

Deo 2

Nuklearne interakcije

Glava 5.

OPŠTI ZAKONI NUKLEARNIH REAKCIJA

5.1. Klasifikacija nuklearnih reakcija

Dve čestice koje osećaju nuklearnu silu (dva jezgra ili elementarna čestica i jezgro), interaguju preko jake interakcije kada dodju na rastojanje manjem od 10^{-13} cm. Ovo rezultuje u nuklearnim transformacija i proces se naziva nuklearna interakcija. Nuklearna reakcija je praćena preraspodelom energije i impulsa obe čestice i ovo može dovesti do stvaranja nekoliko drugih čestica koje napuštaju region interakcije.

Postoji više tipova nuklearnih interakcija. Zavisno od čestica odgovornih za reakciju one se mogu klasifikovati kao reakcije izazvanih neutronima, reakcije izazvane naelektrisanim česticama, ili gama zračenjem. Zadnji tip reakcije protiče više uz učesće elektromagnetske nego nuklearne interakcije, ali je pravilno označiti ih kao nuklearne interakcije, jer se dešavaju u blizini jezgara i mogu da rezultuju njegovom transformacijom.

Nuklearna interakcija takodje može da uključi i Kulonovu interakciju sa jezgrom, tj., promenu njegovog unutrašnjeg stanja kao rezultat elektromagnetske interakcije sa naelektrisanim česticama, koje se ne sudaraju direktno sa jezgrom.

Svaki od ova tri glavna tipa reakcija ima svoje specifične karakteristike, kojeće se razmatrati u detalje u sledećim glavama knjige. Pored toga, takodje ćemo posebno razmatrati reakcije fisije teških jezgara, fuzione reakcije i reakcije stvaranja transuranskih elemenata.

Zavisno od mehanizma interakcije, nuklearne interakcije se mogu podeliti u dve klase, tj., reakcije sa medjujezgrom, i direktne reakcije. Sve ove podele su ipak arbitrarne pošto postoje reakcije koje se mogu odvijati naviše različitih načina. U ovom poglavlju razmatraćemo osnovne zakone koji upravljaju nuklearnim interakcijama.

Nuklearna reakcija se može zapisati u opštoj formi kao što sledi:



gde su a_1 i a_2 interagujuće čestice, a b_i su čestice koje nastaju kao rezultat reakcije (produkti reakcije).

U najčešćem slučaju, sreće se tip reakcije gde laka čestica a interaguje sa teškom česticom A , a stvara se teška čestica B i laka čestica b .



ili kraće

Čestice a i b mogu biti neutron (n), proton (p), alfa čestica (α), deuterijum (d), gama kvant (γ), π mezon (π), i dr.

Procesi opisani 5.1.2 se ne moraju odigravati uvek na isti način, pošto se reakcija odvija na više konkurentnih načina



Početno stanje se naziva ulazni kanal, dok se različiti načini na koje se nuklearna reakcija može odvijati u drugoj fazi, nazivaju izlazni kanali reakcija. Razni kanali reakcije se razlikuju po tipovima čestica, njihovim unutrašnjim stanjima, orijentaciji spinova i orijentaciji njihovih orbitalnih ugaonih momenata.

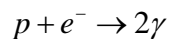
Zadnja dva kanala odgovaraju (A^*+a) neelastičnom i ($A+a$) elastičnom nuklearnom rasejanju. Ovo su specijalni slučajevi nuklearnih reakcija i razlikuju se od drugih po tome što su produkti reakcije isti kao i ulazne čestice. U elastičnom rasejanju, tip i unutrašnje stanje jezgara i čestica su održane, dok se u neelastičnom rasejanju menja unutrašnje stanje jezgra (jezgro prelazi u pobudjeno stanje).

Elastično rasejanje čestica sa nenultim spinom može proći kroz razne spinske kanale. Specifični spinski kanal se karakteriše određenom orijentacijom čestica, koji se može podešavati pomoću analizatora i polarizatora.

Cilj proučavanja nuklearnih reakcija je identifikovanje kanala reakcije, određivanje relativne verovatnoće njihovog odvijanja, nalaženje energetske, ugaone i prostorne raspodele produkata reakcije, kao i određivanje unutrašnjih parametara (energija ekscitacije, spina, parnosti, izospina). Veliki deo informacija o nuklearnim reakcijama se može dobiti primenom zakona održanja, koji nameću ograničenja na tok proticanja nuklearnih reakcija. Razmotrićemo sledeće zakone održanja: naelektrisanja, broja nukleona, energije, impulsa, momenta impulsa (ugaonog momenta), parnosti i izotopskog spina.

5.2. Zakoni održanja naelektrisanja i barionskog broja

Eksperimentalno proučavanje nuklearnih reakcija je pokazalo da je ukupno naelektrisanje čestica koje su ušle u reakciju jednako ukupnom naelektrisanju produkata reakcije u svim slučajevima. Takođe, u običnim nuklearnim reakcijama (gde nema stvaranja čestica i antičestica), ukupan broj nukleona se takođe održava. Očito, održanje broja nukleona implicira da se proces tipa



tj., anihilacija protona i elektrona (tj., atoma vodonika) ne događa u prirodi, ili drugim rečima svet oko nas je stabilan.

Kada se primeni na nuklearne reakcije, zakon održanja broja nukleona indicira da se maseni broj održava u svim reakcijama. Odavde možemo da uvedemo pojam nuklearnog naelektrisanja koje je jednako 1 za protone i neutrone, i jednako je masenom broju A za atomsko jezgro. Medjutim, biće pokazano kasnije da je nuklearno naelektrisanje svih teških čestica, tj., bariona jednako jedinici. Odavde je uobičajen termin za nuklearno naelektrisanje, barionski broj i označava se sa B ($B_p=B_n=1$).

5.3. Zakoni održanja impulsa i energije

S obzirom na veliko rastojanje koje odvađa jezgro od ostalog dela kondenzovane materije, mali domet nuklearnih sila i malu jačinu hemijske veze, možemo sistem dve interagujuće nuklearne čestice da smatramo izolovanim. Ukupna energija i impuls izolovanog sistema se održavaju.

