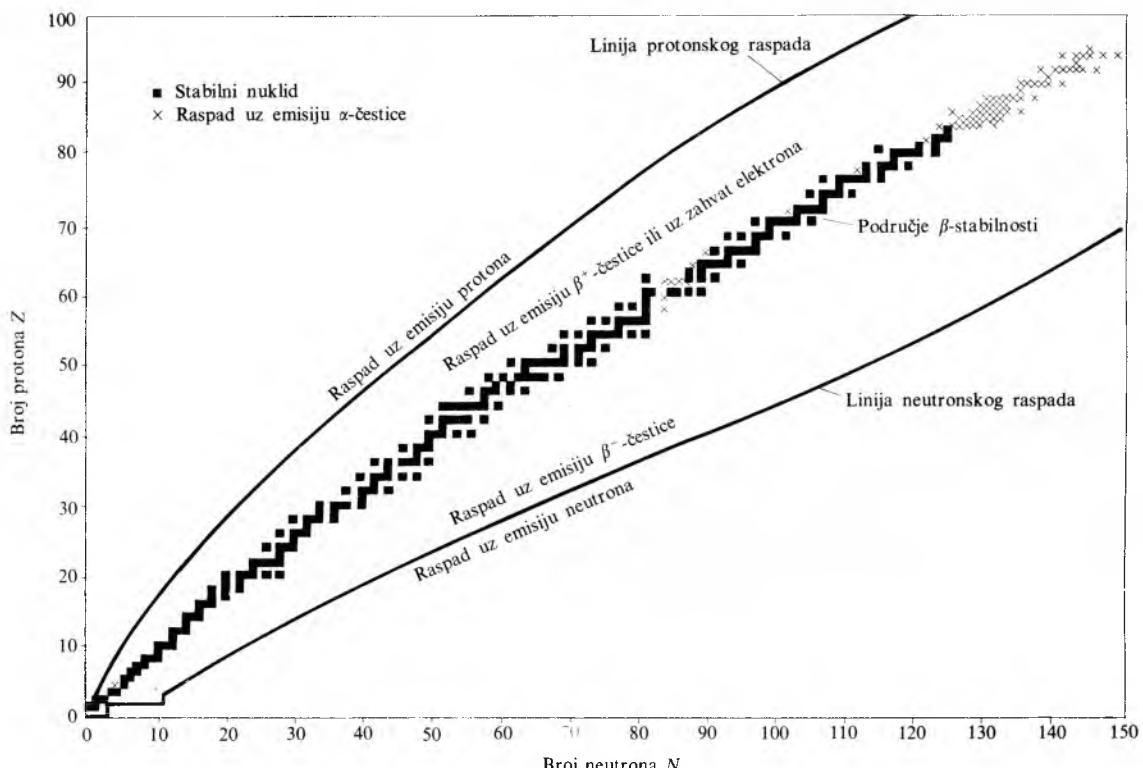
Nuklearni raspadi

U svakom nuklearnom raspodu potencijalna energija početnog stanja jezgre veća je od potencijalne energije konačnog stanja sustava (jezgra u konačnom stanju i emitirane čestice). Razlika tih energija pretvara se u kinetičku energiju produkata raspada. Tri su osnovna tipa nuklearnih raspada: elektromagnetski ili γ -raspad, β -raspad i nukleonska emisija.

Karta nuklida na sl. 10 prikazuje osnovna područja jezgara s karakterističnim tipovima raspada. Za prva dva tipa raspada (γ -raspad i β -raspad) v. *Atomska jezgra*, TE 1, str. 479.

10, udesno dolje), a S_p pada s rastom omjera $\frac{Z}{N}$ (tj. s udaljavanjem od područja β -stabilnosti ulijevo gore). Za određeni, dovoljno mali omjer $\frac{Z}{N}$ separacijska energija S_n postaje negativna; takva se jezgra već u osnovnom stanju raspada neutronskom emisijom. Ako se u karti nuklida spoje takve kritične jezgre, za svako se A dobiva linija jednoneutronskog raspada (sl. 10). Jezgre koje se nalaze ispod te linije raspadaju se emisijom neutrona. Slično se iznad linije β -stabilnosti dobiva linija jednoprotonskog raspada.

Višenukleonska emisija. Osim emisije pojedinačnih nukleona, jezgra može emitirati i skupinu nukleona, tj. neku laku jezgru. Najčešće je takav raspad moguć samo ako se jezgra nalazi u vrlo visoko pobuđenim stanjima, još veće energije nego pri jednonukleonskom raspodu. Na primjer, da bi jezgra



Sl. 10. Karta jezgara s naznačenim tipovima nestabilnosti u osnovnom stanju. Stabilne jezgre predložene su zacrncenim kvadratima, α -radioaktivne križićima, a kvadratići za ostale jezgre nisu naznačeni na slici. U području između lanca stabilnih jezgara i gornje linije (linija protonskog raspada) jezgre su β^+ -radioaktivne, a u području između lanca i donje linije (linija neutronskog raspada) jezgre su β^- -radioaktivne.

Jednonukleonska emisija. Ako se neki jezgrin proton ili neutron nađe u nekoj jednočestičnoj orbitali tako velike energije da strši iznad jame nuklearnog potencijala U^{LM} , on može napustiti jezgru. To je proces jednonukleonske emisije.

Za jezgru (Z, N) u osnovnom stanju neutronska (S_n) i protonска (S_p) separacijska energija iznose

$$S_n = [M(Z, N - 1) + M_n - M(Z, N)]c^2, \quad (58a)$$

$$S_p = [M(Z - 1, N) + M_p - M(Z, N)]c^2, \quad (58b)$$

gdje je $M(Z, N)$ masa jezgre sa Z protonima i N neutronima, M_n masa neutrona, M_p masa protiona.

Za srednje teške stabilne jezgre energija nukleonske separacije iznosi ~ 8 MeV. Zato je jednonukleonska emisija energetski moguća tek ako se jezgra nađe u nekom visoko-pobuđenom stanju s energijom od najmanje ~ 8 MeV.

U svakoj skupini jezgara s određenim brojem nukleona $A = Z + N$ postoji pravilnost da se S_n smanjuje smanjivanjem omjera $\frac{Z}{N}$ tj. s udaljavanjem od područja β -stabilnosti, na sl.

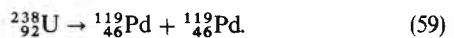
spontano emitirala deuteronom, mora biti u stanju kojem je energija pobuđenja najmanje $S_n + S_p - E_v(^2\text{H}) \approx 8 + 8 - 2,2 \approx 14$ MeV, gdje je $E_v(^2\text{H})$ energija veze deuterijeve jezgre.

Izuzetak su dva tipa višenukleonske emisije, emisija α -čestice i spontana fisija, koji se za neke jezgre događaju čak i u osnovnom stanju.

Emisija α -čestice. Taj tzv. α -raspad događa se zbog relativno velike energije vezanja jezgre ${}^4\text{He}$, koja iznosi $E_v({}^4\text{He}) = 28$ MeV. Za vrlo teške jezgre koje nisu β -radioaktivne iznosi $S_n \approx S_p < 7$ MeV, pa je energija separacije α -čestice $2S_n + 2S_p - E_v({}^4\text{He}) < 0$ MeV.

Stoga je energetski moguć α -raspad mnogih teških jezgara i u osnovnom stanju. Za α -raspad v. *Atomska jezgra*, TE 1, str. 479.

