

Glava 9

NUKLEARNE REAKCIJE IZAZVANE LAKIM NAELEKTRISANIM ČESTICAMA

U ovoj glavi razmatraćemo opšte zakone koji važe za nuklearne reakcije izazvane naelektrisanim česticama sa relativno niskim energijama, npr, reakcije izazvane alfa česticama i reakcije izazvane protonima. Ostale reakcije izazvane naelektrisanim česticama će biti razmatrane u Glavi 10 (reakcije izazvane deuteronomima i jonima litijuma) i u Glavi 11 (reakcije izazvane teškim jonima). Interakcije brzih protona, elektrona, miona, piona i drugih naelektrisanih čestica sa jezgrima će biti razmatrane u Vol 2.

9.1. Neke osobine interakcije naelektrisanih čestica sa materijom

Poznato je da je jedan od glavnih mehanizama interakcije naelektrisanih čestica sa jezgrima i elektronima materije, elektromagnetska interakcija (tačnije rečeno jonizacioni gubici i Kulonova interakcija). U značajnoj meri, ovi procesi upravljaju nuklearnim reakcijama izazvanim naelektrisanim česticama.

9.1.1. Kulonova interakcija naelektrisanih čestica sa jezgrima

Pokazano je u sekciji 2.2. da su parametri potencijalne jame za neutrone okarakterisani nuklearnim radijusom $R \cong r_0 A^{1/3} \cong 10^{-12} \text{ cm}$ i da je dubina jame 30 -40 MeV (Slika 284a). Takva priroda potencijalne jame pokazuje da neutron doživljava jako privlačenje ako dodje u blizini atomskog jezgra.

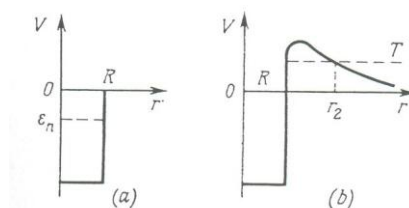


Fig. 284

Za interakciju naelektrisane čestice sa jezgrom, kriva potencijalne energije ima oblik prikazan na slici 284b, koja je slična slici 92. Podsetimo se glavnih rezultata koji odgovaraju ovoj krivoj. Opadanje potencijalne energije u ovoj oblasti je opisano zakonom

$$V(r) = Zze^2 / r \quad 9.1.1.$$

gde je Z naelektrisanje jezgra, z je naelektrisanje čestice projektila i r je rastojanje izmedju njih. Na $r=R$ (nuklearni radijus), kriva oštro opada. Ovaj deo krive se objašnjava jakim nuklearnim privlačenjem u oblasti $r < R$. Kulonova interakcija naelektrisanih čestica sa jezgrom se karakteriše visinom Kulonove barijere

$$B_C = Zze^2 / R \quad 9.1.2.$$

što je numerički jednako (u MeV)

$$B_C = Zze^2 A^{-1/3} \quad 9.1.3.$$

Razmotrimo sada interakciju naelektrisane čestice sa kinetičkom energijom

$$T < B_C \quad 9.1.4.$$

Prema klasičnoj mehanici, u ovom slučaju čestica ne bi mogla da udje u jezgro. Prema kvantnoj mehanici, međjutim, čestica $T < B_C$ ima konačnu verovatnoću tunelovanja kroz potencijalnu barijeru.

$$D \cong e^{-\frac{2}{\hbar^2} \int_0^r \sqrt{2\mu(V_C - T)} dr} \quad 9.1.5.$$

gde je $\mu = Mm/(m + M)$ redukovana masa i T je kinetička energija u sistemu centra masa.

Donja granica integracije je radijus jezgra, R, a gornja se dobija iz uslova $T = Zze^2 / r_2$.

Integracija ove formule dovodi do relacije

$$D = e^{-2g\gamma} \quad 9.1.6.$$

gde je $g = R/\lambda_{B_C}$; $\gamma = \sqrt{B_C/T} \text{Arccos} \sqrt{T/B_C} - \sqrt{1-T/B_C}$; $\lambda_{B_C} = \hbar/\sqrt{2mB_C}$ je de Brojjeva talasna dužina koja odgovara kinetičkoj energiji čestice, koja je jednaka visini potencijalne barijere ($T=B_C$).

Lako se može pokazati da za $T \ll B_C$ formula 9.1.6 dobija prostiju formu

$$D = e^{-\frac{2\pi R B_C}{\hbar v}} = e^{-\frac{2\pi Z z e^2}{\hbar v}} \quad 9.1.7.$$

gde je v brzina.

$$(\lambda_T)_{l.s.c.} = \hbar/\sqrt{2m_N T} = 4.5 \times 10^{-13} / \sqrt{T} \quad 9.1.8.$$

gde je T u MeV, i λ u cm.

$$(\lambda_T)_{s.c.m.} = \hbar/p = \hbar/\frac{\mu}{m} p = m\lambda_{l.s.c.}/\mu \quad 9.1.9.$$

Da bi se odredila funkcija γ pogodno je koristiti grafik na slici 93.