5.3.1. Energija reakcije

Za proces 5.1.2, zakon održanja energije se može zapisati u formi

$$E_1 = E_2$$

ili

$$E_{01} + T_1 = E_{02} + T_2 \quad 5.3.1.$$

gde E_{01} i E_{02} označavaju energije mirovanja inicijalnih i finalnih čestica, dok T_1 i T_2 predstavljaju njihove kinetičke energije (jezgro meta je u miru).

$E_{01} = M_A c^2 + m_a c^2$, $E_{02} = M_B c^2 + m_b c^2$, $T_1 = T_A + T_a$, $T_2 = T_B + T_b$. U opštem slučaju $E_{01} \neq E_{02}$.

Tako, izraz $E_{01} - E_{02}$ se naziva energija reakcije i označava se sa Q:

$$Q = E_{01} - E_{02} = T_2 - T_1 \quad 5.3.2.$$

Ako je $Q > 0$ reakcija je praćena oslobadjanjem energije na račun energije mirovanja i naziva se egzotermna. Egzotermne reakcije se mogu odigravati pri bilo kojoj kinetičkoj energiji incidentne čestice (ako je energija čestice dovoljna da se prevaziđe Kulonova barijera jezgra u slučaju naelektrisanih čestica).

Ako je $Q < 0$ u reakciji dolazi do porasta mase mirovanja na račun kinetičke energije čestica i naziva se endotermna. Ovakve reakcije se mogu odvijati samo ako je kinetička energija incidentnih čestica dovoljno velika, što sledi iz 5.3.2. za $Q < 0$ da je $T_1 = |Q| + T_2 > |Q|$. Konačno,

ako je $Q=0$, događa se elastično rasejanje, kada je $T_1 = T_2$, i $E_{01} = E_{02}$, tj., održava se ukupna, kao i kinetička energija, a odavde energija mase mirovanja se takodje ne menja. Elastično rasejanje rezultuje samo u preraspodeli kinetičke energije (u laboratorijskom sistemu koordinata), između sudarajućih čestica (pomenuto je u sekciji 4.4.1. da se kinetička energija čestica održava u elastičnim sudarima u sistemu centra masa).

Primer egzotermne nuklearne reakcije je ${}^2_1\text{H} + {}^2_1\text{H} \rightarrow {}^3_2\text{He} + n$ u kojoj se energija reakcije $Q=3.25$ MeV oslobodi u obliku kinetičke energije produkata reakcije. Čak i veći iznos energije se oslobadja u analognoj reakciji deuterona sa tricijumom ${}^2_1\text{H} + {}^3_1\text{H} \rightarrow {}^4_2\text{He} + n$, gde je $Q=17.6$ MeV, što je 0.5 % energije mase mirovanja čestica. Treba zapaziti da je ova vrednost 10^5 puta veća od energije hemijskih reakcija.

Obe ove reakcije pripadaju fuzionim reakcija lakih elemenata koje su praćene oslobadjanjem energije. Ovakve reakcije će se razmatrati u Glavi 13.

Visoko energetske egzotermne nuklearne reakcije uključuju fisiju teških jezgara, gde se oslobadja 200 MeV energije po jezgru. Ove reakcije će biti opisane u Glavi 7. U sledećem tekstu razmotrićemo primere nekih endotermnih reakcija.

5.3.2. Energetski dijagram nuklearnih reakcija. Prag endotermnih reakcija

Za reakcije tipa 5.2.1, zakon održanja impulsa se može napisati u obliku

$$\vec{p}_a + \vec{p}_A = \vec{p}_b + \vec{p}_B \quad 5.3.3.$$

Obično se pretpostavlja da je jezgro meta u miru te se prethodno svodi na

$$\vec{p}_A = 0, \quad \vec{p}_a = \vec{p}_b + \vec{p}_B \quad 5.3.4.$$

Bohr je pokazao da se može pretpostaviti da nuklearne interakcije protiču kroz dve faze. U prvoj fazi inicijalne čestice formiraju medjujezgro O

$$a + A \rightarrow O \quad 5.3.5.$$

Ovo jezgro ima potpuno definisane parametre (naelektrisanje, masu, sistem energetskih nivoa, spin i druge kvantne brojeve), i postoji dovoljno dugo vreme τ (u poredjenju sa karakterističnim nuklearnim vremenom τ_{nuc}).

U drugoj fazi nuklearne reakcije, jezgro O se raspada u produkte reakcije prema šemi

$$O \rightarrow B + b \quad 5.3.6$$

Koncept medjujezgra ćemo koristiti kasnije u opisu nuklearnih reakcija sa više detalja sa energetske tačke gledišta. Razmotrimo sada prvu faze nuklearne reakcije, tj., formiranje medjujezgra O . Zakoni održanja impulsa i energije se mogu pisati u obliku

$$\vec{p}_a = \vec{p}_O \quad \text{i} \quad (M_A + m_a)c^2 + T_a = M_O^*c^2 + T_O \quad 5.3.7.$$

gde je \vec{p}_O impuls medjujezgra, T_O njegova kinetička energija i $M_O^*c^2$ energija mase mirovanja. Zvezdica iznad M_O indicira da se medjujezgro može naći u pobudjenom stanju. Vrednost T_O se može izračunati

$$T_O = \frac{p_O^2}{2M_O^*} = \frac{m_a}{M_O^*} \frac{p_O^2}{2m_a} = \frac{m_a}{M_O^*} T_a \quad 5.3.8.$$

