

Glava 10

DIREKTNE REAKCIJE

10.1. Opšte osobine direktnih reakcija

Dobro je poznato da se ne mogu sve opažene nuklearne reakcije objasniti Borovim mehanizmom formiranja i raspada medjujezgra.

Proučavanje prinosa, energetskog spektra i ugaone raspodele produkata nekih reakcija dovela su do rezultata koji su u kotradikciji sa Borovim konceptom. Na primer, ugaona raspodela koja odgovara neelastičnom rasejanju brzih neutrona olovu otkriva asimetriju u direktnom pravcu unapred (u sistemu centra masa), koja se ne može objasniti formiranjem medjujezgra. Slični rezultati su takodje dobijeni za reakcije sa teškim jonima. U ovim slučajevima, energetski spektar emitovanih čestica nije Maksvelovski (što bi trebalo biti ako je Borov koncept ispravan) isadrži više brzih čestica.

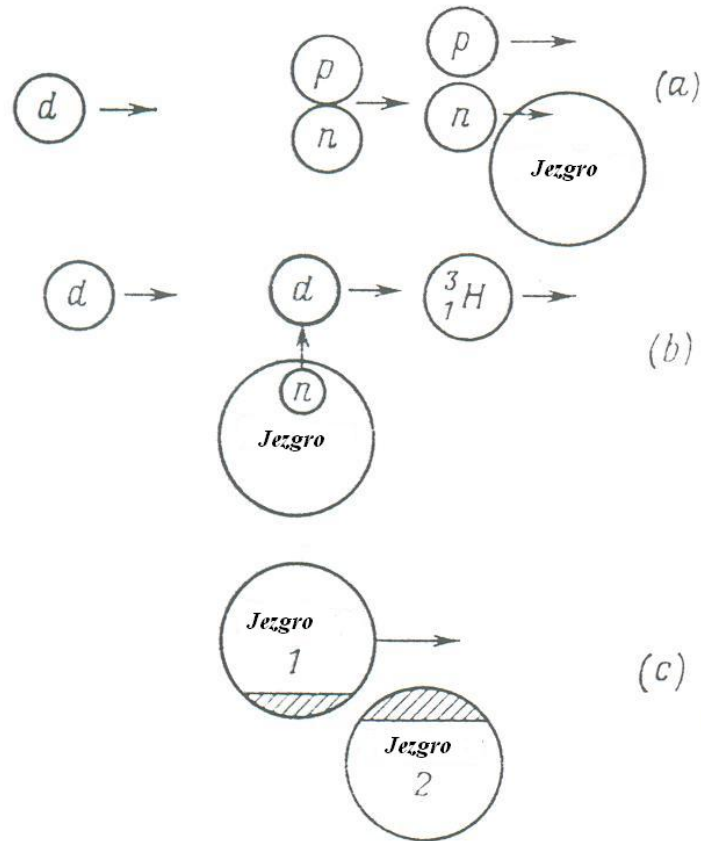
Sa tačke gledišta Borovog mehanizma, mnoge reakcije izazvane deuteronom protiču na neobičan način, i ovaj mehanizam ne uspeva da objasni oblik ekscitacione funkcije ili ugaonu raspodelu dobijenih čestica.

Interesantni rezultati su dobijeni poredjenjem reakcija ${}^{14}_7N(n, \alpha){}^{11}_5B$ i ${}^{14}_7N(n, p){}^{14}_6C$. Pokazano je u sekciji 9.3 da obe ove reakcije podrazumevaju formiranje istog medjujezgra ${}^{15}N$ tj. protiču u skladu sa Borovim mehanizmom. Medjutim, detaljna analiza ovih reakcija na energijama neutrona od 2 -4 MeV pokazuje da je prinos prve reakcije 30 puta veći nego druge reakcije. Ovaj rezultat je u kotradikciji sa Borovim mehanizmom prema kome nukleoni treba da imaju najveću verovatnoću da budu emitovani iz ekscitovanog jezgra. Ovo znači da reakcije pomenute gore mogu da protiču ne samo kroz formiranje medjujezgra, već i na neki drugi način. Da bi se objasnile sve ove karakteristike predložen je, drugi mehanizam nazvan *direktne nuklearne reakcije*. Proces je nazvan direktan jer se u ovim reakcijama prelaz iz inicijalnog u finalno stanje jezgra odigrava direktno, bez formiranja bilo kakvog medjujezgra u medjustanju. Prema ovom mehanizmu, interakcija brzog nukleona sa jezgrom se može smatrati brzom ($\tau_{int} \cong 10^{-22}$ s) dvočestičnom interakcijom incidentnog nukleona sa jednim ili više nukleona jezgra mete. Jasno je da kao rezultat takvog procesa nukleon dominantno leti u pravcu napred (u sistemu centra masa).

Direktna interakcija između dva jezgra protiče uz transfer jednog ili više nukleona sa jednog na drugo jezgro. Najprostiji primer takve interakcije je proces delimične penetracije deuteronu u jezgro i reakcija otkidanja, u kome se jedan nukleon projektila (deuteron) prenese na jezgro metu (Slika 294a); takodje i reakcija prikupljanja (pick up) u kojoj je jedan nukleon jezgra mete zahvaćen projektilom (Slika 294b).

Ako je incidentni projektil kompleksni nukleon (danas se na akceleratorima mogu dobiti joni veoma teških elemenata), proces transfera nukleona može biti veoma različit, jer celokupna jezgra (kao 2H , 4He , i 3H) ili grupe nukleona (npr, 2-3 p, ili 2-3 n) mogu učestvovati u procesu. Pored toga, postaje moguća istovremena izmena nukleona između projektila i mete, a koja je zabranjena zakonom održanja izotopskog spina za deuteron.

Mogućnost direktnog transfera u interakciji mete sa teškim projektilom ($Z > 2$) je grafički predstavljena na slici 294c, u kojoj dva jezgra 1 i 2 u kome se dva jezgra ne spajaju potpuno već se samo deo perifernih nukleona prenosi sa jednog na drugo jezgro.