Iskoristimo sada formulu 9.1.6 da izračunamo prozračnost Kulonove barijere jezgra ${}_{13}^{27}\text{Al}$ za proton kinetičke energije $T_p = 1$ MeV.

$$R = 4.2 \times 10^{-13} \text{ cm}, \quad B_C = 4.3 \text{ MeV}, \quad \lambda_{B_C} = 2.2 \times 10^{-13} \text{ cm}; \quad g = 1.9; \quad \gamma = 1.4$$

$$D = e^{-2g\gamma} = e^{-5.3} \cong 0.005$$

Slična računanja za druga jezgra i čestice raznih energija pokazuju da prozračnost barijere veoma raste sa kinetičkom energijom čestica. Ako su ostali uslovi isti, prozračnost barijere za alfa čestice je nekoliko redova veličine manja nego za protone.

9.1.2. Uloga centrifugalne barijere

Pretpostavljeno je da se interakcija čestice sa jezgrom razmatra kao čeonu sudar. U klasičnoj mehanici takav sudar se karakteriše nultim udarnim parametrom. U klasičnoj mehanici takvo kretanje čestica se opisuje orbitalnim kvantnim brojem $l = 0$.

U opštem slučaju, interakcija čestice sa jezgrom može da ima nenulti udarni parametar. U ovom slučaju, talasna funkcija koja opisuje kretanje čestica u talasnoj mehanici je određena kvantnim brojem $l \neq 0$. Pomenuto je u sekciji 5.4.2 da se u ovom slučaju mora uzeti u obzir i centrifugalni potencijal

$$V_c = \hbar^2 l(l+1) / 2mr^2. \quad 9.1.10.$$

Za naelektrisane čestice, ovaj potencijal zajedno sa Kulonovim potencijalom opisuje interakciju čestice sa jezgrom. Kada neutron interaguje sa jezgrom, ovaj potencijal smanjuje verovatnoću interakcije kao i što Kulonova barijera smanjuje verovatnoću interakcije za naelektrisane čestice.

Na račun centrifugalne barijere, neutroni mogu efektivno da interaguju sa jezgrom samo pri energiji

$$T > \hbar^2 l(l+1) / 2\mu R^2, \quad 9.1.11.$$

za $l_T < R/\lambda_T$. Ovo omogućuje da spori neutroni interaguju sa jezgrima samo ako je $l = 0$. Ovaj zaključak je eksperimentalno potvrđen sfernom simetrijom ugaone raspodele produkata interakcije u sistemu centra masa.

Situacija je sasvim različita za naelektrisane čestice usled postojanja Kulonove barijere čija visina B_C za naelektrisana jezgra obično prevazilazi visinu B_c centrifugalne barijere za malo l . Usled toga, verovatnoća interakcije naelektrisanih čestica sa jezgrima za $l = 0$ se ne razlikuje značajno od verovatnoće interakcije za

$$l = 1, 2, \dots, l_0 \quad \text{gde je } l_0 = \sqrt{R/2\lambda_{B_C}}$$

što znači da ugaona raspodela produkata interakcije ne mora biti sferična u ovom slučaju. Kao primer razmotrimo jezgro $^{119}_{50}\text{Sn}$ za koje je $B_C \cong 10 \text{ MeV}$, dok je u skladu sa formulom 5.4.8 visina centrifugalne barijere (u MeV)

$$B_c \cong 10l(l+1)A^{-2/3}$$

Ovo znači da je za $l = 1$ $(B_c)_1 = (B_c)_{\min} \cong 0.8 \text{ MeV}$, $(B_c)_2 \cong 2.5 \text{ MeV}$ i

$$l_0 = \sqrt{\frac{R}{2\lambda_{B_C}}} \sqrt{\frac{1.4 \times 10^{-13} A^{1/3}}{2 \frac{4.5 \times 10^{-13}}{\sqrt{B_C}}}} \cong 2$$

gde je B_C u MeV. Poredjenje ovih rezultata pokazuje da neutron energije $T < (B_C)_{\min} \cong 0.8 \text{ MeV}$ može efektivno da interaguje sa jezgrom ${}^{119}_{50}\text{Sn}$ samo kada je $l=0$. Naelektrisane čestice pak energije $T < (B_C) \cong 10 \text{ MeV}$ će imati uporedive verovatnoće interakcije za $l=0, l=1$ i $l=2$.

9.1.3. Jonizacioni gubici naelektrisanih čestica. Prinos nuklearne reakcije

Poznato je da glavni mehanizam gubitka energije naelektrisanih čestica u datom energetsom opsegu jeste mehanizam jonizacionih gubitaka, koji podrazumeva utrošak kinetičke energije na jonizaciju i ekscitaciju atoma medijuma. U svakom aktu jonizacije, naelektrisana čestica gubi oko 35 eV svoje energije.