Zamenjujući ovu vrednost T_O u 5.3.7 dobija se relacija

$$M_O^*c^2 = (M_A + m_a)c^2 + T_a(1 - m_a / M_O^*) \quad 5.3.9.$$

Drugi član je zanemarljiv u odnosu na prvi jer je to deo kinetičke energije incidentne čestice koja je $T_a \leq 10 \text{ MeV}$, dok je prvi član reda $(M_A + m_a)c^2 \cong 931 A_{M+m}$ gde je A_{M+m} ukupna masa čestica A i a . Odavde se u prvoj aproksimaciji može pisati

$$M_O^*c^2 \cong (M_A + m_a)c^2 \quad 5.3.10.$$

Zamenjujući ovaj izraz u desnu stranu jednačine 5.3.9 dobijamo drugu aproksimaciju za $M_O^*c^2$

$$M_O^*c^2 = (M_A + m_a)c^2 + T_a(1 - m_a / (M_A + m_a))$$

ili

$$M_O^*c^2 = (M_A + m_a)c^2 + M_A T_a / (M_A + m_a) \quad 5.3.11.$$

Slično, zamenjujući 5.3. 10 u 5.3.8 dobija se

$$T_O = m_a T_a / (M_A + m_a) \quad 5.3.12.$$

Poznavajući masu pobudjenog medjujezgra lako se može odrediti energija pobudjenja

$$W = M_O^*c^2 - M_Oc^2 = (M_A + m_a - M_O)c^2 + M_A T_a / (M_A + m_a) \quad 5.3.13.$$

Prvi član na desnoj strani predstavlja energiju veze $\varepsilon_a(O)$ čestice a u medjujezgru O . Drugi član je jednak kinetičkoj energiji T_1' čestica A i a u sistemu centra masa (relativna kinetička energija):

$$\frac{M_A}{M_A + m_a} T_a = \frac{m_a v^2}{2} \frac{M_A}{M_A + m_a} = \frac{\mu_a v^2}{2} = T_1' \quad 5.3.14.$$

gde je v relativna brzina čestica. Tako, ekscitaciona energija medjujezgra O je suma vezivne energije incidentne čestice i kinetičkih energija čestica a i A u sistemu centra masa

$$W = \varepsilon_a(O) + T_1' \quad 5.3.15.$$

Zapaziti da je $W \neq 0$ čak i za $T_1' = 0$, (tj., za $T_a = 0$). Ako je međjutim $T_a \neq 0$, deo ove energije jednak $T_1' = M_A T_a / (M_A + m_a)$ se utroši na ekscitaciju jezgra, dok se preostala energija jednaka $T_0 = m_a T_a / (M_A + m_a)$ utroši na kretanje medjujezgra (da bi se zadovoljio zakon održanja impulsa)

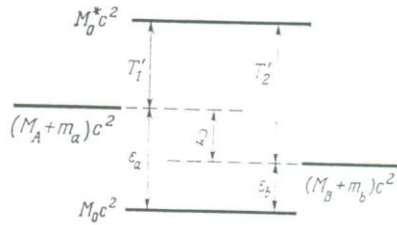


Fig. 182

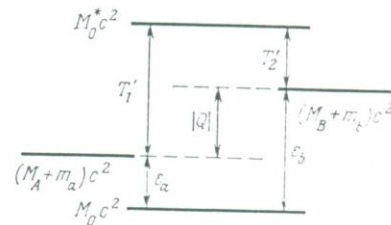


Fig. 183

$$T_1' + T_0 = M_A T_a / (M_A + m_a) + m_a T_a / (M_A + m_a) = T_a \quad 5.3.16.$$

Predstavimo proces formiranja medjujezgra pomoću energetskeg dijagrama (slika 182, levi deo). Proces dezintegracije medjujezgra u čestice B i b se može takodje predstaviti na sličan način (slika 182, desni deo), s jednom razlikom da srednja linija definiše energiju mirovanja čestica B i b , dok rastojanje izmedju donje i gornje linije predstavlja vezivnu energiju čestice b u medjujezgru i relativnu kinetičku energiju čestica B i b (u sistemu centra masa). Slika 182 prikazuje dijagram egzotermne reakcije ($Q > 0$). Sa slike se može videti da je

$$Q = T_2' - T_1' = \varepsilon_a - \varepsilon_b \quad 5.3.17.$$

Energetski dijagram endotermne reakcije je prikazan na slici 183. Razlikuje se od dijagrama na slici 182 u tome da je $(M_B + m_b)c^2 > (M_A + m_a)c^2$ što implicira

$$T_2' - T_1' = Q < 0 \quad \text{i} \quad T_1' = T_2' - |Q| \quad 5.3.18.$$

Znak jednakosti odgovara minimalnoj vrednosti kinetičke energije čestica A i a,

$$(T_1')_{\min} = |Q| \quad 5.3.19$$

za koje je reakcija još uvek moguća.

Koristeći relaciju $T_1' = M_A T_a' / (M_A + m_a)$ dobija se uslov za energiju praga u laboratorijskom sistemu

$$M_A (T_a')_{\min} / (M_A + m_a) = |Q|$$

što daje

$$(T_a')_{\min} = (M_A + m_a) |Q| / M_A \quad 5.3.20$$

Pisući ovu jednačinu u obliku

$$(T_a')_{\min} = |Q| + \frac{m_a}{M_A} |Q| = |Q| + \frac{m_a}{M_A + m_a} (T_a')_{\min} = |Q| + (T_o')_{\min} \quad 5.3.21$$

nalazimo da je $(T_a')_{\min}$ veće od $|Q|$ tačno za iznos kinetičke energije medjujezgra (koja se ne može iskoristiti u jednačini).

Razmotrimo sada neke primere računanja reakcija kada je $Q > 0$ i $Q < 0$.

$$1. \quad {}_{16}^{32}\text{S} + n \rightarrow {}_{15}^{32}\text{P} + p, \quad Q = -0.92 \text{ MeV}, \quad T_{\min}' = \frac{32+1}{32} \cdot 0.92 = 0.95 \text{ MeV} \quad 5.3.22.$$

Ako se reakcija odvija na pragu T_{\min}' prema formulama 5.3.18 i 5.3.19, $T_2' = 0$ tj., produkti reakcije su u miru u sistemu centra mase i kreću se u laboratorijskom sistemu istim brzinama kao i centar masa sistema.

Kao rezultat, kinetička energija medjujezgra

$$T_o' = \frac{m_a}{M_A + m_a} T_{\min}' = 0.95 / 33 = 0.03 \text{ MeV}$$

se raspoređuje između produkata reakcije proporcionalno njihovim masama $T_n : T_{\text{He}}^{32} = 1 : 32$ odakle je $T_n = T_{\text{min}} / 32 \cong 1 \text{ keV}$. Treba zapaziti da kinetička energija neutrona nije jednaka nuli (u laboratorijskom koordinatnom sistemu) i ne može biti manja od vrednosti dobijene iznad.