Slika 294

Analiza reakcije transfera se može obaviti metodom identifikacije rezultujućih radioaktivnih jezgara preko tipa radioaktivnog raspada i poluživota, na primer ${}^{11}_6\text{C}(\beta^+, T_{1/2} = 20.4 \text{ min})$, ${}^{13}_7\text{N}(\beta^+, T_{1/2} = 10.1 \text{ min})$, ${}^{17}_7\text{N}$ (zakasnelineutroni, $T_{1/2} = 4.5 \text{ s}$). Da bi se odredila ugaona raspodela, radioaktivni produkti se sakupljaju na odgovarajući način postavljenoj foliji (ili traci). Poslednjih godina, dvodimenzionalna analiza (dE-E) se koristi za identifikaciju jezgara produkta. Poredjenje reakcija transfera na raznim energijama pokazuje da kompleksnost reakcija raste sa energijom, tj., presek reakcija uz učešće 3-5 nukleona raste (npr., bombardovanje ${}^{16}\text{O}$ jonima dovodi do formiranja ${}^{13}\text{N}$ i ${}^{11}\text{C}$).

Ovo verovatno potiče od činjenice da pri visokim energijama, interakcije sa većim momentima impulsa l , asocirane sa jakom centrifugalnom silom, počinju da igraju značajniju ulogu. Ove sile kombinuju oba jezgra u jedan sistem, ali dozvoljavaju granične sudare.

Proučavanje direktnih reakcija je vrlo važno sa tačke gledišta nuklearne spektroskopije pošto direktan prelaz iz inicijalnog u finalno stanje jezgra (bez formiranja medjujezgra) uprošćava problem određivanja parametara jedne čestice, ako su poznati parametri druge (nema potrebe uzimati u obzir karakteristike pobudjenih stanja medjujezgra).

Detaljan opis ovog interesantnog polja proučavanja je izvan opsega ove knjige. Ograničićemo se na analizu jednostavnih, ali instruktivnih procesa kao delimična penetracija deuterona u jezgro i reakcije uz učešće otkidanja nukleona (od deuterona), i dr. Pored toga,

razmatraćemo u sledećem poglavlju i neke direktne procese izazvane teškim jonima. Direktne procese izazvane gama zračenjem ćemo razmatrati u Glavi 12.

10.2. Proces delimične penetracije deuteronu u jezgro

Različito mehanizama nuklearnih reakcija (formiranje medjujezgra ili direktna interakcija) se jasno može ilustrovati razmatranjem nuklearnih reakcija izazvanih deuteronom.

Priroda nuklearne reakcije izazvane deuteronom zavisi u znatnom iznosu od osobina deuteronu. Deuteron je vrlo slabo vezano jezgro [$\Delta W(d)=2.2 \text{ MeV}$] koje se sastoji od protona i neutrona na velikom rastojanju (oko $4 \cdot 10^{-13} \text{ cm}$). Niska vezivna energija deuteronu dovodi do visoke ekscitacione energije medjujezgra formiranog kao rezultat zahvata deuteronu. Vezivna energija ε_d deuteronu u odnosu na medjujezgro je data sa

$$\varepsilon_d = \{M_d + M(A-2, Z-1) - M(A, Z)\}c^2 = \Delta W(A, Z) - \Delta W(A-2, Z-1) - \Delta W_d \quad 10.2.1$$

ili

$$\varepsilon_d \cong 8A - (A-2) \times 8 - 2.22 \cong 14 \text{ MeV}$$

Ekscitaciona energija medjujezgra je $W = \varepsilon_d + T'_d = 14 + T'_d$ i znatno prevazilazi energiju odvajanja nukleona ($\varepsilon_n = \varepsilon_p = 8 \text{ MeV}$ za sva jezgra), kao i energiju odvajanja alfa čestice (8 MeV za laka jezgra i $\varepsilon_\alpha < 0$ za teška jezgra). Usled toga, sve reakcije izazvane deuteronom (d,p), (d,n), (d, α) imaju $Q > 0$ i visoki prinos ako je u prvoj fazi došlo do zahvata deuteronu.

Najpoznatiji primeri deuteronom izazvanih reakcija su



Deuteronske reakcije se mogu koristiti za dobijanje veštački radioaktivnih izotopa. Primeri takvih reakcija su



Detaljno ispitivanje reakcija izazvanih deuteronom pokazalo je, kao i što se očekivalo, da sve reakcije [(d,p), (d,n) i (d, α)] na jezgrima sa $Z < 60$ zaista imaju velike prinose. Medjutim detaljna analiza prinosa reakcija (d,p) i (d,n) dovela je do neočekivanog rezultata. Pokazalo se da je količnik prinosa reakcija $Y(d,p)/Y(d,n)$ za jezgra sa $Z < 60$ grubo jednak jedinici, ako je kinetička energija deuteronu manja od visine barijere, dok je za jezgra sa $Z > 60$ ovaj količnik postaje jednak između 4 i 5. Količnik opada sa porastom energije deuteronu. Drugi interesantan nalaz je anizotropija produkata (d,n) i (d,p) reakcija koji dominantno lete u pravcu unapred.

Ovi rezultati su u kontradikciji sa konceptom nuklearnih reakcija sa medjujezgom. Ako reakcije (d,p) i (d,n) protiču preko medjujezgra, prinos (d,p) mora biti manji od prinosa (d,n) reakcije pod identičnim uslovima, usled postojanja Kulonove barijere koja otežava izlazak protona iz jezgra. Kako energija raste, prinos (d,p) reakcije, a odavde i količnik $Y(d,p)/Y(d,n)$ bi trebao da raste. Ugaona raspodela produkata reakcije mora biti simetrična u odnosu na $\theta=90^\circ$ tj., mora biti simetrija napred/nazad (u sistemu c.m).

Da bi objasnili ove pojedinosti, Oppenhajmer i Phillips su 1935. godine predložili mehanizam delimičnog prodiranja deuterona u jezgro.

Za razliku od gore pomenutog mehanizma gde reakcija protiče uz stvaranje medjujezgra, u O-P modelu deutron ne ulazi u jezgro, već se približavajući jezgru polarizuje usled jake električne sile koja deluje izmedju jezgra i protona koji ulazi u sastav deuterona. Ako visina Kulonove potencijalne barijere prevazilazi vezivnu energiju deuterona [$B_C > \Delta W(^2H)$] polarizacija može biti toliko jaka da dovede do cepanja deuterona u neutron i proton. Kao rezultat, jedan od nukleona (obično neutron) biva zahvaćen na jezgru dok drugi leti dalje. Tako, u ovom mehanizmu, proces (d,p) protiče bez ulaska deuterona u jezgro. Što se tiče neutrona, on može ući u jezgro savladavši malu potencijalnu barijeru jednaku vezivnoj energiji $\Delta W(d)$ deuterona. S obzirom na nisku visinu barijere, neutron može ući u jezgro tunelovanjem (Slika 295). Ovo rezultuje u visokom prinosu (d,p) reakcije ako protiče u skladu sa mehanizmom delimične penetracije deuterona u jezgro.