Efikasni presek jednostrukog akta jonizacije se može proceniti iz rastojanja ρ između dve naelektrisane čestice na kojem je Kulonov potencijal interakcije jednak jonizacionom potencijalu. Iz izraza $e^2/\rho=35 \text{ eV}$, dobijamo

$$\rho = \frac{(4.8 \times 10^{-10})^2}{35 \times 1.6 \times 10^{-12}} = 0.4 \times 10^{-8} \text{ cm} \quad 9.1.12.$$

što daje jonizacioni efikasni presek

$$\sigma_{jon} = \pi \rho^2 = 0.5 \times 10^{-16} \text{ cm}^2 \quad 9.1.13.$$

Ako inicijalna čestica ima kinetičku energiju od 1 MeV, ona izgubi svu svoju energiju do mirovanja, posle $10^6/35=3 \cdot 10^4$ akata jonizacije. Efikasni presek ovog procesa je

$$\Sigma_{jon} = 0.5 \times 10^{-16} / 3 \times 10^4 \cong 2 \times 10^{-21} \text{ cm}^2$$

što je oko 10^3 puta veće od efikasnog preseka nuklearnih interakcija ($\sigma_{nucl} \cong 10^{-24} \text{ cm}^2$). Tako, kada se naelektrisane čestice energije nekoliko MeV kreću kroz sredinu, većina njihove energije se gubi na jonizaciju, a tek oko jednog hiljaditog dela doživljava nuklearne interakcije.

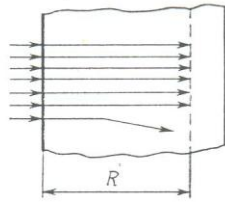


Fig. 285

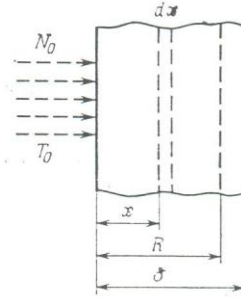


Fig. 286

Proces kretanja i interakcije naelektrisanih čestica u medijumu (recimo fotografskoj ploči u kojoj ostavljaju tragove) je šematski prikazan na slici 285. Jasno je sa ove slike da većina čestica putuje domet R bez nuklearne interakcije i njihovi tragovi su praktično prave linije. Samo u retkim slučajevima dešavaju se nuklearne interakcije kada se pravac kretanja i energija čestice znatno menjaju (rasejanje) ili se nova čestica pojavljuje umesto originalne (nuklearna reakcija). Kada se naelektrisana čestica kreće kroz debelu metu ($\delta > R$) nuklearna interakcija se može dogoditi u bilo kojoj tački x putanje u kojoj je njena energija jednaka $T(x)$. Što je duži put koji čestica pređe pre interakcije, manja je njena energija. Međutim, verovatnoća nuklearne interakcije je kompleksna funkcija energije, i uključuje zakon $1/v$, moguće rezonantne procese i porast prozračnosti barijere sa energijom. Odavde, da bi se odredila verovatnoća nuklearne interakcije naelektrisane čestice, mora se znati do koje se energije ona usporila do momenta interakcije. Drugim rečima, mora se uzeti u obzir brzina opadanja energije pri prolasku nekog rastojanja x .

Broj nuklearnih interakcija dv koji se dogodi u tankom sloju dx na dubini x je dat (Slika 286),

$$dv = N(x)n\sigma(x)dx \approx N_0n\sigma(x)dx, \quad 9.1.15.$$

gde je $N(x) \cong N_0$ fluks čestica koji praktično ostaje nepromenjen sve do nulte energije, jer je deo nuklearnih interakcija zanemarljivo mali, n je brojna gustina jezgara i $\sigma(x)$ je efikasni presek interakcije na dubini x . Ukupan broj interakcija u debelom sloju materije ($\delta > R$) je dat

$$v = N_0n \int_0^R \sigma(x)dx = N_0n \int_0^T \sigma(T)dT / \left| \frac{dT}{dx} \right| \quad 9.1.16.$$

Deo čestica koje dožive nuklearne interakcije se naziva prinos Y nuklearne interakcije

$$Y(T) = \frac{v}{N_0} = n \int_0^T \sigma(T)dT / \left| \frac{dT}{dx} \right| \quad 9.1.17.$$

Jasno je iz ove formule da je za datu energiju T , prinos nuklearne reakcije funkcija, ne samo efikasnog preseka $\sigma(T)$ već takodje i brzine gubitka kinetičke energije čestice, tj., specifične jonizacije dT/dx čestice.