2. Prethodni rezultati nisu validni za endotermne reakcije izazvane gama kvantima. Na primer razmotrimo reakciju fotodisocijacije deuterona



($Q = -2.22 \text{ MeV}$) koja je prvi put opažena ozračivanjem deuterona gama zračenjem ThC ($E_\gamma = 2.63 \text{ MeV}$). Prema 5.3.21. imamo

$$(E_\gamma)_{\text{min}} = |Q| + (T_o)_{\text{min}}$$

$$(T_o)_{\text{min}} = \frac{(p_o^2)_{\text{min}}}{2M_o} = \frac{(p_\gamma^2)_{\text{min}}}{2M_o} = \frac{(E_\gamma^2)_{\text{min}}}{2M_o c^2} < \frac{(E_\gamma^2)}{2M_o c^2}$$

$$(T_o)_{\text{min}} < \frac{2.62^2 \text{ MeV}}{4 \times 931 \text{ MeV}} \cong 1.5 \text{ KEV}$$

Razmatrali smo najlakše jezgro, tj., deutron. Vrednost $T_{o,\text{min}}$ je čak i manja za teža jezgra. Može se pretpostaviti da prag endotermnih nuklearnih reakcija koincidira sa energijom reakcije.

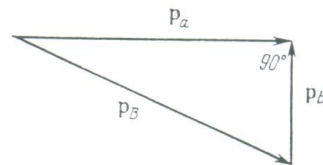


Fig. 184

3. Sledeće dve fuzione reakcije koje dovode do stvaranja neutrona se puno koriste u praksi.



Ovde dve reakcije dovode do stvaranja monoenergetskih brzih neutrona.

Napišimo ove reakcije u opštoj formi ($a+A \rightarrow B+b$) i razmotrimo poseban slučaj (slika 184) kada se rezultujući neutron (čestica b) emituje pod uglom 90° u odnosu na pravac incidentnog deuteronu. U skladu sa zakonima održanja energije i impulsa dobija se

$$T_a + Q = T_B + T_b \quad 5.3.26.$$

$$p_a^2 + p_b^2 = p_B^2 \quad 5.3.27.$$

Deleći zadnju reakciju sa $2M_B$ i menjajući p_a^2 sa $2m_a T_a$ može se zapisati

$$m_a T_a / M_B + m_b T_b / M_B = T_B \quad 5.3.28.$$

Rešavajući jednačine 5.3.26 i 5.3.28 dobija se

$$T_b = \frac{M_B}{M_B + m_b} Q + \frac{M_B - m_a}{M_B + m_b} T_a \quad 5.3.29.$$

Usled male visine Kulonove barijere i velikog efikasnog preseka reakcije 5.3.24 i 5.3.25 se odigravaju na relativno niskim energija incidentnih deuteronu ($T_a \cong 0.2 \text{ MeV}$). U ovom slučaju energija neutrona stvorenih u reakcijama 5.3.24 i 5.3.25 koji izlaze pod uglom 90° u odnosu na pravac incidentnog deuteronu je data respektivno sa

$$T_n = \frac{3}{4} 3.25 + \frac{1}{4} 0.2 \cong 2.5 \text{ MeV}$$

$$T_n = \frac{4}{5} 17.6 + \frac{2}{5} 0.2 \cong 14 \text{ MeV}$$

5.3.3 Dijagram impulsa nuklearnih reakcija

Kinetika nuklearnih reakcija se lako može analizirati grafički pomoću dijagrama impulsa. Na primer, razmotrimo egzotermnu reakciju tipa



pretpostavljajući da je jezgro meta A bilo u miru i da je impuls projektila a , jednak p_a .

Dijagram je sličan onom u Sekciji 4.4. za slučaj elastičnog rasejanja. Kao i ranije, impuls čestica produkta reakcije se dobija kao rezultat sabiranja p_{tr} translatornog kretanja (sa brzinom $v_{c.m}$) i impulsa p' u sistemu centra masa

$$\vec{p} = \vec{p}_{tr} + \vec{p}' \quad 5.3.31.$$

Kako je $\vec{p}_a = \vec{p}_O$ i $m_a v_a = M_O v_O$ (razmatramo nerelativistički slučaj) dobijamo

$$v_{c.m.} = v_O = m_a v_a / M_O = p_a / M_O \quad 5.3.32.$$

Dobijamo impulse translatornog kretanja čestica b i B

$$(p_b)_{tr} = m_b v_{c.m.} = m_b p_a / M_O \cong m_b p_a / (M_B + m_b) \quad 5.3.33.$$

$$(p_B)_{tr} = M_B v_{c.m.} = M_B p_a / M_O \cong M_B p_a / (M_B + m_b) \quad 5.3.34.$$

Ove vrednosti se mogu dobiti geometrijski deljenjem inicijalnog impulsa p_a u istom odnosu kao i što su mase produkta reakcije.

S obzirom na vrednost impulsa u sistemu centra masa

$$p_2' = p_B' = p_b' = p_a \sqrt{\frac{\mu_{Bb}}{m_a} \left(\frac{Q}{T_a} + \frac{M_A}{M_A + m_a} \right)} \quad 5.3.35.$$

koja se dobija iz sledećih relacija

$$T_2' = T_1' + Q = M_A T_A' / (M_A + m_a) + Q \quad 5.3.36.$$

$$p_2' = \sqrt{2\mu_{Bb} T_2'} \quad 5.3.37.$$

gde je μ_{Bb} redukovana masa čestica B i b . Za razliku od elastičnog sudara ovde imamo da je

$$p_2' = p_1'.$$

Dijagram koji služi za interpretaciju nuklearnih reakcija je prikazan na slici 185. Segment AB predstavlja impuls p_a incidentne čestice na nekoj skali i deli se u tački O u istoj proporciji kao i mase produkata reakcije

$$AO / OB = m_b / M_B \quad 5.3.38.$$

Iz tačke O vučemo krug radijusa

$$R = p_2' = p_a \sqrt{\frac{\mu_{Bb}}{m_a} \left(\frac{M_A}{M_A + m_a} + \frac{Q}{T_a} \right)} \quad 5.3.39.$$