Spontana fisija. Za mnoge teške atomske jezgre u osnovnom stanju energetski je moguća i spontana fisija, raspod jezgre na dva dijela. Takav je npr. raspod



Energija je veze po nukleonu $\frac{E_v}{A}(^{238}\text{U}) \approx 7,6 \text{ MeV}$ i $\frac{E_v}{A}(^{119}\text{Pd}) \approx 8,4 \text{ MeV}$, pa je energija separacije za taj raspad $238 \cdot 7,6 - 2 \cdot 119 \cdot 8,4 \approx -190 \text{ MeV}$. Dakle, tim se raspadom oslobođa energija od 190 MeV . Slična je energetska balanca i pri spontanoj fisiji na proekte, kojima se mase razlikuju (što se najčešće i zbiva), npr. $^{278}\text{U} \rightarrow ^{144}\text{Ba} + ^{94}\text{Kr}$. Kao efekt nuklearne strukture veća je vjerojatnost da nastane asimetrična fisija na nejednake fragmente, tako da su u novonastalim jezgrama neutrone ljuške stabilnije, bliže magičnim brojevima $N = 50$ i $N = 82$.

S gledišta energetske bilance spontana fisija moguća je za većinu teških jezgara sa $A > 100$. Međutim, penetracija potencijalne barijere vrlo je malena za spotanu fisiju (v. Atomska jezgra TE 1, str. 479), što izvanredno smanjuje vjerojatnost spontane fisije. Npr., za ^{238}U vjerojatnost je spontane fisije 10^6 puta manja od vjerojatnosti α -raspada. Stoga pri radioaktivnom raspodu ^{238}U na milijun α -raspada dolazi jedna spontana fisija.

Kombinacija raspada. Tipična vremena poluraspađa iznose: za jednonukleonsku emisiju 10^{-18} s , za γ -raspad 10^{-12} s , za β -raspad 10^2 s , za α -raspad 10^5 s .

Zato postoji karakterističan redoslijed odvijanja raspada. Ako je jezgra u visokopobuđenom stanju, prvo se raspada jednonukleonskom emisijom, sve dok je to energetski moguće. Zatim slijede elektromagnetski raspadi kaskadom γ -emisija (ili interne konverzije) sve dok jezgra ne dode u svoje osnovno stanje, u kojem, ako jezgra nije stabilna, slijedi β -raspad, odnosno α -raspad.

Jezgra koja je produkt β -raspada ili α -raspada često nastaje u nekom pobuđenom stanju. Pri tom je energija pobuđenja manja od energije separacije nukleona. Nizom γ -prijelaza jezgra se tada brzo spušta u osnovno stanje. Među stanjima javlja se i pokoje izomerno stanje, tj. pobuđeno stanje s izuzetno dugaćim vremenom poluraspađa za γ -zračenje, u kojem jezgra može proboraviti duže vrijeme.

Nuklearne reakcije

Kada čestica projektil a pogodi jezgru metu A, mogu nastati različite reakcije, koje se svrstavaju u tri osnovna tipa.

Elastično raspršenje može se opisati jednadžbom

$$A + a \rightarrow A + a. \quad (60a)$$

Meta A i projektil a ne mijenjaju građu ni kvantomehaničko stanje, ali mogu jedan drugome predati kinetičku energiju tako da zbroj kinetičkih energija ostaje nepromijenjen.

Neelaстиčno raspršenje može se opisati jednadžbom

$$A + a \rightarrow A^* + a'. \quad (60b)$$

Meta i projektil ne mijenjaju građu, ali meta prelazi iz jednog stanja u drugo, obično iz osnovnog u neko pobuđeno stanje, označeno sa A^* .

Nuklearne pretvorbe mogu se opisati jednadžbom

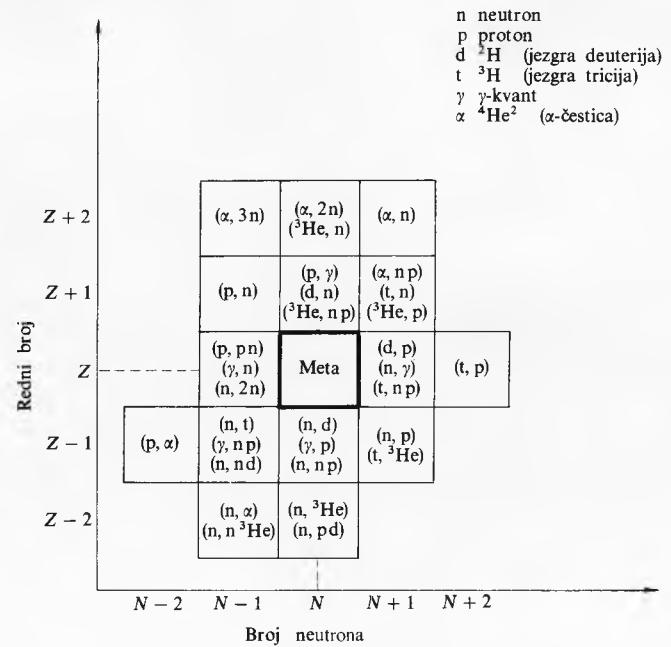
$$A + a \rightarrow B + b. \quad (60c)$$

Mijenja se nuklearna grada i nastaje nova jezgra B uz emisiju jedne ili više izlaznih čestica b. Takva se nuklearna reakcija standardno označuje sa A(a, b)B, gdje su u zagradi navedene ulazna i izlazna čestica. Upotrebljavaju se sljedeći nazivi: a ulazni projektil, A jezgra meta, B jezgra kćerkica, b izlazni projektil. Nuklearne pretvorbe koje najčešće nastaju upotrebom lakih projektila schematski su naznačene na sl. 11.

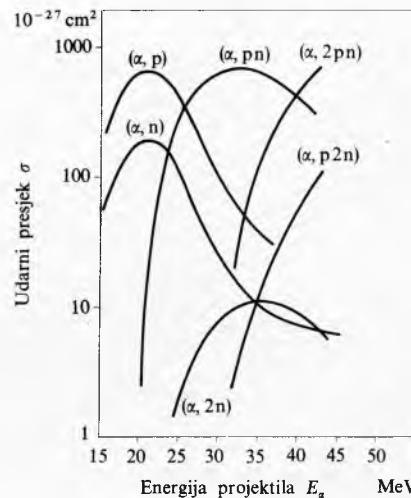
Još složenije nuklearne promjene postižu se upotrebom projektila veće mase, tzv. teških iona. Današnja eksperimentalna tehnika omogućuje da ionizirani atomi, relativno velikih masa, ubrzani u akceleratoru do velikih energija, posluže kao projektili za pobudivanje nuklearnih reakcija.

Reakcijski kanali i udarni presjek. Reakcijski kanal razmjeva određenu nuklearnu reakciju s određenim vrijednostima svih fizikalnih veličina koje ju karakteriziraju: vrstom čestica, energijama, angularnim momentima itd. Za reakciju se definira tzv. ulazni i izlazni kanal.

Određenom ulaznom kanalu odgovaraju različiti izlazni kanali, svaki s određenom vjerojatnošću. To je kvantomehanički efekt, što znači da u kvantnoj mehanici nema determiniranosti u klasičnom smislu. Npr., za određeni ulazni reakcijski kanal s protonom projektilom i nekom jezgrom metom, s određenim energijama i angularnim momentima, mogu se dobiti različiti izlazni kanali, npr. (p, p), (p, p'), (p, γ), (p, α), (p, n), (p, d) itd.