Prinos Y reakcije u funkciji kinetičke energije T se naziva ekscitaciona funkcija reakcije. Poznavanje ekscitacione funkcije omogućuje nalaženje efikasnih preseka reakcija. Kako je u skladu sa 9.1.17

$$\frac{dY}{dT} = n\sigma(T) \left| \frac{dT}{dx} \right| \quad 9.1.8.$$

dobija se

$$\sigma(T) = \frac{1}{n} \frac{dY}{dT} \left| \frac{dT}{dx} \right| \quad 9.1.9.$$

9.2. Reakcije izazvane alfa česticama

Prva nuklearna reakcija je pronadjena 1919. godine od strane Raderforda, koji je koristio alfa čestice emitovane iz alfa aktivnih jezgara za bombardovanje jezgara mete. Duže vreme, reakcije izazvane alfa česticama su bile jedini poznati tip nuklearnih reakcija. Mogućnost proučavanja reakcija izazvanih neutronima i protonima pojavila se nakon Čedvikovog otkrića neutrona 1932. i metode veštačkog ubrzavanja protona predloženog od Cocrofta i Waltona.

Prirodno, alfa čestice emitovane alfa aktivnim jezgrima se mogu koristiti za proučavanje nuklearnih reakcija na lakim jezgrima, jer teška jezgra imaju visoku Kulonovu barijeru ($B_C \cong 25$ MeV), što je mnogo veće od energije najbržih alfa čestica ($T_\alpha(\text{ThC}^{228}) = 8.95$ MeV).

Glavni tip nuklearnih reakcija izazvanih alfa česticama je (α, p) reakcija (uključujući i prvu nuklearnu reakciju) i (α, n) (jedna takva je dovela do otkrića neutrona).

Priroda nuklearnih reakcija izazvanih alfa česticama je odredjena najviše sa dva faktora: visina Kulonove potencijalne barijere i vezivna energija alfa čestica u jezgru. Tabela 33 pokazuje srednju visinu potencijalne Kulonove barijere $(B_C)_\alpha$ i vezivne energije alfa čestica, ϵ_α u jezgrima sa raznim Z .

Tabela 33

Srednje vrednosti velicina	Z		
	< 20	60	80
$(B_C)_\alpha$, MeV	10	20	25
ε_α , MeV	8	0	-5
$W = (B_C)_\alpha + \varepsilon_\alpha$, MeV	18	20	20

Ekscitaciona energija jezgra koje zahvati alfa česticu se sastoji iz kinetičke energije (u sistemu centra masa) alfa čestice i njene vezivne energije. Da bi nuklearna reakcija proticala efektivno, kinetička energija alfa čestice mora biti uporediva sa visinom Kulonove barijere ($T_\alpha \cong (B_C)_\alpha$). Ekscitaciona energija jezgra je data kao

$$W = \varepsilon_\alpha + T_\alpha \cong \varepsilon_\alpha + (B_C)_\alpha \quad 9.2.1.$$

Može se videti iz Tabele 33 da je u celom opsegu Z nuklearna ekscitaciona energija W praktično konstantna i ima vrednost oko 20 MeV.

Tako velika ekscitaciona energija medjujezgra je sasvim dovoljna za kompenzaciju vezivne energije ε_N nukleona koji napušta jezgro, kao i za neutralizaciju Kulonove Barijere $(B_C)_p$ ako je odlazeća čestica proton. Zaista, kako je

$$\varepsilon_N \cong 8 \text{ MeV}, T_N = W - \varepsilon_N = 20 - 8 = 12 \text{ MeV}, \text{ i } T_N > (B_C)_p \approx (B_C)_\alpha / 2 \approx 10 \text{ MeV}$$

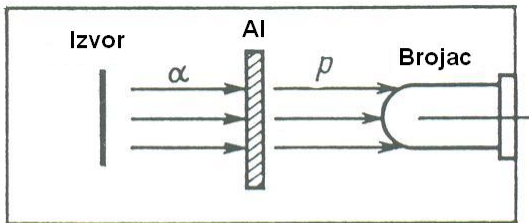
Odavde, reakcije tipa (α, n) i (α, p) bi trebale da se odvijaju sa istom verovatnoćom kada se bombarduju jezgra alfa česticama koja imaju $T_\alpha = (B_C)_\alpha$. Razmotrićemo ove reakcije sa više detalja.

9.2.1. Reakcije tipa (α, p)

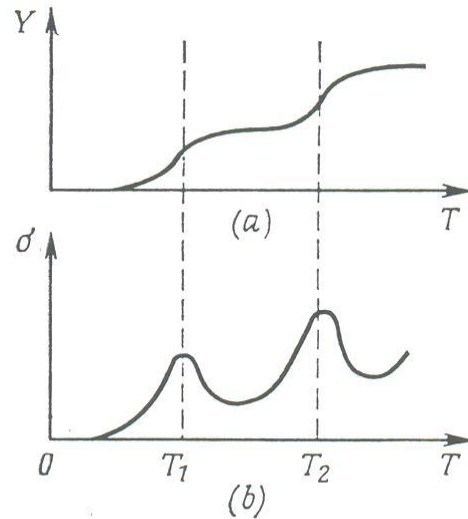
Reakcija ovog tipa je prva koja je proučavana. Prva reakcija u kojoj je proton otkriven je takodje ovog tipa



Ovu reakciju je studirao Raderford, 1919. godine pomoću uređaja korišćenog za proučavanje uzmaknutih jezgara dobijenih bombardovanjem raznih jezgara alfa česticama (Slika 287).