Onda radijus ovog kruga (recimo OC ili OD) predstavlja impuls oba produkta reakcije u sistemu centra masa, segmenti $\vec{OA} = m_b \vec{p}_a / (M_B + m_b)$ i $\vec{OB} = M_B \vec{p}_a / (M_B + m_b)$ predstavljaju impulse translatornih kretanja ovih čestica, te odavde segmenti $\vec{AC} = \vec{OC} + \vec{OA}$ i $\vec{CB} = \vec{OB} + \vec{OD} = \vec{OB} - \vec{OC}$ predstavljaju impulse čestica u laboratorijskom sistemu koordinata. Uglovi pod kojima čestice b i B izlaze u lab. s.k. su jednaki θ i Ψ respektivno, dok je ugao emisije čestice b u sistemu c.m je θ' .

Dijagram impulsa je konstruisan za slučaj $Q > 0$, ali su rezoni ispravni i za $Q < 0$. Ovakvi dijagrami se mogu iskoristiti za grafičko određivanje vrednosti energija i uglova pod kojima se produkti reakcije emituju.

Dijagram impulsa za reakcije 5.3.24 i 5.2 25 je prikazan na slici 186, za slučaj kada neutron formiran u ovim reakcijama napušta mesto stvaranja pod uglom od 90° u odnosu na pravac incidentnog deuteronu.

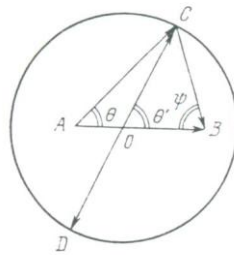


Fig. 185

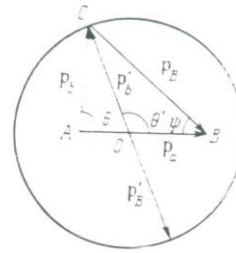


Fig. 186

Može se videti sa ove slike da se impuls p_b neutrona može dobiti iz pravouglog trougla AOC u kome je AO definisano formulom 5.3.33 i OC formulom 5.3.35. Izračunate vrednosti za p_b i T_b se slažu sa izrazom 5.3.29. Ako se dijagram impulsa nacrtu u odgovarajućoj skali, onda se impulsi produkata reakcije mogu odrediti lenjirom.

5.4. Zakon održanja ugaonog momenta

5.4.1. Opšta razmatranja

Ukupan ugaoni momenat interagujućih čestica se održava u reakciji, kao i njegova projekcija na odabrani pravac. Razmotrimo reakciju tipa



U ovom slučaju

$$\vec{I}_1 = \vec{I}_O = \vec{I}_2$$

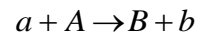
5.4.1.

gde su

$$\vec{I}_1 = \vec{I}_A + \vec{i}_a + \vec{I}_{Aa} \quad \text{i} \quad \vec{I}_2 = \vec{I}_B + \vec{i}_b + \vec{I}_{Bb}$$

Ovde su $\vec{I}_A, \vec{i}_a, \vec{I}_O, \vec{I}_B, \vec{i}_b$ spinovi odgovarajućih čestica i mogu se odrediti bilo eksperimentalno, bili računski. Dobro je poznato da je spin protona $\frac{1}{2}$, a spin parno parnih jezgara je jednak nuli, parna jezgra imaju celobrojni, a neparna polucelobrojni spin. Kako spin jezgra zavisi od spinova nukleona, ali i od njihovog uzajamnog kretanja, on je različit u raznim stanjima. Zato se pod spinom jezgra podrazumeva njegov ugaoni momenat u osnovnom stanju.

Veličine l_{Aa} i l_{Bb} definišu orbitalne ugaone momente para čestica i karakterišu njihovo relativno kretanje. Kvantni broj orbitalnog ugaonog kretanja može biti samo celobrojan (0,1,2,...) i njegova specifična vrednost je određena prirodom kretanja čestica. U razmatranju reakcije tipa



obično smo zainteresovani za inicijalno i finalno stanje sistema kada su interagujuće čestice toliko daleko da se mogu smatrati slobodnim (nezavisnim). U ovom slučaju inicijalno i finalno stanje sistema se može opisati talasnim funkcijama Ψ_1 i Ψ_2 koje su proizvod tri talasne funkcije

$$\Psi_1 = \Psi_A \Psi_a \Psi_{l_{Aa}} \tag{5.4.3}$$

$$\Psi_2 = \Psi_B \Psi_b \Psi_{l_{Bb}} \tag{5.4.4}$$

Prve dve funkcije opisuju unutrašnje kretanje čestica A, a (B i b) dok treći član opisuje njihovo relativno kretanje (i orijentaciju spinova). Ako se kretanje čestica razmatra u sfernom koordinatnom sistemu $\Psi_{l_{Aa}}$ se može predstaviti u obliku

$$\Psi_{l_{Aa}} = R(r) P_l^m(\cos(\theta)) e^{im\phi} \tag{5.4.5}$$

gde je $R(r)$ funkcija rastojanja između čestica, $P_l^m(\cos(\theta))$ supridruženi Ležandrovi polinomi koji imaju različite oblike za razne vrednosti kvantnog broja ugaonog momenta l_{Aa} i projekcije m na polarnu osu. Sferno simetrična funkcija odgovara slučaju $l_{Aa} = 0$, (kretanje sa impakt parametrom $\rho_0=0$), linearna funkcija od $\cos\theta$ odgovara slučaju $l_{Aa} = 1$ ($\rho_1 = \lambda$), linearna funkcija od $\cos^2\theta$ odgovara slučaju $l_{Aa} = 2$ i td. Funkcije $\Psi_{l_{Bb}}$ ima sličnu formu.

Treba se podsetiti da su svi vektori koji se pojavljuju u prethodnom tekstu, kvantnomehanički vektori, tj., poseduju sledeće osobine.

1. Nije moguće istovremeno meriti sve tri komponente vektora. Za kvantnomehanički vektor \vec{I} moguće je istovremeno meriti samo kvadrat njegovog modula $|\vec{I}|^2 = \hbar^2 I(I+1)$ i jednu projekciju I_z na neki pravac z.