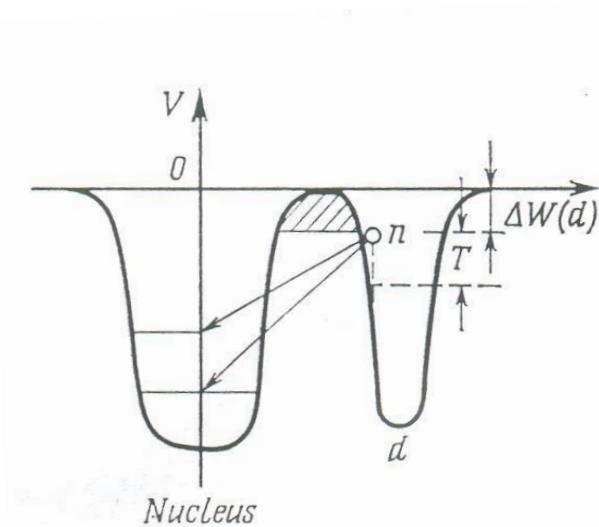


Fig. 295

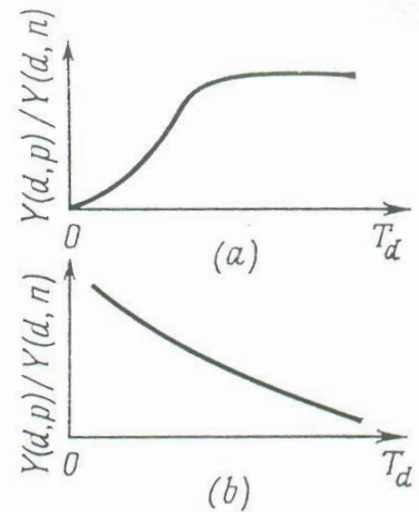


Fig. 296

Anizotropija ugaone raspodele produkata se takodje objašnjava istim mehanizmom. Kako jedan od nukleona ne ulazi u jezgro, on prirodno nastavlja da se kreće u pravcu incidentnog deuterona.

Reakcije izazvane deuteronom mogu proticati bilo kroz formiranje medjujezgra, bilo kroz parcijalno prodiranje. U nekim slučajevima nije unapred poznato koji je mehanizam delovao u nekoj reakciji, ili koji je od njih dominantan.

Realističan način da se odredi dominantni mehanizam reakcije je analiza krivi prinosa za (d,p) i (d,n) reakcije u funkciji kinetičke energije incidentnih deuterona. Ako količnik prinosa (d,p) i (d,n) raste sa kinetičkom energijom (Slika 296), nuklearna reakcija protiče kroz formiranje

medjujezgra. Ako pak količnik opada sa povećanjem kinetičke energije deuteronu, reakcija ide preko mehanizma parcijalne penetracije.

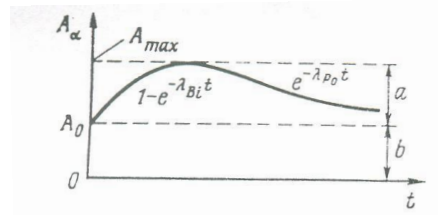


Fig. 297

Klasični primer je reakcija



koja protiče u dva kanala. U prvom kanalu, alfa aktivni izotop ${}^{210}\text{Po}$ se formira ($T_{1/2}=138.4$ dana) dok se u drugom kanalu formira β^- radioaktivno jezgro ${}^{210}\text{Bi}$, ($T_{1/2}=5$ dana) koje se takodje transformiše u ${}^{210}\text{Po}$ posle beta raspada. Tako, meta bizmuta mora da pokaže i alfa i beta radioaktivnost posle ozračivanja deuteronima. Štaviše, alfa aktivnost će prvo rasti sa izvesne inicijalne vrednosti do maksimuma sa poluživotom od pet dana, i onda opadati sa poluživotom od 138.4 dana (Slika 297). Može se videti da su prinosi reakcije ova dva kanala okarakterisana na segmentima a i b,

$$Y(d, p)/Y(d, n) = a/b = (A_{\max} - A_0)/A_0 \quad 20.2.7.$$

Eksperiment se obavlja na sledeći način. Deuteroni se koristi za ozračivanje hrpe tankih folija bizmuta od kojih se svaka kasnije testira na alfa aktivnost. Nakon uspešnog prolaska kroz foliju deuteroni postepeno gube energiju. Odavde, merenje alfa aktivnosti raznih folija dovodi do vrednosti $Y(d, p)/Y(d, n)$ za razne kinetičke energije deuteronu. Eksperiment je pokazao da takva kriva opada sa energijom deuteronu, što nagoveštava da reakcija protiče preko mehanizma delimične penetracije. Shadow efekat (efekat senki) je otkriven 1965. od Tulinova i dr. i predstavlja originalni metod određivanja mehanizma nuklearnih reakcija. Prema ovom efektu izvesni pravci su zabranjeni za let produkata reakcije i to ako lete sa čvora kristalne rešetke, a u pravcu osa kristala. Smeštajući fotografsku ploču iza kristala koji se ozračuje, možemo dobiti senku koja karakteriše dati kristal (Slika 298).

Lako se može videti da intenzitet senke zavisi od mehanizma reakcije. Formiranje senke je moguće samo za jezgra koja ne mogu da napuste mesto u rešetki (usled uzmarka izazvanog reakcijom). Ovaj uslov se zadovoljava za brze reakcije, ali ne i za reakcije koje protiču prema mehanizmu formiranja dugoživećeg medjujezgra. Za veme života ($\tau \approx 10^{-14} - 10^{-15}$ s) medjujezgro putuje $\delta = v\tau$ što znatno prevazilazi veličinu rešetke (čak i ako uzmemo u obzir i termalne

vibracije. Odavde nema zabranjenih pravaca za produkte reakcije formirane raspadom medjujezgra i nema senke u ovom slucaju.

Uz pomoć odgovarajuće kalibracije, efekat senki se može iskoristiti za merenje kratkih vremena života jezgara formiranih u reakcijama teških jona (Glava 11) kao i za određivanje vremena fisije.