Slika 288



Slika 289

Prozor hermetičke komore je pokriven tankom folijom i iza njega je postavljen scintilacioni ekran. Luminiscencija izazvana česticama koje udare u ekran se jasno videla pod mikroskopom. Preparat RaC je smešten na drugom kraju komore i emitovao je alfa čestice energije 7.7 MeV sa dometom oko 7 cm u vazduhu. Komora je punjena gasom koji se proučava. Pogodnim podešavanjem pritiska gasa moglo se namestiti da je domet alfa čestica tačno jednak rastojanju izmedju izvora i ekrana. Iz proste relacije koja povezuje pritisak sa dometom čestice, može se odrediti domet čestice na normalnom pritisku gasa u komori. Odavde je bilo moguće odrediti formulu koja povezuje domet i energiju čestice. Studirajući uzmaknuta jezgra dobijenih bombardovanjem vodonika, azota i kiseonika, alfa česticama, Raderford je opazio da u slučaju azota postoji odstupanje od predviđenog dijagrama impulsa elastičnog rasejanja. Nadjeno je da pored alfa čestica koje imaju relativno kratak domet, neke druge čestice imaju domet oko četiri puta veći.

Ovaj fenomen se nije mogao pripisati prisustvu vodoničnih nečistoća u gasu, iako je maksimalni domet $R_{p,max}$ uzmaknutog jezgra vodonika bap četiri puta veći od dometa alfa čestice R_{α} . Razlozi za to su bili: 1) efekat je pojačan kada je vazduh u komori zamenjen čistim azotom, 2) efekat je nestao ako se azot zameni kiseonikom ili ugljen monoksidom, 3) domet protona je nadjen čak do 40 cm, što je znatno više od maksimalnog dometa uzmaknutih protona 28 cm i 4) ugaona raspodela protona je bila više uniformna nego što bi se moglo očekivati na osnovu uzmaka (gde bi dominantno trebala da bude usmerena unapred). Raderfordova sugestija je bila da dobijeni protoni sa anomalno velikim dometom nisu rezultat elastičnog rasejanja alfa čestica na jezgrima vodonika, već novi fenomen, tj., nuklearna reakcija u kome se jezgra ^{14}N i ^4He transformišu u druga dva (^{17}O i ^1H). Ovo je dalo prirodno objašnjenje za sve gore pomenute osobine dugodometnih protona.

Najubedljiviji i najjasniji dokazda se događa gorepomenuta reakcije izmedju alfa čestice i jezgra azota je data od strane Blacketta 1923. godine. On je dobio fotografiju cepanja jezgra azota alfa česticom koristeći Wilsonovu komoru. Ova fotografija je jasno pokazivala tragove

primarne alfa čestice, kao i dobijeni proton i rezultujuće jezgro. Računanje mase ovog jezgra iz zakona održanja energije i impulsa dalo je vrednost 16.72 ± 0.42 amj.

Dodatna istraživanja su otkrila da je ova nuklearna reakcija endoenergetska ($Q = -1.06$ MeV) i da ima prinos $Y = 2 \cdot 10^{-5}$ (za $T_\alpha = 7.8$ MeV). Interesantno je zapaziti da je uprkos endoenergetskoj prirodi ove reakcije, maksimalna energija protona veća od maksimalne energije uzmaknutih protona nastalih kao rezultat elastičnog rasejanja alfa čestice iste energije na jezgru vodonika. Ostavljamo čitaocu da kao vežbu reši ovaj problem koristeći zakone održanja energije i impulsa i objasni $T_{p,reakcija} > T_{p,uzmak}$.

Cepanje jezgra azota alfa česticama je sledilo cepanje sledećih jezgara, B, F, Na, Al i P koji takodje emituje protone dometa preko 28 cm. Interakcija alfa čestica sa jezgrima Mg, S, Cl, Ar i dr, dovodi do emisije protona dometa $R < 28$ cm. Ovde, da bi razdvojili ove protone od uzmaknutih protona, merenja su obavljana u pravcu normalnom na incidentni pravac alfa čestica. Sledi iz dijagrama impulsa da uzmaknuti protoni u ovom pravcu moraju da imaju najmanju energiju i zato ne mogu da izazovu lažne efekte.

Analizirajmo sada u detalje reakciju cepanja jezgra aluminijuma alfa česticom:



Ova reakcija je studirana na instrumentu sličnom onom koji je koristio Raderford, sa jedinom razlikom da je meta bila aluminijumska folija i da su protoni registrovani brojačem (Slika 288).

Debljina mete je bila $10 \mu\text{m}$ i veća je od dometa alfa čestica date energije u ovom materijalu.

U ovom eksperimentu otkrivenisu protoni dometa 90 cm. Tako veliki domet se može objasniti činjenicom da je ova reakcija egzotermna i ima $Q = 2.26$ MeV. Analiza prinosa ove reakcije je pokazala da on zavisi od energije alfa čestice kao stepenasta funkcija (Slika 289a). Prema formuli 9.1.19, ovo znači da presek reakcije (koji je proporcionalan dY/dT) mora imati formu prikazanu na slici 289b. Step funkcija znači da presek ima zavisnost sličnu rezonanci.