Moguće su $2I+1$ projekcija u prostoru, sa vrednostima $I\hbar, (I-1)\hbar, \dots, -(I-1)\hbar, -I\hbar$.

2. Zbir dva kvantnomehanička vektora \vec{I}_1 i \vec{I}_2 ne mora da ima jednu vrednost. Kvantni broj sume dva vektora $\vec{I}_1 + \vec{I}_2$ može da ima $2I_{\min} + 1$ vrednosti:

$$I_1 + I_2, I_1 + I_2 - 1, \dots, |I_1 - I_2| \quad 5.4.6.$$

gde je I_{\min} manji od dva kvantna broja I_1 i I_2 .

Primena zakona održanja ugaonog momenta uz primenu prethodnih pravila dovodi do izvesnih selekcionih pravila koja se sreću u slučaju alfa, beta i gama raspada. Na primer, nije moguć emisijski proces kada jezgro prelazi između stanja sa nultim spinovima, pošto gama kvant nosi celobrojni ugaoni momenat ($l \neq 0$).

Računanja se znatno uprošćavaju kada je jedna od komponenti u 5.4.2 jednaka nuli. Naročito je interesantan slučaj kada je $\vec{I}_O = 0, \vec{I}_{Aa} = 0, i \vec{I}_{Bb} = 0$. Može se videti da svi ovi slučajevi odgovaraju sfernosimetričnoj raspodeli produkata u sistemu centra masa.

5.4.2. Uloga orbitalnog ugaonog momenta

Uloga $l_{Aa} \neq 0$ je različita u slučaju kada je interagujuća čestica proton u odnosu na neutron. Ovo je pokazano u sekciji 3.2.4. gde je razmatran primer alfa čestice, gde se pri $l \neq 0$ mora uzeti u obzir centrifugalni potencijal

$$V_c = \hbar^2 l(l+1) / 2\mu r^2 \quad 5.4.7.$$

čija je vrednost nezavisna od naelektrisanja čestice i raste sa kvadratom l , a opada sa kvadratom r . Vrednost V_c za nukleon na granici jezgra ($r=R$) se naziva visina B_c centrifugalne barijere:

$$B_c = V_c(R) = \frac{\hbar^2 l(l+1)}{2\mu R^2} \cong \frac{10l(l+1)}{A^{2/3}} \quad 5.4.8.$$

gde se B_c meri u elektronvoltima. Centrifugalna potencijalna barijera je odgovorna za različitu interakciju neutralnih i naelektrisanih čestica niskih energija sa jezgrom.

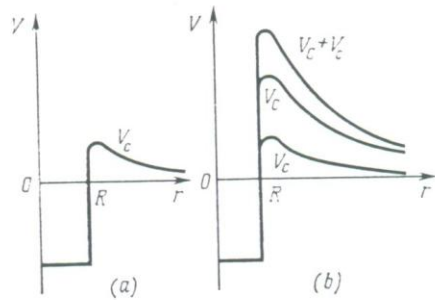


Fig. 187

Pri interakciji neutrona sa jezgrom, nema Kulonove barijere, ali za $l \neq 0$ pojavljuje se centrifugalna barijera visine $B_c = \frac{\hbar^2 l(l+1)}{2\mu R^2}$ (slika 187). Tako neutroni sa energijom $T < B_c$ ne mogu da interaguju sa jezgrom zbog niske penetrabilnosti D_c centrifugalne barijere. Za efektivnu (iznad barijere) interakciju sa jezgrom pri $l \neq 0$ kinetička energija neutrona mora da zadovoljava uslov

$$T > \frac{\hbar^2 l(l+1)}{2\mu R^2} \quad 5.4.9.$$

Ako je energija neutrona specificirana, onda uslov 5.4.9 znači da neutroni sa datom energijom efektivno interaguju sa jezgrom samo kada je $l < l_T$ gde je

$$l_T(l_T + 1) < 2\mu TR^2 / \hbar^2 = p^2 R^2 / \hbar^2 = (R / \lambda_T)^2$$

tj.,

$$l_T < R / \lambda_T \quad 5.4.10.$$

Za datu energiju T , neutroni sa $l > l_T$ praktično ne interaguju sa jezgrom jer ne mogu da prevaziđu centrifugalnu barijeru. Može se videti iz formule 5.4.10 da l_T raste sa energijom incidentne čestice. Pri vrlo niskim energijama neutrona, $T < (B_c)_{\min}$ i interakcija neutrona sa $l \neq 0$ postaje praktično nemoguća. Spori neutroni interaguju sa jezgrom samo pri $l=0$.

Table 23

Jezgro	$(B_c)_{\min}$, MeV	B_C , MeV	Jezgro	$(B_c)_{\min}$, MeV	B_C , MeV
${}^1_1\text{H}$	20	1	${}^{118}_{50}\text{Sn}$	0.8	10
${}^7_3\text{Li}$	5.5	1.5	${}^{238}_{92}\text{U}$	0.4	15
${}^{16}_8\text{O}$	3.2	3.5			

Tabela 23 pokazuje minimalne vrednosti centrifugalne barijere $(B_c)_{\min}$ u MeV za $l=1$:

$$(B_c)_{\min} = 20 / A^{2/3} \quad 5.4.11.$$

Iz tabele se može videti da pri energiji neutrona oko 20 MeV, on može da interaguje sa protonom samo preko $l=0$. Ovaj zaključak je eksperimentalno potvrđen proučavajući ugaonu raspodelu u (n-p) rasejanju, koja jeste izotropna.

Za teška jezgra, granična energija je mnogo niža, ali i u ovom slučaju spori neutroni interaguju sa jezgrima samo preko $l=0$.