Sl. 11. Shematski prikaz najčešćih nuklearnih pretvorbi



Sl. 12. Pobudne funkcije za reakciju $\alpha + ^{54}\text{Fe}$

Vjerojatnost svake pojedinačne reakcije izražava se pomoću udarnog presjeka. Kad projektil nalijeće okomito na vrlo tanku pločicu koja sadrži jezgre mete, vjerojatnost je reakcije

$$V = \sigma \varrho d; \quad (61)$$

gdje je ϱ gustoća jezgara mete u pločici (tj. broj jezgara po jedinici volumena), a d debljina pločice. Konstanta proporcionalnosti σ , s dimenzijom ploštine, zove se *udarni presjek*. Udarni presjek za određenu reakciju može se zamisliti kao efektivna ploština koju jezgra meta predstavlja za upadni projektil da dođe do te reakcije; vjerojatnost te reakcije jednaka je vjerojatnosti da ulazni projektil pogodi jezgru unutar te efektivne ploštine.

Ako na deblju metu upada snop projektila intenziteta I_0 (omjer broja projektila te vremena i presjeka snopa), inten-

zitet snopa nakon prolaza kroz materijal debljine d iznosi

$$I = I_0 \exp(-\sigma_T \rho d), \quad (62)$$

gdje je σ_T totalni udarni presjek koji se dobiva zbrajanjem udarnih presjeka za sve moguće nuklearne reakcije između projektila iz snopa s jezgrom metom, što uzrokuju uklanjanje projektila iz snopa.

Ovisnost udarnog presjeka za određenu reakciju o energiji ulaznog projektila zove se *pobudna funkcija*. Na primjer, na sl. 12 vide se pobudne funkcije za različite reakcije koje nastaju naletom α -čestice na jezgru metu ^{54}Fe .

Energetski spektar izlaznog projektila, koji za određenu energiju ulaznog projektila prikazuje udarni presjek prema energiji izlaznog projektila, odražava energetska stanja u kojima se nakon reakcije može naći jezgra kćerkica.

Kutna raspodjela koja prikazuje udarni presjek ovisan o kutu pod kojim izljeće izlazni projektil prema smjeru upadnog snopa odražava reakcijski mehanizam i angularne momente sudionika reakcije.

Energetska bilanca reakcije. Energetska bilanca nuklearne reakcije $A(a,b)B$ izražava se tzv. Q -vrijednošću

$$Q = -\Delta M \cdot c^2, \quad (63)$$

gdje je ΔM promjena mase u nuklearnoj reakciji

$$\Delta M = [M(B) + M(b) - M(A) - M(a)]. \quad (64)$$

Q -vrijednost se obično izražava pomoću energije veze (v. *Atomska jezgra*, TE 1, str. 479) pojedinih sudionika nuklearne reakcije

$$Q = E_v(B) + E_v(b) - E_v(A) - E_v(a). \quad (65)$$

Q -vrijednosti za različite reakcije između neutrona projektila i jezgre mete ^{14}N navedene su u tabl. 1.

Tablica 1
Q-VRIJEDNOSTI NUKLEARNIH
REAKCIJA NEUTRONA I JEZGRE ^{14}N

Reakcija	Q-vrijednost keV
$^{14}\text{N}(n,\gamma)^{15}\text{N}$	$10834,3 \pm 0,9$
$^{14}\text{N}(n,^1\text{H})^{14}\text{C}$	$626,55 \pm 0,39$
$^{14}\text{N}(n,^2\text{H})^{13}\text{C}$	$-5324,7 \pm 0,8$
$^{14}\text{N}(n,^3\text{H})^{12}\text{C}$	$-4014,13 \pm 0,44$
$^{14}\text{N}(n,^3\text{He})^{12}\text{B}$	$-17364,9 \pm 1,0$
$^{14}\text{N}(n,^4\text{He})^{11}\text{B}$	$-157,3 \pm 0,7$
$^{14}\text{N}(n,2n)^{13}\text{N}$	$-10553,2 \pm 1,3$
$^{14}\text{N}(n,n^1\text{H})^{13}\text{C}$	$-7549,4 \pm 0,7$

Reakcije sa $Q > 0$ zovu se *egzoenergetske* reakcije. Primjer je osloboda energija Q , pa je kinetička energija u izlaznom kanalu za Q veća nego u ulaznom. Reakcije sa $Q < 0$ zovu se *endoenergetske* reakcije. Da bi nastala takva reakcija, treba utrošiti energiju $|Q|$, pa je kinetička energija u izlaznom kanalu za $|Q|$ manja od kinetičke energije u ulaznom kanalu. Raspodjela kinetičke energije između produkata reakcije određena je zakonom održanja energije i impulsa.

U nuklearnoj fizici najčešće se proučavaju reakcije s energijama projektila do nekoliko stotina megaelektronvolta (MeV). U reakcijama s projektilima mnogo većih energija javljaju se u izlaznom kanalu uz nukleon i različite druge elementarne čestice (v. *Subatomske čestice*). Ti se procesi istražuju u nuklearnoj fizici srednjih energija i u fizici elementarnih čestic.

Coulombova barijera. Ako ulazni projektil ima pozitivan električni naboj, kao npr. proton, projektil je izložen elektrostatičkom odbijanju prije nego što se sasvim približi jezgri mete na domet privlačne nuklearne sile. Kinetička je energija takva projektila u udaljenosti r od jezgre

$$E_{\text{kin}}(r) = E_{\text{kin}}^0 - E_C(r), \quad (66a)$$

$$E_C(r) = ke^2 \frac{Z_A Z_a}{r}, \quad r > R, \quad (66b)$$

gdje je E_{kin}^0 početna kinetička energija projektila daleko od mete, a $E_C(r)$ Coulombova energija.

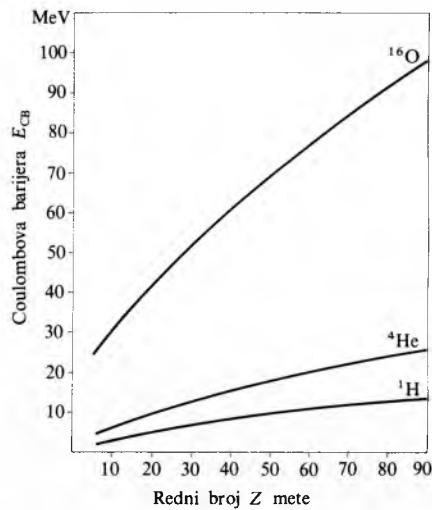
Na dometu R nuklearnih sila jezgre Coulombova energija poprima vrijednost $E_C(R)$ i koja se zove *Coulombova barijera*

$E_C(R) = E_C(R)$. Kinetička energija projektila smanjuje se približavanjem jezgri meti, sve dok ne dođe na domet nuklearne sile. Ako je $E_{\text{kin}}^0 < E_C(R)$ projektil se reflektira od jezgre prije nego što stigne na domet nuklearne sile; tako Coulombova potencijalna barijera sprečava da dođe do nuklearne reakcije. Dakle, uvjet je da pozitivno nabijeni projektil uđe u jezgru i pobudi nuklearnu reakciju

$$E_{\text{kin}}^0 > E_C(R) \quad (67)$$

Međutim, s nekom vrlo malom vjerojatnošću reakcija može nastati i kad je $E_{\text{kin}}^0 < E_C(R)$, zbog kvantnomehaničke penetracije Coulombove barijere.