Poreklo rezonance u ovom slučaju je isto kao i kod gorepomenutih reakcija sporih neutrona sa jezgrima (Sekcija 6.4). Postojanje maksimuma u efikasnom preseku znači da je alfa čestica ove energije zahvaćena na nekom kvantnom stacionarnom stanju medjujezgra.

Rezonantna priroda promene efikasnog preseka nuklearne reakcije pri promeni energije alfa čestica je prvo otkrivena u (α, p) reakcijama na lakim jezgrima. Medjutim, ispravno tumačenje mehanizma rezonanci je dato znatno kasnije (1936. godine) od strane Bora. Ovo potiče od činjenice da se širina nivoa i rastojanje između njih u medjujezgru formiranog u reakciji znatno razlikuju od odgovarajućih vrednosti za spore neutrone na teškim jezgrima.

9.2.2. Reakcije tipa (α, n)

Reakcije ovog tipa otkrio je Čadvik 1932. godine u eksperimentu čiji je cilj bio otkrivanje neutrona. Dobro poznata reakcija ovog tipa je interakcija alfa čestice sa berilijumom



Ova reakcija ima ekstremno veliki prinos, $Y = 2.5 \cdot 10^{-4}$ za $T_\alpha = 5.44$ MeV, i koristi se i danas kao najjednostavniji izvor neutrona (Sekcija 6.1).

Za razliku od reakcija (α, p) koje po pravilu daju stabilne produkte, reakcije (α, n) se često koriste za dobijanje radioaktivnih izotopa. Irena i Frederik Jolio Curi su bili prvi (1934.) koji su pokazali da se radioaktivna jezgra mogu dobiti pomoću (α, n) reakcije. Primeri takvih reakcija su



Medjutim, stabilna jezgra se takodje mogu dobiti u (α, n) reakcijama. Takvi slučajevi su posebno važni jer se takvi procesi mogu obaviti i u obrnutom smeru koristeći jezgro formirano u direktnoj reakciji kao metu za obrnutu reakciju. Primer takvih reakcija je



Ova reakcija daje stabilan izotop ${}^{14}_7\text{N}$ i ima $Q=0.28$ MeV. Obrnuta reakcija



ima $Q=-0.28$ MeV.

Obe ove reakcije protiču uz učešće istog medjujezgra ${}^{15}_7\text{N}$ i mogu se koristiti za određivanje njegovih energetskih nivoa. Štaviše, prema principu detaljne ravnoteže, položaj energetskih nivoa mora biti nezavisan od pravca procesa (direktan ili obrnut). U skladu sa formulom 5.3.15, ekscitaciona energija medjujezgra je data sa

$$W = \varepsilon + T$$

gde je ε vezivna energija i T je relativna kinetička energija, tj., ukupna kinetička energija projektila i jezgra u sistemu centra masa. Da bi se izračunala energija nivoa, mora se uzeti za T vrednost rezonantne energije kojoj odgovara najveći prinos reakcije. Ako se energija čestice uzima u laboratorijskom sistemu koordinata, formule za računanje energije nivoa ${}^{15}_7\text{N}$ imaju sledeći oblik za direktnu i obrnutu reakciju

$$W = \varepsilon_\alpha + 11(T_\alpha)_{rez} / 15 \quad 9.2.9.$$

$$W = \varepsilon_n + 14(T_n)_{rez} / 15 \quad 9.2.10.$$

Pokazano je, eksperimentalno i teorijski da se vrednost W_i^{rez} , izračunate koristeći obe gornje formule, nalaze izmedju 12 -14 MeV i praktično koincidiraju sa svakim nivoom i . Rastojanje izmedju nivoa medjujezgra je reda 0.1 do 1 MeV.

9.3. Reakcije izazvane protonima

9.3.1. Tipovi reakcija izazvanih protonima

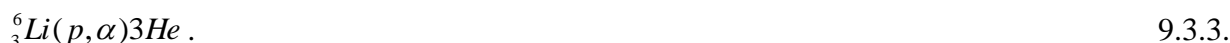
Protoni mogu da izazovu sledeće nuklearne reakcije: (p, α), (p, n), (p, p), (p, γ) i vrlo retko (p, d). Sistematski ćemo razmatrati glavne karakteristike ovih reakcija.