Situacija je sasvim različita za naelektrisane čestice gde Kulonov potencijal $V_c = Zze^2 / 4\pi\epsilon_0 r$ (Slika 187) mora biti uzet u obzir pored V_c . Pokazano je u sekciji 3.2.3 da se visina Kulonove potencijalne barijere $B_c = V_c(R)$ može izračunati iz jednostavne formule

$$B_c = Zz / A^{1/3} \quad 5.4.12.$$

Rezultat računanja za $z=1$ je prikazan u Tabeli 23. Poredjenje Kulonove barijere sa minimalnom visinom centrifugalne barijere pokazuje da je $(B_c)_{\min}$ više od B_C samo za najlakša jezgra ($Z < 8$), za sva ostala jezgra $B_C > (B_c)_{\min}$. Počevši od sredine periodnog sistema $B_C \gg (B_c)_{\min}$ te je tako $B_C + (B_c)_{\min} \cong B_C$. Usled toga, interakcija sporih naelektrisanih čestica $T < B_C$ sa teškim jezgrima se događa sa istom verovatnoćom za $l=0$ i $l=1$. Kako l raste centrifugalna barijera raste kvadratično i verovatnoća interakcije opada. Medjutim za malo l , kada je $l \leq l_0$, uslov $B_C > (B_c)$ ostaje da važi i verovatnoća interakcije ne zavisi jako mnogo od l kao ranije. Tek za vrlo velike vrednosti $l > l_0$ uloga centrifugalne barijere postaje značajna da se verovatnoća interakcije bitnije smanji. Granična vrednost l_0 se može grubo procenti pod pretpostavkom da Kulonova i centrifugalna barijera imaju vrednost na $l = l_0$:

$$B_c = \hbar^2 l_0(l_0 + 1) / 2\mu R^2 \cong Zze^2 / R = B_c$$

Ovo daje

$$l_0(l_0 + 1) \cong 2\mu R^2 B_c / \hbar^2 = R^2 / \tilde{\lambda}_{B_c}^2$$

gde je $\tilde{\lambda}_{B_c} = \hbar / p_{B_c} = \hbar / \sqrt{2\mu B_c}$. De Brojjeva talasna dužina koja odgovara energiji $T=B_c$. Sledeća vrednost se dobija kao rezultat tačnijeg računanja:

$$l_0 = \sqrt{R / 2\tilde{\lambda}_{B_c}} \quad 5.4.13.$$

Važno je zapaziti da veličina l_0 ne zavisi od energije incidentne čestice. Tako, za razliku od neutrona, spore naelektrisane čestice sa ($T < B_c$) imaju znatnu verovatnoću interakcije pri $l = 0$,

ali i pri $l = 1, 2, 3, \dots$ sve do $l_0 = \sqrt{R / 2\tilde{\lambda}_{B_c}}$. Njihove ugaone raspodele mogu biti izotropne u sistemu centra masa.

U prethodnim diskusijama pretpostavljeno je da je $T < B_c$. Ako je pak $T > B_c$ interakcija naelektrisanih čestica sa jezgrima postaje slična interakciji neutrona. Interakcija će biti efektivna za $l \neq 0$ ako

$$\Delta T = T - B_c > B_c = \hbar^2 l(l + 1) / 2\mu R^2 \quad 5.4.14.$$

Ako je energija T incidentne čestice specificirana, efektivna interakcija se može opaziti za $l \leq l_{\Delta T}$ gde $l_{\Delta T}$ zadovoljava uslov

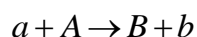
$$l_{\Delta T}(l_{\Delta T} + 1) = 2\mu \Delta T R^2 / \hbar^2 = p_{\Delta T}^2 R^2 / \hbar^2 = (R / \tilde{\lambda}_{\Delta T})^2$$

Odavde

$$l_{\Delta T} \cong R / \tilde{\lambda}_{\Delta T} \quad 5.4.15$$

5.5. Zakon održanja parnosti

Dobro je poznato da se parnost održava u jakoj i elektromagnetskoj interakciji. Nuklearne reakcije koje diskutujemo ovde, pripadaju ovom tipu interakcija. Tako, zakon održanja parnosti važi i za nuklearne reakcije. Kada se on primeni na nuklearne interakcije tipa



on se može napisati u obliku

$$P_a P_A (-1)^{l_{Aa}} = P_b P_B (-1)^{l_{Bb}} \quad 5.5.1.$$

gde su P_i unutrašnje parnosti odgovarajućih čestica a l_{ij} su orbitalni ugaoni momenti odgovarajućeg para čestica. Kao i drugi zakoni održanja, zakon održanja parnosti dovodi do izvesnih selekcionih pravila koja ograničavaju klase mogućih nuklearnih reakcija. Ovakva selekciona pravila su pomenuta pri razmatranju alfa, beta i gama raspada jezgara.

Vrlo jednostavno selekciono pravilo se dobija iz zakona održanja parnosti za elastično rasejanje čestica na jezgru: pri rasejanju l se može promeniti samo za paran broj. Ovaj zaključak sledi iz činjenice da elastično rasejanje ne menja stanje jezgra ili projektila. Samo se njihovi spinovi mogu preokrenuti, ali parnost ostaje nepromenjena u procesu. Medjutim, u ovom slučaju, parnost talasne funkcije, koja opisuje relativno kretanje čestica takodje mora ostati nepromenjena. Usled toga, a u skladu sa formulom 5.5.1., l se može promeniti samo za paran ceo broj.

Interesantno selekciono pravilo se dobija kada se analizira interakcija dve identične čestice. Razmotrimo najprostiji primer dezintegracije medjujezgra u dve identične čestice sa nultim spinom. Pokazaćemo da se paran sistem A može (a neparan ne može) raspasti u dve identične čestice sa nultim spinovima, i parnim orbitalnim ugaonim momentom l .

Da bi dokazali ovo tvrdjenje, napišimo zakon održanja parnosti za medjujezgro koje se sastoji od dve identične čestice

$$P_A = P_a P_a (-1)^l = (-1)^l \quad 5.5.2.$$

Iz ovog izraza se može videti da je parnost sistema određena parnošću orbitalnog ugaonog momenta l koji karakteriše relativno kretanje čestica produkta reakcije. Može se pokazati da je l parno ako se medjujezgro sastoji od dve identične čestice sa nultim spinovima.