Na sl. 13 prikazana je visina Coulombove barijere za reakcije s nekoliko vrsta projektila, već prema broju protona u jezgri meti.



Sl. 13. Ovisnost visine Coulombove barijere za reakciju između projektila (p, $\alpha^{16}\text{O}$) i jezgre mete o broju protona u meti

Aproksimacije za nuklearne reakcije

Nuklearne reakcije jesu izvanredno složene kvantnomehaničke pojave na koje utječu i nuklearna struktura i mehanizam reakcije. Zato su u teorijskoj razradi potrebne još oštire kvantnomehaničke aproksimacije nego kad se razmatra nuklearna struktura.

Premda tipu reakcije primjenjuje se nekoliko tipova aproksimacija. Osobito se upotrebljavaju optički model, model složene jezgre i model direktnе reakcije. Ti se modeli zasnivaju na osnovnoj aproksimaciji za nuklearnu strukturu, na ljkastom modelu.

Optički model. U aproksimaciji optičkim modelom jezgra mete je aproksimativno opisana kompleksnim potencijalom $V = U + iW$, koji se tada zove *optički potencijal*. Realni dio U optičkog potencijala predstavlja potencijalnu energiju ljkastog modela. Interakcija snopa projektila s potencijalnom jamom U daje elastično raspršenje. Svi ostali reakcijski kanali simulirani su na usrednjeno način pomoću imaginarnog dijela W optičkog potencijala. Interakcija snopa projektila s tim imaginarnim potencijalom simulira apsorpciju: gubljenje projektila iz originalnog snopa, tj. iz elastičnog kanala. Tako se globalno uzimaju u obzir svi drugi reakcijski kanali, osim elastičnoga koji se uključuje eksplicitno.

Da kompleksni potencijal vodi na prigušenje snopa, slijedi već iz jednostavnog primjera ravnog vala. Valna je funkcija za širenje u smjeru osi z u području konstantne potencijalne energije V :

$$\Psi = \exp(i k z), \quad (68a)$$

gdje je $k = \sqrt{\frac{2M}{k^2}(E - V)}$. Za kompleksan potencijal $V = U + iW$ valni vektor k postaje kompleksan $k = k_r + ik_i$, s realnim dijelom

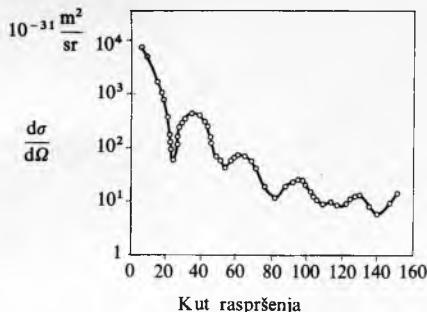
k_r i imaginarnim dijelom k_i . Tada je valna funkcija

$$\Psi = \exp(ik_r z) \cdot \exp(-k_i z), \quad (68)$$

što je prigušivanji ravni val, s apsorpcijskim faktorom $\exp(-k_i z)$. To je valna funkcija snopa čestica koji biva postepeno apsorbiran prolaskom kroz sredstvo.

Način na koji se projektil može ukloniti iz elastičnog kanala jest sudar s jednim ili više jezgrinih nukleona. Prosječno je vrijeme između dva takva sudara \hbar/W , tj. imaginarni dio W optičkog potencijala jest mjeru za učestalost sudara projektila s nukleonima jezgre mete.

U optičkom modelu rješava se Schrödingerova jednadžba s kompleksnim potencijalom upotreboom metoda kvantomehaničke teorije raspršenja. Valna funkcija upadnog snopa projektila aproksimira se ravnim valom koji se razlaže na zbroj parcijalnih valova s različitim vrijednostima orbitalnog angularnog momenta l (s obzirom na središte jezgre). Za spore projektile glavni doprinos raspršenju dolazi od projektila kojima je $l = 0$. Sto je kinetička energija projektila veća, više je l -ova koji su važniji za proces raspršenja. Stoga se s povećanjem energije projektila smanjuje djelotvornost metode parcijalnih valova.



Sl. 14. Kutna raspodjela elastično raspršenih neutrona na ^{208}Pb

Za određeni oblik optičkog potencijala rješenje Schrödingerove jednadžbe daje kutnu raspodjelu elastično raspršenih izlaznih projektila. U skladu s eksperimentom dobiva se tipična ogibna slika. To je ilustrirano na sl. 14, gdje je udarni presjek elastično raspršenih neutrona na ^{208}Pb prikazan u zavisnosti o kutu raspršenja u sustavu središta mase. Simbol Ω označuje prostorni kut u smjeru raspršenja. Ukupni udarni presjek za elastično raspršenje dobiva se integracijom po svim smjerovima

$$\sigma = \int \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right) d\Omega. \quad (69)$$

Parametri optičkog potencijala odabiru se tako da računata kutna raspodjela optimalno reproducira eksperimentalnu. Tipična je dubina realnog dijela potencijala ~ 50 MeV (to je potencijal ljuškastog modela), a imaginarni dio potencijala je mnogo plići, s tipičnom dubinom $\sim 3 \dots 10$ MeV.

Udarni presjek za apsorpciju projektila, tj. njegovo uklanjanje iz elastičnog kanala također se računa u optičkom modelu i zove se reakcijski udarni presjek σ_R . Maksimalna je moguća vrijednost σ_R u optičkom modelu

$$\sigma_R^{\max} \simeq (R + \lambda)^2 \quad (70)$$

gdje je R polumjer jezgre, λ kvantomehanička valna duljina projektila $\lambda = \frac{1}{2\pi p}$, a p impuls projektila. To je zato što se čestica impulsu p kvantomehanički rasprostire prostorom dimenzije λ . Ako je projektil električno nabijen, procjenu za σ_R^{\max} treba množiti s vjerojatnošću kvantomehaničke penetracije Coulombove barijere.

Reakcijski udarni presjek σ_R , koji se dobiva računom u optičkom modelu za projektile male energije, blizu je vrijednosti σ_R^{\max} , a za projektile većih energija mnogo je manji od σ_R^{\max} .

Optičkim modelom opisuju se sve reakcije izvan elastičnog kanala globalno, na usrednjeno način; ne razlikuju se i ne upisuju konzervacije po pojedinačnim izlaznim kanalima. Zato

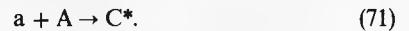
se uvode detaljnije aproksimacije sa specifičnim mehanizmima procesa u apsorpcijskim kanalima.

Dvije kategorije reakcijskih mehanizama. Nuklearne reakcije mogu se razvrstati u dvije osnovne kategorije: 1) reakcije složenom jezgrom i 2) direktnе reakcije. Osnovni je kriterij za takvo razvrstavanje trajanje reakcije, koje se uspoređuje s vremenom proleta projektila kroz jezgru metu $T_{PR} \simeq \frac{2R_A}{v_a}$, tu je R_A polumjer jezgre mete, a v_a brzina projektila nakon ulaska u jezgru. Vrijeme proleta iznosi $\sim 10^{-21} \dots 10^{-22}$ s.

Kategorija direktnih reakcija obuhvaća reakcije kojima je trajanje reda veličine vremena proleta, dok se u reakcije složenom jezgrom ubrajaju one kojima je trajanje mnogo ($\sim 10^6$ puta) duže.