Reakcije tipa (p,α). Reakcije ovog tipa su vrlo egzotermne. Prema šemi nuklearne reakcije na slici 182, energija reakcije je $Q = \varepsilon_a - \varepsilon_b$, gde je ε_a vezivna energija incidentne čestice, a ε_b vezivna energija produkta reakcije u odnosu na medjujezgro reakcije. Kada ovo primenimo na reakciju tipa (p,α), $Q = \varepsilon_p - \varepsilon_\alpha$. Medjutim ε_p je skoro konstantno za sva β stabilna jezgra i iznosi oko 8 MeV. S druge strane, vezivna energija alfa čestice (Tabela 33, Sekcija 9.2) varira od najveće vrednosti $\varepsilon_\alpha = 8$ MeV za Z=8 do $\varepsilon_\alpha = 0$ za Z=60, posle čega postaje negativna $\varepsilon_\alpha < 0$ za Z>60 (alfa radioaktivna jezgra). Odavde je

$$Q = \varepsilon_p - \varepsilon_\alpha > 0 \quad 9.3.1.$$

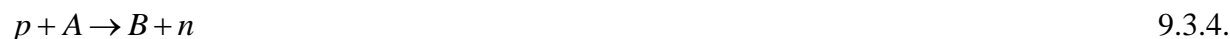
Drugo zapažanje u vezi sa reakcijama tipa (p,α) se odnosi na verovatnoću takvih reakcija. Ona ne može biti velika za teška jezgra, jer je emisija alfa čestica jako otežana visokom Kulonovom barijerom čija je vrednost 25 MeV za Z=80. Ova barijera dozvoljava samo najbržim alfa česticama da napuste jezgro, i njena emisija podrazumeva prelaz jezgra u niži nivo. Kako je statistička težina stanja definisana gustinom nivoa, sledi da je verovatnoća reakcija tipa (p,α) vrlo mala.

Ovaj uslov se ne primenjuje na laka jezgra koja imaju nižu Kulonovu barijeru. Kao primer navodimo reakcije



Reakcije tipa (p,α) na lakim jezgrima (Li, B, F) su bile prve koje su izvodjene 1932. godine od strane Cocroft i Waltona pomoću akceleratora protona na energijama nekoliko stotina keV.

Reakcije tipa (p,n). Ove reakcije uz učešće stabilnih jezgara su uvek endotermne sa pragom većim od 0.8 MeV. Da bi smo ovo dokazali, predstavimo (p,n) reakciju u obliku



i napišimo sledeće očigledne relacije:

$$m_n - m_p = 1.3 \text{ MeV}, \quad 9.3.5.$$

$$M_B - M_A > -0.5 \text{ MeV} \quad 9.3.6.$$

(Ako zadnji uslov nije zadovoljen, jezgro A bi se transformisalo u jezgro B preko beta raspada). Poredjenje ovih dvaju formula daje

$$|Q| = (M_B + m_n) - (M_A + m_p) > 1.3 - 0.5 = 0.9 \text{ MeV} \quad 9.3.7.$$

a uzimajući u obzir jednačinu 5.3.20 dobijamo

$$T_p^{\min} = \frac{M_A + m_p}{M_A} |Q| > 0.8 \text{ MeV}$$

Prag (p,n) reakcije je obično 1-3 MeV. Tipičan primer takvih procesa je reakcija ${}^7_3\text{Li}(p,n){}^7_4\text{Be}$ za koju je $Q = -1.65 \text{ MeV}$ i $T_{\min} = 1.88 \text{ MeV}$.

Kako jezgro produkt nastalo posle (p,n) reakcije ima jedno dodatno pozitivno naelektrisanje, obično je β^+ radioaktivno, ili doživljava e zahvat.

U primerima razmatranim gore, jezgro ${}^7\text{Be}$ se transformiše u ${}^7\text{Li}$ kao rezultat e zahvata sa vremenom poluživota od 53.6 dana. Drugi primer ovogtipa reakcije je



koja dovodi do formiranja pozitronski aktivnog izotopa ${}^{11}\text{C}$ sa poluživotom od 20 minuta.

Reakcije tipa (p,p) Verovatnoća ovih reakcija je uporediva sa verovatnoćom (p,n) reakcija ako kinetička energija incidentnog protona prevazilazi visinu Kulonove barijere. U oblasti niskih energija (p,p) reakcija se često koristi u onim slučajevima gde (p,n) ne može da se dogodi, tj., kada je kinetička energija incidentnih protona niža od energije praga (p,n) reakcije.

Reakcije tipa (p, γ). Kako je verovatnoća emisije čestice iz medjujezgra obično mnogo veća nego emisija γ kvanta, reakcije tipa (p, γ) normalno imaju vrlo mali prinos. Međutim, ako je iz nekog razloga emisija čestice nemoguća ili ozbiljno otežana onda (p, γ) reakcija može biti vrlo značajna. Na primer ako je $T_p < T_{\min}$ za (p,n) reakciju, onda se (p, γ) reakcija može opaziti pored (p,p) reakcije.

Jedan interesantan primer (p, γ) reakcije sa visokim prinosom je reakcija ${}^7_3\text{Li}(p,\gamma){}^8_4\text{Be}$. Drugi primeri reakcije praćene emisijom gama kvantata se sreću pri razmatranju procesa radijacionog zahvata sporih neutrona gde je $\Gamma_\gamma \gg \Gamma_n$.