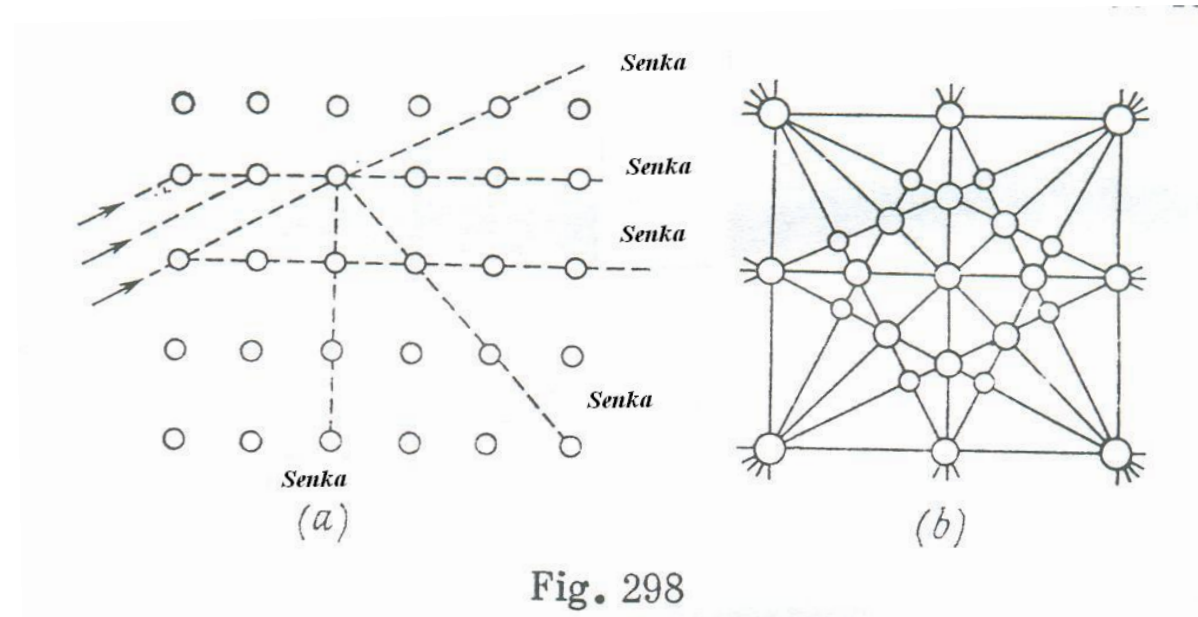


Fig. 298

10.3 Reakcija otkidanja za $T_d \gg B_C$

Niska vezivna energija i velika veličina deuterona može dati informacije o interakciji sa jezgrima na visokim energijama. Računanja su uprošćena za $T_d \gg B_C$ pošto se Kulonova interakcija protona (koji je deo deuterona) može zanemariti.

Helmholtz je 1947., ozračivao Be metu na akceleratoru deuterona sa energijama od 190 MeV. Opazio je snop neutrona sa energijom $T_n \approx T_d / 2$ i to u pravcu kretanja deuterona, pri čemu je ugao širenja snopa $\Delta\theta \approx 16^\circ$ i $\Delta T \approx 50$ MeV. Ugaona raspodela neutrona je merena preko reakcije



koja omogućuje detekciju brzih neutrona Energetsko širenje je mereno pomoću Wilsonove magličaste komore punjene vodonikom i smeštene u magnetskom polju.

Da bi objasnili ovaj rezultat, Serber je predložio mehanizam otkidanja u kome samo jedan nukleon deuterona leti blizu jezgra i sudara se sa njim, dok drugi leti bez interakcije sa jezgrom. Takav proces je moguć za deutron koji doživljava periferne sudare sa jezgrom. Usled velike veličine deuterona dešava se da samo jedan nukleon dospe u oblast delovanja nuklearnih sila, a drugi nukleon ne oseća njihovo dejstvo. Nukleon koji nije interagovao sa jezgrom će nastaviti da se kreće u istom pravcu kao i incidentni deutron i imaće oko polovine njegove

kinetičke energije. Širenje kinetičke energije i pravca kretanja ovog nukleona se lako može odrediti iz unutrašnjeg kretanja nukleona u deuteronu.

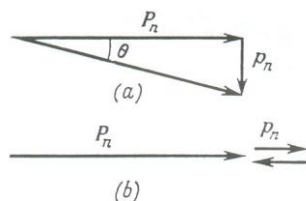


Fig. 299

Ako je p_n impuls nukleona usled njegovog unutrašnjeg kretanja u deuteronu i P_n impuls usled kolektivnog kretanja sa deuteronom, nukleon će doživeti maksimalno skretanje sa inicijalnog pravca kada je impuls unutrašnjeg kretanja normalna na impuls translatorskog kretanja (Slika 299a).

$$\tan \theta = p_n / P_n \quad 10.3.2.$$

U skladu sa ovim, maksimalno širenje kinetičke energije se opaža kada su oba impulsa kolinearna (Slika 299b):

$$T_n = (P_n \pm p_n)^2 / 2m \quad 10.3.3$$

Očigledno je

$$P_n = \frac{p_d}{2} = \frac{1}{2} \sqrt{2M_d T_d} = \sqrt{m T_d} \quad 10.3.4$$

Veličina p_n se može odrediti iz relacije neodređenosti $\Delta p \Delta x \cong \hbar$ gde se za Δx mora uzeti radijus deuterona $R_d = \hbar / \sqrt{2\mu \Delta W_d}$. Ovo daje

$$p_n = \sqrt{2\mu \Delta W_d} = \sqrt{m \Delta W_d} \quad 10.3.5$$

i $p_n \ll P_n$. Konsekventno dobijamo

$$\theta \cong \tan \theta = \frac{p_n}{P_n} = \sqrt{\frac{\Delta W_d}{T_d}} \approx 0.1 \approx 6^\circ \quad 10.3.6.$$

$$T_n = \frac{(P_n \pm p_n)^2}{2m} = \frac{P_n^2}{2m} \pm \frac{P_n p_n}{m} = \frac{T_d}{2} \pm \sqrt{T_d \Delta W_d} = 95 \pm 20 \text{ MeV} \quad 10.3.7.$$