Za te dvije kategorije reakcija upotrebljavaju se pripadni modeli i aproksimativni kvantomehanički postupci.

Reakcija složenom jezgrom. U modelu reakcije složenom jezgrom proces se odvija u dva stupnja. U prvom stupnju spajanjem projektila a i jezgre mete A nastaje nova, složena jezgra u visokopobuđenom stanju C*



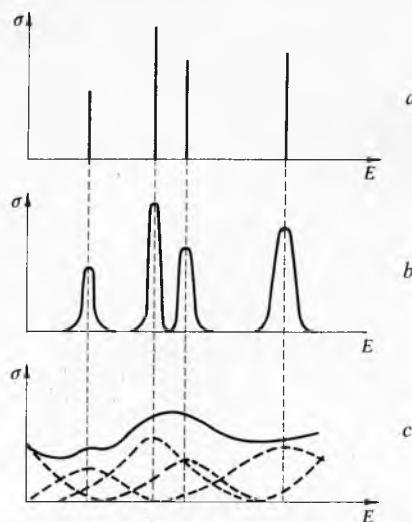
U drugom stupnju raspada se složena jezgra C* u neki od mogućih reakcijskih kanala.

Jezgra građena od a + A nukleona kao cjelovit kvantomehanički sustav može se nalaziti u samo određenim diskretnim energetskim stanjima. Međutim, za pobuđeno stanje s vremenom poluraspada τ , odnosno s vjerojatnošću raspada u jedinici vremena $\omega = 1/\tau$, prema relaciji neodređenosti nije moguće odrediti energiju s većom točnošću od $\Gamma = \hbar\omega$. Stoga svako pobuđeno stanje jezgre zapravo ima širinu Γ . To vrijedi i za nisko pobuđena stanja jezgre, ali, budući da im je vrijeme života uglavnom znatno duže, linije su vrlo uske, mnogo uže nego za visokopobuđena stanja.

Ako se jezgra koja se nalazi u određenom stanju može raspasti na različite načine, za svaki tip raspada definira se pripadna parcijalna širina $\Gamma_k = \hbar\omega_k$. Tada je totalna širina tog stanja $\Gamma = \sum_k \Gamma_k$.

Stanja jezgre mogu se razvrstati na dva tipa, prema odnosu između širine stanja Γ i prema udaljenosti D između tih stanja. To su tzv. rezonantno područje ($\Gamma \ll D$) i područje kontinuma ($\Gamma \gg D$).

Kad bi složena jezgra imala diskretna energetska stanja strogo određenih energija ($\Gamma = 0$), složena jezgra bi se formirala samo ako bi upadni projektil imao upravo toliku energiju da spajanje projektila i mete tvori upravo jedno od tih stanja. Tada bi udarni presjek izgledao kao na sl. 15a. Međutim, za konačnu širinu Γ proizlazi udarni presjek tipa kao na sl. 15b u rezonantnom području ($\Gamma \ll D$) i kao na sl. 15c u području kontinuma ($\Gamma \gg D$).



Sl. 15. Shematski prikaz pojave rezonancije

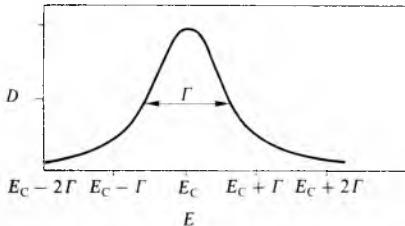
Reakcija $A(a, b)B$ koja se odvija složenom jezgrom ($a + A \rightarrow C^* \rightarrow b + B$) može se tretirati u drugom redu vremenski zavisnog računa smetnje (v. *Mehanika, kvantna*, TE 8, str. 188) sa zbrajanjem po međustanjima $|C^*\rangle$. Vremenska zavisnost valne funkcije svakog stanja C^* s određenom energijom E_C i širinom Γ_C iznosi

$$\Psi = \exp\left(-i\frac{E_C}{\hbar}t\right) \cdot \exp\left(-\frac{\Gamma}{\hbar}t\right). \quad (72)$$

Ako za određenu energiju upadnog projektila dominira jedan član u zbroju, s određenim međustanjem C^* , dobiva se Bret-Wignerova formula za udarni presjek

$$\sigma_{(a, b)} = \pi \lambda^2 \frac{2J_C + 1}{(2J_a + 1)(2J_B + 1)} \cdot \frac{\Gamma_a \Gamma_b}{(E_a - E_C)^2 + \frac{\Gamma_C^2}{4}} \quad (73)$$

gdje su J_a , J_B , J_C angularni momenti projektila a, mete A i složene jezgre C, Γ_a (Γ_b) je parcijalna širina stanja C^* za raspod $C^* \rightarrow a + A$ ($C^* \rightarrow b + B$), a E_a energija upadnog projektila u sustavu središta mase. Rezonantni energetski nazivnik u Breit-Wignerovoj formuli (sl. 16) dominira oblikom pobudne funkcije $\sigma(E_a)$ za rezonanciju s malim Γ , u okolišu maksimuma rezonancije. Naime, u energetskom intervalu širine 4Γ energetska zavisnost ostalih članova u formuli (v_a^2 , Γ_a , Γ_b) mnogo je manja.

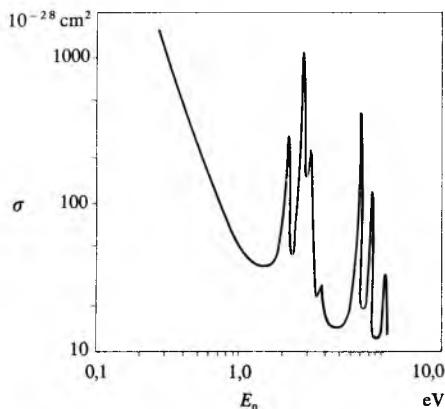


Sl. 16. Oblik Breit-Wignerove rezonantnog nadzivnika $D = \frac{1}{(E_a - E_C)^2 + \frac{\Gamma^2}{4}}$

Međutim, za vrlo male energije faktor $\lambda^2 \approx v_a^{-2}$ postaje velik i veoma pojačava repove rezonancija, daleko od položaja njihovih maksimuma. No i matrični elementi ugrađeni u parcijalne širine Γ također mogu sadržavati energetsku zavisnost. Na primjer, za (n, γ) reakciju je $\Gamma_n \approx v_n^{-1}$, $\Gamma_\gamma \approx \text{const.}$, pa je za mali E_n daleko od rezonancije $\sigma(n, \gamma) \approx v_n^{-1}$.

Ovisnost udarnog presjeka za interakciju sporih neutrona s teškom jezgrom prikazana je na sl. 17. U suglasnosti s modelom složene jezgre pojavljuje se ovisnost udarnog presjeka u obliku v_n^{-1} i rezonantna struktura.