Poznato je iz teorijske fizike da se identične čestice celobrojnim spinom (uključujući i nulu) podvrgavaju Boze Ajnštajnovoj statistici. Talasna funkcija takvog sistema je simetrična, tj., ne menja se pri promeni mesta čestica:

$$\psi(a_1, a_2) = \psi(a_2, a_1) \quad 5.5.3.$$

Premeštanje dve čestice sa nultim spinovima je identično operaciji ogledalske refleksije. Tako, talasna funkcija sistema A ima pozitivnu parnost:

$$P_A = (-1)^l = +1 \quad 5.5.4.$$

što znači da je l parno. Održanje parnosti znači da je

$$|\psi(x, y, z)|^2 = |\psi(-x, -y, -z)|^2 \quad 5.5.5.$$

ili u sfernim koordinatama

$$|\psi(r, \theta, \varphi)|^2 = |\psi(r, \pi - \theta, \pi + \varphi)|^2 \quad 5.5.6.$$

Ako je zakon održanja parnosti zadovoljen, efikasni presek mora biti simetričan u odnosu na $\theta=90^\circ$ u sistemu centra masa.

$$d\sigma(\theta) = d\sigma(\pi - \theta) \quad 5.5.7.$$

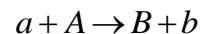
(pretpostavlja se da je efikasni presek usrednjen preko spina i da je nezavisna od ugla φ). Drugim rečima, razvoj $d\sigma(\theta)$ u niz po $\text{Cos}(\theta)$

$$d\sigma(\theta) = a + b\text{Cos}(\theta) + c\text{Cos}^2(\theta) + d\text{Cos}^3(\theta) + \dots \quad 5.5.8.$$

ne treba da sadrži neparne stepene, tj., $b=d=0$.

5.6. Zakon održanja izotopskog spina

Kako nuklearne interakcije tipa

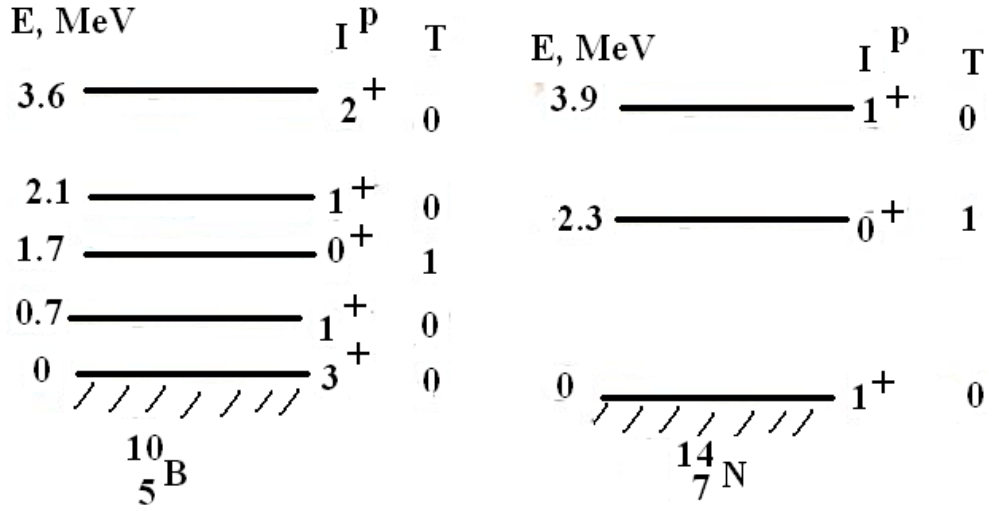


pripadaju tipu nuklearnih interakcija, one moraju da zadovoljavaju zakon održanja izotopskog spina \vec{T} . Prema ovom zakonu, ukupni izotopski spin čestica koje su ušle u reakciju mora biti jednak izospinu čestica nastalih posle reakcije

$$\vec{T}_a + \vec{T}_A = \vec{T}_b + \vec{T}_B \quad 5.6.1.$$

Podsetimo se da je izospin karakteristika nuklearnih nivoa, jezgra u raznim stanjima imaju razne vrednosti izospina u opsegu od $T_{\min} = (N - Z)/2$ do $T_{\max} = A/2$. Jednačina 5.6.1 se može iskoristiti za identifikaciju nuklearnih nivoa. Jednostavno selekciono pravilo se dobija u slučaju u kome čestice a i b imaju nulti izospin: je $\vec{T}_a = \vec{T}_b = 0$, onda je $\vec{T}_A = \vec{T}_B$. Ovo je slučaj u

reakcijama tipa (d, α) , (d, d) , (α, d) , (α, α) pošto alfa čestice i deuteroni imaju nulte izospinove $\vec{T}_\alpha = \vec{T}_d = 0$. (deuteron nema pobudjenih stanja, dok je pobudjeno stanje za ${}^4_2\text{He}$ sa $T=1$, na 22.5 MeV.



Slika 188

Izospinska selekciona pravila za reakcije (d, d) i (α, α) su verifikovana za jezgra ${}^6_3\text{Li}$, ${}^{10}_5\text{B}$ i ${}^{14}_7\text{N}$ koja u osnovnom stanju imaju $T=0$, dok ekscitovano stanje odgovara $T+1$ (slika 188). Nadjeno je da stanje sa $T=1$ (izospinski zabranjeno) ima mnogo manju verovatnoću da bude pobudjeno u poredjenju sa stanjima koja imaju $T=0$, a koja su dozvoljena zakonom održanja izospina. Slični rezultati su dobijeni za reakcije (d, α) na jezgrima ${}^{12}_6\text{C}$, ${}^{16}_8\text{O}$ i ${}^{40}_{20}\text{Ca}$, a (α, d) na jezgrima ${}^{12}_6\text{C}$, ${}^{24}_{12}\text{Mg}$.

Nenulta verovatnoća ekscitacije stanja zabranjenog zakonom održanja izotopskog spina se objašnjava narušavanjem ovog zakona u elektromagnetskoj interakciji. Kulonove sile mogu mešati nuklearna stanja koja imaju isti spin i parnost ali različite izospinove (Kulonovo mešanje). Obim Kulonovog mešanja zavisi od rastojanja između nivoa sa istim I i P ali sa različitim T , širine nivoa, i od drugih faktora.