$$\Delta \theta = 12^\circ, \text{ i } \Delta T = 40 \text{ MeV}$$

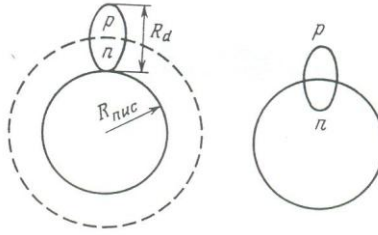


Fig. 300

Tako se rezultati eksperimenta zadovoljavajuće objašnjavaju mehanizmom otkidanja predloženim ispred. Efikasni presek otkidanja se lako može proceniti pretpostavljajući da se dešava kada jezgro pokriva do polovine deuteronu (Slika 300)

$$\sigma = \pi(R_{nucl} + R_d / 2)^2 - \pi R_{nucl}^2 \cong \pi R_{nucl} R_d$$

ili $\sigma = \pi R_{nucl} R_d / 2$ za pojedine kanale (d,p) ili (d,n) reakcije. Proces otkidanja se može iskoristiti za dobijanje brzih neutrona.

10.4. Reakcije otkidanja za $T_d \geq B_C$. Butlerova analiza

Interakcija jezgra sa deuteronom koje ima energiju uporedivu sa visinom Kulonove barijere, tj., kada je $T_d \geq B_C$ je od specifičnog interesa. Ovaj slučaj je analiziran 1951. godine od strane Butlera. On je pokazao da proučavanjem energetske i ugaone raspodele produkata reakcija tipa (d,p) i (d,n), možemo dobiti ideju o energetskim nivoima jezgra stvorenog u ovim reakcijama, tj., možemo odrediti njihovu energiju, spinove i parnost. Butlerov metod se može koristiti za dobijanje karakteristika nivoa, koji odgovaraju nuklearnoj ekscitacionoj energiji koja je niža od vezivne energije zahvaćene čestice.

U slučaju zahvata slobodnog neutrona sa kinetičkom energijom $T_n \geq 0$ na jezgro, rezultujuće jezgro stiče energiju ekscitacije

$$W = \varepsilon_n + T_n' = \varepsilon_n + \frac{A}{A+1} T_n \quad 10.4.1.$$

gde je ε_n vezivna energija neutrona, T_n' je kinetička energija neutrona i jezgra u sistemu centra masa, i A je maseni broj jezgra.

Tako, kada neutron sa nultom kinetičkom energijom bude zahvaćen od strane nekog jezgra, ono dobija energiju ekscitacije koja nije manja od vezivne energije neutrona, koja je jednaka 8 MeV u proseku.

Interakcija jezgra sa neutronom dobijenim iz deuteronu kao rezultat otkidanja je interesantna jer neutron može ući u jezgro ne samo sa nultom ili pozitivnom kinetičkom energijom već i sa "negativnom" kinetičkom energijom (kao i u slučaju alfa čestice koje prolaze kroz potencijalnu barijeru). Da bi se neutron oslobodio iz deuteronu i preneo u energetsku oblast $T_n \geq 0$ potrebna je energija od 2.22 MeV koja se mora utrošiti na kidanje veze u deuteronu. Može se pretpostaviti da neutron u deuteronu ima negativnu kinetičku energiju -2.22 MeV. Preciznije, može se pretpostaviti da je ukupna kinetička energija protona i neutrona u deuteronu

jednaka 2.22 MeV. U toku otkidanja deuteronu, ova energija će se raspodeliti na razne načine između protona i neutrona, tako da jedan od njih ima višu negativnu, a drugi nižu negativnu kinetičku energiju. Kada se neutron sa negativnom kinetičkom energijom zahvati na jezgru rezultujuće jezgro će se eksčitovati do manje energije nego što je energija odvajanja čestice, i može biti formirano u osnovnom stanju, sa nultom eksčitacionom energijom, $W=0$.

Prema zakonu održanja energije, kinetička energija protona će biti jednoznačno određena energijom eksčitacije rezultujućeg jezgra. Kada je neutron zahvaćen na jezgru u osnovnom stanju, proton nosi najviše energije. Kada neutron ode na neki pobudjenih nivoa jezgra, proton će imati nižu kinetičku energiju. Na tačno isti način, primena zakona održanja momenta impulsa i parnosti se mogu iskoristiti za određivanje parnosti i spina osnovnog ili nižih pobudjenih stanja rezultujućeg jezgra iz parnosti i spina osnovnog stanja jezgra mete i ugaone raspodele produkata reakcije.

Radi ilustracije razmotrimo interakciju deuteronu, koji ima energiju 4.5 MeV, sa jezgrom kiseonika ^{16}O . Ova reakcija protiče kroz dva kanala:

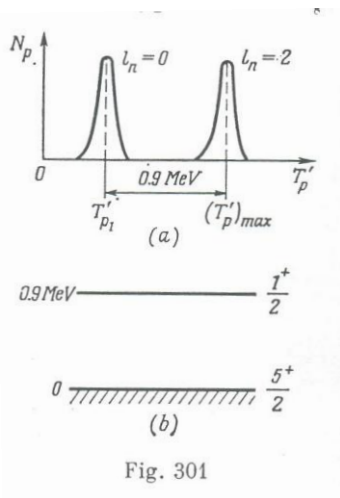


Fig. 301

Razmotrićemo sa više detalja reakciju formiranja ^{17}O . Protoni koji se dobijaju iz ove reakcije se analiziraju pomoću instrumenta sličnom masenom spektrometru (sekcija 1.2) i registruju se na fotografskoj ploči.

Analiza prinosa reakcije pokazuje četiri grupe monoenergetskih protona. Iz razloga jednostavnosti, razmotrimo dve grupe, sa najvećom kinetičkom energijom $(T_p')_{\max} = 5.9 \text{ MeV}$ i grupu sa energijom T_{p1}' koja se od prve razlikuje za 0.9 MeV (Slika 301a). Analiziraćemo rezultate dobijene sa tačke gledišta zakona održanja energije. Ukupna energija čestica koje učestvuju u reakciji se može zapisati na sledeći način:

$$M(^{16}_8\text{O}) + M(^2_1\text{H}) + T_d' = M(^{17}_8\text{O}) + W(^{17}_8\text{O}) + m_p + T_p' \quad 10.4.3.$$

gde je $W(^{17}_8O)$ ekscitaciona energija jezgra $^{17}_8O$, a T su kinetičke energije čestica u sistemu c.m. Ako se mase deuterona i jezgra $^{17}_8O$ izraze preko vezivne energije deuterona i neutrona