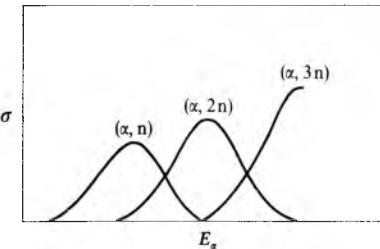
U rezonantnom je području širina rezonancija Γ nekoliko desetinki elektrovolta a udaljenost između rezonancija D nekoliko elektronvolta. Međutim, usrednjavanjem preko šireg energetskog



Sl. 17. Ovisnost udarnog presjeka za reakciju složenom jezgrom $^{156}\text{Gd}(n, \gamma)^{157}\text{Gd}$ o energiji neutrona

intervala, uske pojedinačne rezonancije usrednjavaju se u široke rezonancije, širine oko megaelektronvolta, što odgovara širini jednostavnog jednočestičnog stanja za visokopobuđena stanja u složenoj jezgri kada se nadošli nukleon projektil smjesti na neko visoko pobuđeno stanje u jezgri meti. To znači da je snažnom interakcijom između svih nukleona u složenoj jezgri nastao niz stanja s komplikiranim višečestičnim valnim funkcijama, svaka s vrlo malom primjesom jednočestičnog stanja.

S povećanjem energije upadnog projektila pobuđuju se sve više viša stanja u složenoj jezgri, sa sve većim širinama rezonancija. Za dovoljno visoku energiju dolazi se u područje kontinuma ($\Gamma \gg D$). Tada precizna mjerena udarnog presjeka pokazuju statističke fluktuacije. No, usrednjavanjem preko šireg energetskog intervala dobivaju se tipične pobudne funkcije, kao npr. na sl. 18.



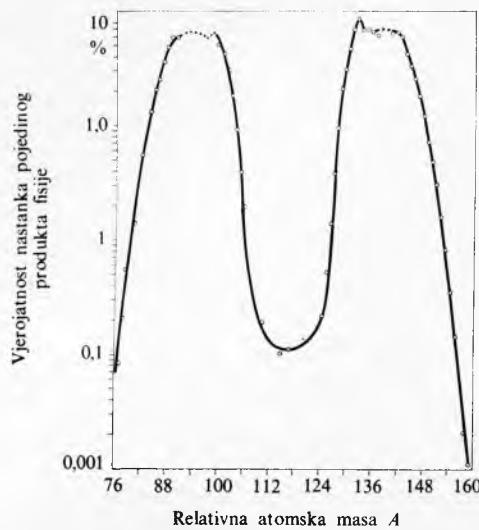
Sl. 18. Ilustracija usrednjjenih udarnih presjeka u području kontinuma za (α, xn) reakcije

Jedan od mogućih izlaznih kanala u reakcijama složenom jezgrom jest fisija. Do nje dolazi ako je složena jezgra pobuđena u stanje dovoljno velike energije da premašuje Coulombovu barijeru za fisiju, ili da joj se bar sasvim približuje. Kako je ta energija mnogo veća od separacijske energije neutrona, prije no što nastupi fisija, složena jezgra obično emitira nekoliko neutrona.

Ako je energija složene jezgre malo ispod Coulombove barijere za fisiju, pokazuje se golema energetska osjetljivost faktora penetracije, slično kao pri α -raspadu i spontanoj fisiji. Jedna je od posljedica toga velika razlika između fisijskih udarnih presjeka za reakcije $^{235}\text{U} + ^{238}\text{U}$ sa sporim neutronima. Pri tom nastaju složene jezgre ^{236}U i ^{239}U u visokopobuđenim stanjima. Međutim, energija pobuđenja složene jezgre ^{236}U dostiže Coulombovu barijeru, dok je energija nastale složene jezgre ^{239}U manja od Coulombove barijere. To je posljedica svojstva nuklearne sile da je izrazito privlačna kada su svi nukleoni združeni u parove angularnog momenta nula. U jezgri ^{236}U svi nukleoni mogu se združiti u parove, a u ^{239}U jedan ostaje bez partnera. (Jedna je od posljedica te privlačne sile među parovima čestica pojava supravodljivosti u atomskoj jezgri, analogno supravodljivosti u nekim materijalima na niskim temperaturama.) Zbog te razlike složena jezgra ^{239}U nastaje u stanju s energijom nešto ispod Coulombove barijere, koja iznosi ~ 170 MeV, dok ^{236}U nastaje u stanju pri vrhu Coulombove barijere. Stoga za ^{239}U faktor penetracije bitno smanjuje vjerojatnost fisije, pa u njenu raspodu prevladavaju drugi mogući izlazni kanali, u prvom redu emisija γ -kvanta. Da je Coulombova barijera samo $\sim 0,5\%$ niža, ^{238}U bio bi također sklon fisiji pri bombardiranju sporim neutronima.

Kad nastane fisija urana 235 pobuđene sporim neutronima projektilima, fisijski fragmenti se razlete ubrzavani Coulombovom silom, pa je njihova ukupna kinetička energija približno jednaka visini Coulombove barijere, tj. ~ 170 MeV.

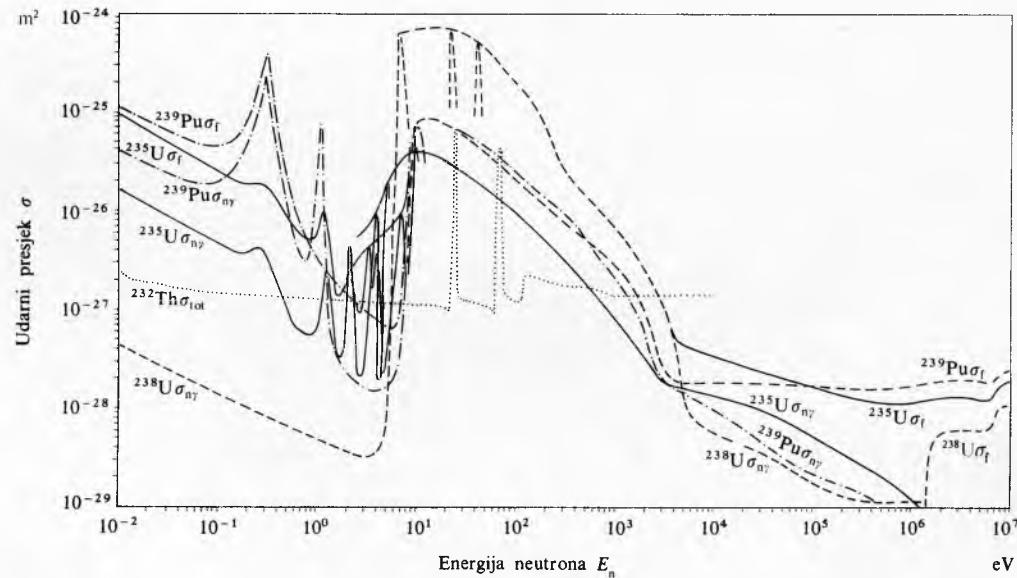
Fisijom mogu nastati različiti parovi fragmenata, svaki s određenom vjerojatnošću. Pri tom se pokazuje karakteristična raspodjela masa i naboja među fragmentima fisije, već prema energiji upadnog projektila i efektima nuklearne strukture. Na sl. 19 prikazana je vjerojatnost nastajanja fragmenata različitih masa za reakciju $n + ^{235}\text{U}$ sa sporim neutronima projektilima. Ta raspodjela pokazuje dva maksima: jedan oko relativne atomske mase $A \approx 97$ (to su jezgre u blizini zatvorene neutronske ljske $N = 50$) i drugi oko mase $A \approx 137$ (jezgre u blizini zatvorene neutronske ljske $N = 82$). Stoga je najvjero-



Sl. 19. Raspodjela produkata fisije po masama

jatnije asimetrično cijepanje s jednim fragmentom u području svakog od tih dvaju maksimuma.