$$M_d = m_p + m_n - \Delta W(^2_1H) \quad 10.4.4.$$

$$M(^{17}_8O) = M(^{16}_8O) + m_n - \varepsilon_n \quad 10.4.5.$$

relacija 10.4.3 se uprošćava u

$$W(^{17}_8O) + T'_p = \varepsilon_n - \Delta W(^2_1H) + T'_d \quad 10.4.6.$$

Zapaziti da se zadnji izraz može zapisati direktno računajući energiju $\varepsilon_n + T'_d$ oslobodjenu pri formiranju jezgra $^{17}_8O$, uzimajući u obzir istovremeno kidanje deuterona $[-\Delta W(^2_1H)]$. Ova energija se troši na ekscitovanje $^{17}_8O$ jezgra i kao kinetička energija produkata reakcije $[W(^{17}_8O) + T'_p]$. Ako se jezgro $^{17}_8O$ formira u osnovnom stanju, $W=0$, $T'_p = (T'_p)_{\max}$ i

$$\varepsilon_n = \Delta W(^2_1H) - T'_d + (T'_p)_{\max} \quad 10.4.7.$$

Ova formula se može koristiti za određivanje vezivne energije neutrona iz maksimalne energije i kinetičke energije protona:

$$\varepsilon_n = 2.2 - 4.0 + 5.9 = 4.1 \text{ MeV}$$

Poslednja raspoloživa vrednost vezivne energije neutrona u jezgru $^{17}_8O$ je 4.142 MeV. Sledi iz 10.4.6 da je $W + T'_p = \text{const}$, tj., $dW = -dT'_p$ za datu energiju deuterona. Odavde merenjem razlike kinetičkih energija emitovanih protona, možemo odrediti razliku energija stanja osnovnog i prvog pobudjenog stanja. Sledi iz razlike $(T'_p)_{\max} - T'_p = 0.9 \text{ MeV}$ da je prvi pobudjeni nivo $^{17}_8O$ jezgra viši od osnovnog stanja za 0.9 MeV (Slika 301b).

Slični argumenti pokazuju da je prvi nivo $^{17}_9F$, 0.5 MeV viši od osnovnog stanja pošto se kinetičke energije u 10.4.2 razlikuju za 0.5 MeV.

Sada odredimo spinove i parnosti nivoa jezgra $^{17}_8O$. Pokazano je 1951. godine od strane Butlera da za deuterone sa energijom $T_d \geq B$, gde je B visina Kulonove potencijalne barijere, možemo koristiti ugaonu raspodelu odlazećih (bolje rečeno prošlih) protona u (d,p) reakciji za određivanje orbitalnog kvantnog broja l_n zahvaćenog neutrona i odavde parnosti ugaonog momenta odgovarajućih nuklearnih nivoa (poslednje nije uvek određeno jednoznačno).

Butlerovi rezultati se mogu objasniti kvalitativno pomoću semiklasičnih argumenata na osnovu zakona održanja i specifičnih osobina deuterona.

Prema zakonu održanja impulsa, impuls p_d deuterona, impuls p_{cap} nukleona zahvaćenog jezgom (impuls neutrona u datom slučaju) i impuls p_{es} (escape) dobijenog nukleona (proton u ovom slučaju) grade trougao impulsa (Slika 302).

U ovom trouglu, veličina i pravac p_d su dati, i skladu sa (10.4.6) dužina vektora p_{es} (u sistemu c.m) se određuju iz održanja energije (Seksija 5.3.3 za detalje). Odavde dužina

vektor p_{cap} se određuje iz ugla rasejanja θ : veći ugao znači veću vrednost p_{cap} . Ugao $\theta=0$ označava minimalnu vrednost

$$p_{cap}^{\min} = |p_d - p_{es}| \neq 0 \quad 10.4.8.$$

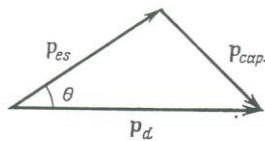


Fig. 302

Mogući uglovi rasejanja θ , tj., moguće vrednosti p_{cap} se određuju iz sledećih uslova.

1. Vrednost prenetog impulsa p_{cap} mora zadovoljavati jednačinu relaciju

$$p_{cap} \rho \cong \hbar l_{cap} \quad 10.4.9.$$

ili

$$p_{cap} = \hbar l_{cap} / \rho \geq \hbar l_{cap} / R \quad 10.4.10$$

gde je ρ impakt parametar ($\rho \leq R$), l_{cap} su moguće vrednosti orbitalnog kvantnog broja za zahvat nukleona definisani zakonima održanja parnosti i momenta impulsa.

2. Usled specifičnih osobina deuteronu (mali unutrašnji momenat) njegov raspad se događa na takav način da rasejani nukleon leti na najmanji mogući ugao θ (vidi jednačinu 10.3.5) i zahvaćeni nukleon predaje minimalni impuls p_{cap} jezgri.

Normalno, oba ova uslova se zadovoljavaju u svim slučajevima, osim za $l_{cap}=0$, za $\rho=R$, tj,

$$p_{cap} = \hbar l_{cap} / R \quad 10.4.11$$

i ugao rasejanja θ je jednoznačno određen iz vrednosti p_{cap} , tj., eventualno iz vrednosti l_{cap} . Kada je $l_{cap}=0$ relacija 10.4.9 je zadovoljena samo za $\rho=0$, tj., za sve moguće vrednosti p_{cap} i θ . Međutim, prema drugom uslovu, verovatnoća rasejanja za $l_{cap}=0$ je najveća. Tako u ovom slučaju $l_{cap}=0$ jednoznačno određuje ugao rasejanja $\theta=0$.

Sumirajući možemo reći da za $l_{cap}=0$ rasejani nukleon predominantno leti na uglu $\theta=0$. za $l_{cap}=1,2,3$ uglovi rasejanja će biti $\theta_1, \theta_2, \theta_3$ i td. (Slika 303).

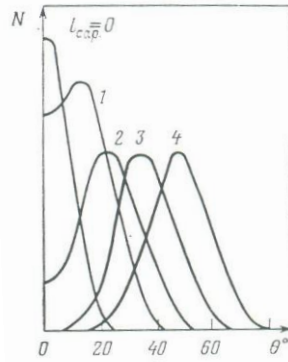


Fig. 303

Ako je moguće nekoliko vrednosti l_{cap} onda će ugaona raspodela nukleona imati nekoliko maksimuma, od kojih najviši odgovara najmanjoj vrednosti θ .