Pri bombardiranju fisičnih jezgara neutronima projektilima, osim fisije, zbivaju se i druge reakcije: raspršenje, reakcije (n,γ) , $(n,2n)$, itd. Vjerojatnosti različitih reakcija ovise o energiji neutrona-projektila (sl. 20). Razlikuju se tri područja: 1) za $E_n \leq 1$ eV dominira fisija ^{235}U i ^{239}Pu ; udarni presjek za reakciju sa ^{238}U mnogo je manji i u njemu prevladava (n,γ) ; 2) za $1 \text{ eV} \leq E_n \leq 10^5$ eV za ^{235}U , ^{238}U , ^{232}Th i ^{239}Pu veliki su udarni presjeci i za fisiju i za (n,γ) , te se u tom području više stvaraju teži izotopi reakcijama $^{235}\text{U}(n,\gamma)$, ^{236}U , $^{238}\text{U}(n,\gamma)$, ^{239}U , $^{239}\text{Pu}(n,\gamma)$, ^{240}Pu ; 3) za $E_n \geq 0,1$ MeV svi udarni presjeci su relativno maleni. Za visoke energije ^{238}U postaje fisiilan.

Sl. 20. Ovisnost udarnog presjeka u reakcijama $n + ^{235}\text{U}$, $n + ^{238}\text{U}$, $n + ^{232}\text{Th}$ i $n + ^{239}\text{Pu}$ o energiji neutrona projektila. σ_f i $\sigma_{n\gamma}$ su udarni presjeci za fisiju i za (n,γ) reakciju. Za energetsko područje $1 < E_n < 5000$ eV krivulja prikazuje ovojnici vrhova uskih rezonancija

Direktne reakcije. Direktne reakcije odvijaju se uz minimum preuređenja unutar jezgre mete, tj. u njima sudjeluje samo malo nukleona u jezgri.

Dok za niže energije upadnog projektila prevladava reakcijski mehanizam složenom jezgrom, za veće energije projektila (veće od ~ 10 MeV) sve se više pojavljuju direktne reakcije kojima su tipični primjeri: (d,p) , (d,t) , $(d,^3\text{He})$, (d,α) , (t,α) , $(^3\text{He},d)$, (p,α) itd. Na primjer, u direktnoj reakciji (d,p) jezgra mete

hvata neutron iz deuterona projektila, dok proton iz projektila odlijeće. Općenito, izmjena jednog ili više nukleona između projektila i mete u direktnom procesu zove se *transfer reakcija*.

Karakteristične veličine koje mijere direktnе reakcije jesu kutne raspodjele, tj. udarni presjek ovisan o kutu pod kojim izleti izlazni projektil. Udarni presjek za direktnu reakciju s transferom jednog nukleona može se faktorizirati na dva faktora: kinetički i spektroskopski faktor. Kinetički faktor određuje kutnu raspodjelu koja na specifičan način ovisi o angularnom momentu koji se prenosi u transfer reakciji.

Spektroskopski faktor sadrži matrični element s odgovarajućim preklopom valnih funkcija početnog i konačnog stanja mete i projektila, pa se može izračunati na temelju određenog modela atomske jezgre.

Na primjer, za jednočestičnu transfer reakciju, pri čemu je jezgra meta na početku u stanju s angularnim momentom 0, a na kraju u stanju s angularnim momentom lj (l je orbitalni angularni moment, a j ukupni angularni moment), faktorizacija glasi

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{lj} = S_{lj} \cdot \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{lj}^{\text{DWBA}} \quad (74)$$

Kinematski faktor $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{lj}^{\text{DWBA}}$ u Bornovoj aproksimaciji određen je izrazom

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{lj}^{\text{DWBA}} = N \sum_m | \int \chi_\beta^{(-)*} u_{lj}(r) Y_m \chi_\alpha^{(+)} d\tau |^2, \quad (75)$$

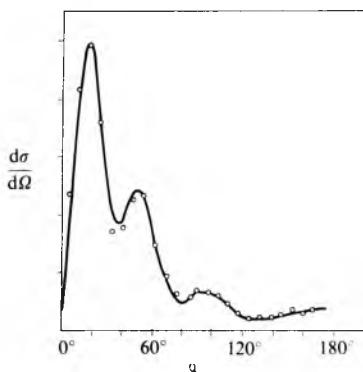
gdje je N konstanta, u_{lj} radikalna valna funkcija transferiranog nukleona u aproksimaciji ljuškastim modelom, a $\chi_\beta^{(-)}$ i $\chi_\alpha^{(+)}$ valne su funkcije upadnog i izlaznog projektila u kanalima $\alpha \equiv (aA)$, $\beta \equiv (bB)$, a dobivaju se rješavanjem Schrödingerove jednadžbe za optički potencijal. DWBA označava Bornovu aproksimaciju s distordiranim valovima.

Na sl. 21 prikazana je mjerena kutna raspodjela (kružići) za transfer reakciju $^{76}\text{Se}(d,p)^{77}\text{Se}$ u kojoj nastaje u

osnovnom stanju, a energija je projektila $E_d = 7,8$ MeV. Krivulja je rezultat proračuna u Bornovoj aproksimaciji.

Faktorizacija udarnog presjeka u spektroskopski i kinematski faktor nije moguća za dvočestični i višečestični transfer. Za takav transfer kutna je raspodjela osjetljiva na detalje valnih funkcija početnog i konačnog stanja.

Transfer reakcije su osobito naglašen tip direktnih reakcija. No, ima i drugih tipova direktnih reakcija, npr. neelastično



Sl. 21. Kutna raspodjela za transfer reakciju $^{76}\text{Se}(\text{d},\text{p})^{77}\text{Se}(\text{O})$, uz energiju deuterona $E_{\text{d}} = 7,8 \text{ MeV}$

raspršenje, (p,n) itd., u kojima sudjeluje samo manji dio jezgrinih nukleona.

Osnovni pravci daljeg razvoja nuklearne fizike

Očekuje se da će budući razvoj eksperimentalne nuklearne fizike biti usmjeren na reakcije izazivane sve raznolikijim projektima sve većih energija te na uvođenje sve preciznijih mjernih uređaja. Osobito zanimljivim čine se *nuklearna fizika teških iona* (projektili su ioni ubrzani u akceleratorima do velikih brzina), *nuklearna fizika srednjih energija* (projektili su čestice znatno većih energija nego u konvencionalnoj nuklearnoj fizici, na stotine megaelektronvolti, ili su to egzotične čestice, npr. pioni, v. *Subatomske čestice*) *fizika termonuklearne plazme* (nuklearni procesi kaotičnim sudarima uz ogromne temperature, tlakove, gustoće) itd.

Glavni pak pravci razvoja teorijske nuklearne fizike očekuje se da će biti usmjereni, s jedne strane, na *subnukleonsku fiziku* (istraživanje jezgre kao sustava međudjelujućih elementarnih čestica određene kvarkovskim građe), a s druge strane na nove prodore u *kvantomehanički nuklearni problem mnogo tijela* (kvantomehaničko tretiranje sustava nukleona), što bi moglo omogućiti znatan napredak u fizici nuklearne strukture i reakcija.