Pomenuto je ranije da su moguće vrednosti l_{cap} određene zakonima održanja momenta impulsa i parnosti. Prema zakonu održanja momenta impulsa, l_{cap} mora zadovoljiti uslov

$$\left| \vec{I}_i + \vec{I}_f + \vec{s}_{cap} \right|_{\max} \geq l_{cap} \geq \left| \vec{I}_i + \vec{I}_f + \vec{s}_{cap} \right|_{\min} \quad 10.4.2.$$

gde su I_f i I_i spinovi jezgara u finalnom i početnom stanju, s_{cap} je spin zahvaćenog nukleona. Prema zakonu održanja parnosti, sve moguće vrednosti l_{cap} moraju biti bilo parne bilo neparne. Lako se može videti da kombinacija oba zakona održanja nameće takve oštre restrikcije na izbor l_{cap} da su često samo pojedinačne vrednosti l_{cap} moguće.

Vratimo se sada na određivanje momenta impulsa i parnosti nivoa ^{17}O jezgra. Merenje momenta impulsa protona u reakciji 10.4.2 pokazuje da raspodela protona sa najvišom energijom koincidira sa teorijskom krivom koja odgovara zahvatu neutrona sa $l_{cap}=l_n=2$. Za protone sa kinetičkom energijom (MeV) $T_{p1}' = (T_p')_{\max} - 0.9$, eksperimentalna ugaona raspodela se slaže sa teorijskom krivom $l_{cap}=l_n=0$. Prvi slučaj odgovara formiranju jezgra ^{17}O u osnovnom stanju, dok drugi slučaj indicira da je jezgro stvoreno u prvom pobudjenom stanju. (Poslednja raspoloživa vrednost za $W_1(^{17}\text{O})=0.871$ MeV.

Ukupni momenat impulsa koji karakteriše osnovno stanje se lako može izračunati:

$$I(^{17}\text{O})_{gr} = I(^{16}\text{O}) + s_n + l_n = 0 + 1/2 + 2 = 5/2, \quad 3/2$$

Od dve moguće vrednosti dobijene gore za momenat impulsa moramo izabrati $5/2$ za osnovno stanje, pošto se jezgro ^{17}O nalazi na početku III ljuske, čiji je prvi nukleon u stanju $d_{5/2}$.

Vrednost momenta impulsa prvog ekscitovanog stanja ^{17}O se nalazi jednoznačno. Njegova vrednost je

$$I(^{17*}\text{O})_{gr} = I(^{16}\text{O}) + s_n + l_n = 0 + 1/2 + 0 = 1/2$$

Oba stanja imaju parnu parnost, pošto su svi članovi u izrazu

$$P({}^{17}_8O) = P({}^{16}_8O)P(n)(-1)^l = +1(+1)(-1)^l = +1$$

parni.

Slični rezultati se takodje dobijaju za drugu reakciju koja dovodi do formiranja ${}^{17}\text{F}$. Ovo ne bi trebalo da bude iznenadjenje pošto su obe reakcije rezultat interakcija čestica sa sličnim osobinama, tj., protona i neutrona sa istim jezgrom ${}^{16}\text{O}$.

Primer razmatran ovde jasno ilustruje mogućnost korišćenja reakcije otkidanja za određivanje karakteristika nivoa rezidualnog jezgra. Treba istaknuti da se ovaj metod može koristiti za određivanje stanja jezgara ispod vezivne energije nukleona.

Interesantno, takve reakcije su korišćene za određivanje praga fisije na jezgrou ${}^{235}\text{U}$ pomoću neutrona. Znamo da jezgro ${}^{238}\text{U}$ doživljava fisiju samo interagujući sa brzim neutronima i da je prag fisije oko 1 MeV. Fisija ${}^{235}\text{U}$ se može izazvati termalnim neutronima. Iz generalnog razmatranja modela tečne kapi sledi da ekscitaciona funkcija za ${}^{235}\text{U}$ mora biti slična funkciji za ${}^{238}\text{U}$ ali se prag fisije mora pomeriti ulevo za nekoliko megaelektronvolti. Ovo potiče usled niže visine fisione barijere za ${}^{235}\text{U}$ i veće vezivne energije neutrona za ovo jezgro u poredjenju sa odgovarajućim parametrima jezgra ${}^{238}\text{U}$. Tako, može se očekivati da prag fisije na ${}^{235}\text{U}$ leži u oblasti negativne kinetičke energije incidentnih neutrona. Reakcija otkidanja deuteronu omogućuje ozračivanje jezgara takvim „negativnim“ neutronima. Eksperiment fisije ${}^{235}\text{U}$ pokazao je da prag ove reakcije zaista leži u oblasti negativne kinetičke energije neutrona, tj., na energiji -1.5 MeV.

10.5. Reakcije višenuklonskog transfera. Klasteri

Pokazano je da se specifične osobine reakcije otkidanja protona mogu objasniti činjenicom da je deuteron slabo vezano jezgro. Odavde se može očekivati da se slične reakcije mogu opaziti za kompleksnija jezgra sa malim energijama veze po nukleonu i niskom energijom veze za dezintegraciju u dva lakša jezgra. Primeri takvih jezgara su ${}^6\text{Li}$ i ${}^7\text{Li}$ koja imaju vrlo nisku energiju veze za raspad u $\alpha+d$ ili $\alpha+t$, respektivno. U ovakvim slučajevima se kaže da jezgra imaju klasterastu strukturu, koja podseća na strukturu molekula. Procesu u kojima učestvuju ovakva jezgra su slični hemijskim transformacijama molekula. Jezgro se može raspasti u dva klastera, klasteri se kreću od jednog do drugog jezgra i jezgra mogu da menjaju klasteru.