LIT.: P. M. Endt, M. Demeur, Nuclear Reactions. Interscience, New York 1959. — G. Alaga, Nuklearna fizika, u djelu: I. Supek, Teorijska fizika i struktura materije II. Školska knjiga, Zagreb 1964. — K. Siegbahn (ed.), Alpha-, Beta- and Gamma-Ray Spectroscopy. North-Holland, Amsterdam 1965. — J. E. Lynn, The Theory of Neutron Resonance Reactions. Clarendon Press, Oxford 1968. — B. L. Cohen, Concepts of Nuclear Physics. McGraw-Hill, New York 1971. — B. G. Соловьев, Теория сложных ядер. Изд. Наука, Москва 1971. — W. E. Burcham, Nuklearna fizika (prijevod). Naučna knjiga, Beograd 1974. — T. Mayer-Kuckuk, Physik der Atomkerne. B. G. Teubner, Stuttgart 1974. — Heavy-Ion, High-Spin States and Nuclear Structure. International Atomic Energy Agency, Vienna 1975. — A. Bohr, B. R. Mottelson, Nuclear Structure. Benjamin, New York 1969 (Vol. I), 1975 (Vol. II). — P. J. Brussaard, P. W. M. Glaudemans, Shell-Model Applications in Nuclear Spectroscopy. North-Holland, Amsterdam 1977. — G. D. James (ed.), Neutron Physics and Nuclear Data. OECD Nuclear Energy Agency, Paris 1978. — C. M. Lederer, V. S. Shirley (eds.), Table of Isotopes. John Wiley and Sons, New York 1978. — Physics and Chemistry of Fission. International Atomic Energy Agency, Vienna 1979. — M. Rho, D. H. Wilkinson (eds.), Mesons in Nuclei. North-Holland, Amsterdam 1979. — G. R. Choppin, J. Rydberg, Nuclear Chemistry. Pergamon Press, Oxford 1980. — V. Paar, Što se zbiva u atomskoj jezgri. Školska knjiga, Zagreb 1980. — P. Ring, P. Schuck, The Nuclear Many-Body Problem. Springer-Verlag, Heidelberg 1980. — T. von Egidy, F. Gönnenwein, B. Maier, Neutron Capture Gamma-Ray Spectroscopy and Related Topics. The Institute of Physics, Bristol 1982.

V. Paar

da se i nuklearne eksplozivne naprave nazivaju nuklearnim reaktorima, bez obzira na istovetnost procesa.

Prema osnovnoj nuklearnoj reakciji nuklearni reaktor može biti *fisioni*, kada je nuklearna fisija (cepanje atomskog jezgra) osnovna nuklearna reakcija koja se u njemu odvija i pri kojoj se osloboda nuklearna energija, i *fuzioni*, kada je to jedna od reakcija nuklearne fuzije (spajanja atomskih jezgara). Svi su današnji nuklearni reaktori fisioni, dok fuzioni reaktor, iako u principu moguć, još nije ostvaren. Pod nuklearnim reaktorom treba podrazumevati fisioni nuklearni reaktor, tj. uređaj u kome su ostvareni uslovi za kontrolisano lančanu fisiju (v. *Fisija atomskog jezgra*, TE 5, str. 445).

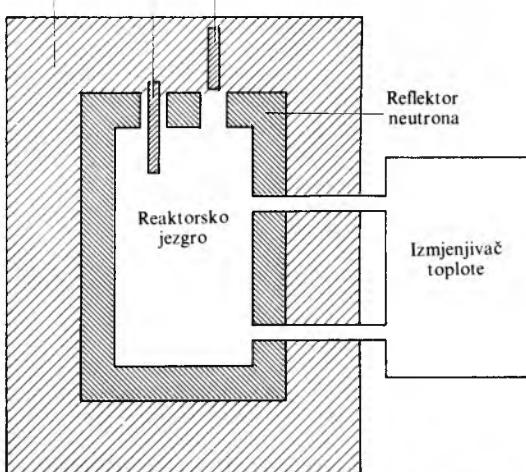
Princip rada nuklearnog reaktora sagledan je odmah posle otkrića procesa fisije (1939) i najvažnijih osobina tog procesa: da se pri svakoj fisiji osloboda znatna energija ($\sim 200 \text{ MeV}$), da se ona može pobuditi neutronom i da pri fisiji nastaju novi neutroni koji mogu nastaviti proces na drugim atomskim jezgrima, tj. da je moguće ostvariti lančanu reakciju.

Prvi nuklearni reaktor pušten je u pogon 2 XII 1942. u Chicagu (SAD). Odmah potom sagrađeno je nekoliko reaktora termičke snage od nekoliko MW, pa i do 100 MW, sa ciljem da se proizvodi plutonijum, jedan od nuklearnih eksploziva (u periodu drugoga svetskog rata), a ne da se dobije energija. Prve dve demonstracione nuklearne elektrane, električne snage po 0,5 MW, sagrađene su 1951. u SAD. Prva eksperimentalna nuklearna elektrana električne snage 5 MW sagradena je 1954. u SSSR, prvi nuklearni reaktor za pogon podmornice 1955. u SAD, a prva nuklearna elektrana za komercijalno iskorišćavanje električne energije 1956. u Velikoj Britaniji. Uporedno sa nuklearnim reaktorima za elektrane (koje se danas grade do 1200 MW električne snage, odnosno 3500 MW termičke snage) i za pogon transportnih vozila (uglavnom ratnih plovnih jedinica), građeni su i mnogi nuklearni reaktori koji nisu namenjeni proizvodnji korisne energije, već istraživanju, proizvodnji plutonijuma, proizvodnji radioaktivnih nuklida itd. Danas se u svetu nalazi u pogonu na stotine nuklearnih reaktora raznih namena i snage. U Jugoslaviji su sagrađena tri nuklearna reaktora namenjena istraživanju i reaktor za prvu nuklearnu elektranu Krško.

Elementi nuklearnog reaktora. U nuklearnom reaktoru moraju biti ostvareni takvi uslovi za odvijanje lančane reakcije fisije da se njome može i upravljati: *održavanje konstantne brzine* odvijanja fisije kada se želi rad na konstantnoj snazi, *povećanje brzine* odvijanja fisije kada se želi povećanje snage i *smanjenje brzine* odvijanja fisije kada se želi smanjenje snage reaktora ili njegovo zaustavljanje. Pored toga, u nuklearnom reaktoru moraju da budu ostvareni i uslovi za odvođenje energije koja se u njemu oslobađa.

Osnovni deo nuklearnog reaktora je *reaktorsko jezgro* ili neutronška multiplikativna sredina (sl. 1), prostor u kome se odvija lančana reakcija fisije: neutroni nastali pri fisiji prostiru se kroz reaktorsko jezgro u obliku *neutronskog gasa* i uzrokuju nove fisije. Zbog toga jezgro reaktora sadrži *fisički materijal*, odnosno materijal koji sadrži fisična atomskog jezgra — fisične nuklide. Jedini prirodni fisički nuklid je uran ^{235}U koga u prirodnom uranu ima svega 0,714% (ostatak čini uglavnom ^{238}U), a među veštačkim se najviše iskorišćuju plutonijum (^{239}Pu , ^{241}Pu) ili uran 233 (^{233}U). Prema vrsti fisičnog materijala nuklearni reaktori se razvrstavaju na one koji upotrebljuju

Upavrilački element
Biološki štit
Sigurnosni element



Sl. 1. Shematski prikaz fisionog nuklearnog reaktora

NUKLEARNI REAKTORI, uređaji u kojima se odvijaju nuklearne reakcije, a u užem smislu uređaji u kojima se odvijaju egzergične nuklearne reakcije, i to tako da se osloboda nuklearna energija željenom brzinom, odnosno da se odvijanjem nuklearnih reakcija može upravljati. Nije uobičajeno