Na primer, kada je jezgro bombardovano jonima litijuma, najverovatnije reakcije su $({}^6\text{Li},d)$ i $({}^7\text{Li},t)$ u kojima se alfa čestica prenosi na jezgro potomka, $({}^7\text{Li},\alpha)$ i $({}^6\text{Li},{}^3\text{He})$ gde se prenosi tricijum, i $({}^6\text{Li},\alpha)$ reakcija gde se prenosi deuteron. Reakcije sa prenosom α čestica su do sada najbolje proučene. Reakcije koje protiču sa transferom deuteronu, tricijuma ili ${}^3\text{He}$ nisu proučene do u najsitnijim detaljima jer priroda klasteru ovih jezgara nije jasno manifestovana. Odavde, ove reakcije se ne mogu lako identifikovati između ostalih reakcija transfera dva ili tri nukleona. Ovde ćemo dati kratak pregled eksperimentalnih rezultata da bi smo otkrili mehanizam transfera alfa čestica u reakcijama $({}^6\text{Li},d)$ i $({}^7\text{Li},t)$ za jone litijuma koji imaju energiju veću od 15 MeV.

- (a) Korelacija ekscitacionog spektra $({}^6\text{Li},d)$ i $({}^7\text{Li},t)$ reakcija, na primer, sličnost između ekscitacionih spektara reakcija ${}^{16}\text{O}({}^6\text{Li},d){}^{20}\text{Ne}$ i ${}^{16}\text{O}({}^7\text{Li},t){}^{20}\text{Ne}$ za litijumske jone koji imaju inicijalnu energiju 25-30 MeV. U obe ove reakcije, isti nivoi odgovaraju sledećim ekscitacionim energijama; 0., 1.6, 4.3, 5.8, 7.2, 8.8, 10.3, 12.7 i 15.6 MeV.

- (b) Korespondenca između strukture nivoa rezidualnih jezgara formiranih u reakcijama tipa (${}^6\text{Li},d$) i (${}^7\text{Li},t$) i strukture nivoa identičnih međujezgra formiranih pri rasejanju alfa čestica. Na primer, korespondencija je opažena između strukture nivoa rezidualnog jezgra ${}^{16}\text{O}$ formiranog u reakciji ${}^{12}\text{C}({}^6\text{Li},d){}^{16}\text{O}$ i međujezgra ${}^{16}\text{O}$ formiranog u procesu rasejanja $\alpha + {}^{12}\text{C} \rightarrow {}^{16}\text{O} \rightarrow \alpha + {}^{12}\text{C}$. Ova korespondencija ukazuje na visoku ekscitacionu selektivnost α klasternih stanja.
- (c) Opažanje selekcionih pravila za moment impulsa, parnost i izospin za reakcije sa prenosom alfa čestica. Eksperimentalno je to manifestovano kao niska verovatnoća ekscitacije za stanja sa kvantnim brojevima koja su zabranjena ovim selekcionim pravilima (slaba manifestacija ovih nivoa se objašnjava njihovom ekscitacijom kroz druge reakcione mehanizme).
- (d) Specifična priroda ugaone raspodele za direktne procese: emisija unapred i odsustvo asimetrije na 90° . Oblik ugaone raspodele zavisi od prenetog spina. Opšti trend podseća na situaciju opisanu u Sekciji 9.2 za (d,p) reakciju otkidanja, gde se glavni maksimum pomera udesno kako se preneti moment impulsa povećava.

Iz svih ovih eksperimentalnih činjenica pomenutih ispred, sledi da reakcije sa jonima litijuma sa energijom većom od 15 MeV zaista imaju visoku verovatnoću direktnog transfera alfa čestice. Odavde se ove reakcije mogu koristiti za proučavanje alfa ekscitacija jezgra. Međutim, kvantitativne informacije se mogu dobiti samo pomoću teorije reakcija, koje omogućuju računanje ugaone raspodele u funkciji prenetog momenta impulsa (na isti način kao i u Butlerovoj teoriji otkidanja nukleona iz deuteronu). Iz jasne manifestacije efekta transfera klastera sa četiri nukleona, sledi da četvoročestična korelacija mora biti uzeta u obzir u njegovoj teoriji.

Alfa čestični model jezgra je predložen znatno ranije s obzirom na veliku stabilnost jezgara koje imaju broj nukleona predstavljen formulom $k(2p+2n)$ gde je k ceo broj. Dobro razvijena alfa čestična struktura je teorijski predviđena za jezgra ${}^8\text{Be}$, ${}^{12}\text{C}$ i ${}^{16}\text{O}$. Jasna eksperimentalna verifikacija ovog predviđanja je moguća samo kroz studije reakcija sa jonima litijuma.

Visoka ekscitacija nekoliko rotacionih nivoa "molekulskog sistema" ${}^8\text{Be} = {}^4\text{He} + {}^4\text{He}$, je opažena u reakciji ${}^7\text{Li}(\alpha,t){}^8\text{Be}$: 0^+ (osnovno stanje), 2^+ (2.9 MeV) i 4^+ (11.3 MeV). Visoka ekscitacija nekoliko nivoa jezgra ${}^{13}\text{C}$ je dokazana u reakciji ${}^9\text{Be}({}^6\text{Li},d){}^{13}\text{C}$ i ${}^9\text{Be}({}^7\text{Li},t){}^{13}\text{C}$. Ovi nivoi se pripisuju alfa česticama jezgra ${}^{12}\text{C}$. Jako ekscitovana rotaciona traka u ${}^{16}\text{O}$ [0^+ (6.05 MeV), 2^+ (6.52 MeV), 4^+ (10.35 MeV), 6^+ (16.2 MeV)] je opažena u reakcijama ${}^{12}\text{C}({}^6\text{Li},d){}^{16}\text{O}$ i ${}^{12}\text{C}({}^7\text{Li},t){}^{16}\text{O}$. Rotaciona traka za jezgro ${}^{20}\text{Ne}$ je opažna u sličnim reakcijama uz učešće jezgra ${}^{16}\text{O}$.

Rotacioni nivoi sa kvantnim brojevima 0^+ , 2^+ , 4^+ i 6^+ su takodje opaženi u sledećim „alfa čestičnim“ jezgrima ${}^{24}\text{Mg}$ i ${}^{28}\text{Si}$. Međutim nema alfa čestičnih nivoa, kao što se može videti iz niskog ekscitacionog preseka i ugaone raspodele. Za jezgra sa masenim brojem A većim od 20, stanja sa ekscitacionom energijom manjom od 10 MeV nisu klasternog tipa već imaju kolektivnu ili *shell* prirodu. Na energijama većim od 10 MeV, jaki prelazi se opažaju za ova jezgra. Ovi prelazi mogu da odgovaraju alfa čestičnim stanjima raznog tipa, uključujući i rotacione nivoe. U težim jezgrima ($A > 40$) opaženo je formiranje alfa klastera na nižim ekscitacionim energijama.