Reakcije tipa (p,d). Ove reakcije se opažaju vrlo retko u poredjenju sa prethodnim reakcijama jer je deuteron slabo vezano jezgro ($\epsilon_d = 2.2 \text{ MeV}$). Odavde, kao po pravilu reakcija (p,d) mora biti endotermna ili ima malu pozitivnu vrednost Q . Jedna takva reakcija je ${}^9_4\text{Be}(p,d){}^8_4\text{Be}$ sa $Q = 0.56 \text{ MeV}$.

9.3.2. Reakcije protona sa litijumom

Reakcije koje se mogu dogoditi kada proton reaguje sa litijumom su

1. $p + {}^7_3\text{Li} \rightarrow {}^8_4\text{Be} \rightarrow {}^4_2\text{He} + {}^4_2\text{He}, \quad Q = 17.35 \text{ MeV}$
2. $p + {}^7_3\text{Li} \rightarrow {}^8_4\text{Be} \rightarrow {}^8_4\text{Be} + \gamma, \quad Q = 17.25 \text{ MeV}$
3. $p + {}^7_3\text{Li} \rightarrow {}^8_4\text{Be} \rightarrow {}^7_4\text{Be} + n, \quad Q = -1.65 \text{ MeV} \quad 9.3.9.$
4. $p + {}^7_3\text{Li} \rightarrow {}^8_4\text{Be} \rightarrow {}^6_3\text{Li} + d, \quad Q = -5.05 \text{ MeV}$
5. $p + {}^7_3\text{Li} \rightarrow {}^8_4\text{Be} \rightarrow {}^7_3\text{Li} + p,$

Da bi se uprostito proučavanje ovih nuklearnih reakcija, bira se energija protona $T_p < T_{\min}$ za koju reakcije 3 i 4 ne mogu da se odigraju. Ovo ostavlja samo reakcije 1, 2 i 5. Dalje izolovanje reakcija je moguće odgovarajućim izborom metoda detekcije produkata reakcija.

Reakcija 1 je proučavana pomoću dve jonizacione komore, koje mogu da registruju dve alfa čestice formirane kao rezultat raspada ekscitovanog jezgra ${}^8\text{Be}^*$. Debljina litijumske mete je izabrana tako da je dovoljna da potpuno zaustavi incidentne protone, a da u isto vreme omogućuje alfa česticama da izadju iz dubine mete.

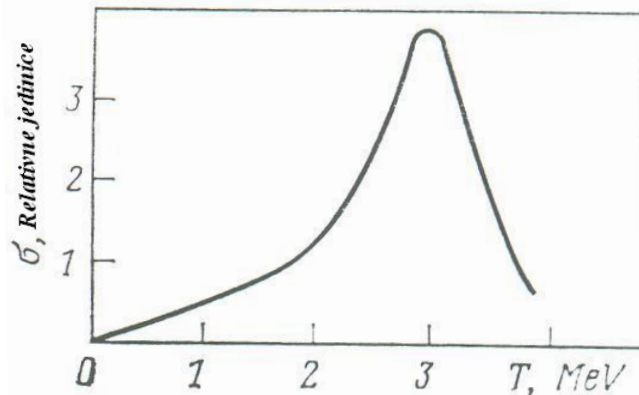


Fig. 290

Merenje ekscitacionih funkcija reakcije ${}^7_3\text{Li}(p,\alpha){}_2^4\text{He}$ pokazalo je da efikasni presek ove reakcije raste brzo i monotono sa energijom, i ima širok maksimum (oko 1 MeV debljine) na kinetičkoj energiji incidentnog protona $T_p = 3$ MeV (Slika 290).

Isti rezultat je dobijen poredjenjem kinetičke energije alfa čestice formirane u reakciji ($T_\alpha > 8.65$ MeV) sa drugom alfa česticom. Ovo indicira veoma veliku verovatnoću raspada ekscitovanog stanja ${}^8\text{Be}^*$ u dve alfa čestice ($\tau \approx 10^{-21}$ s) i odavde veoma velika širina odgovarajućeg energetskog stanja (nekoliko stotina keV).

Pomenuto je ranije da pod normalnim uslovima, jezgro ima mnogo veću verovatnoću da emituje česticu nego gama kvant. Odavde bi trebalo da sledi da visoki prinos (p,α) reakcije znači veoma mali prinos reakcije (p,γ) . Međutim, pokazano je eksperimentalno da je reakcija (p,α) praćena (p,γ) reakcijom sa visokim prinosom. Čak je i zapanjujuća činjenica da ekscitaciona funkcija zadnje reakcije ima istaknut rezonantni karakter. Presek (p,γ) reakcije ima vrlo usku rezonancu na energiji do 440 keV (Slika 291).

Čini se da poredjenje rezultata proučavanja reakcija 1 i 2 dovodi do kontradikcije: isto medjujezgro ${}^8\text{Be}^*$ se u istom ekscitacionom regionu ponaša kao sistem sa vrlo širokim nivoom i kao sistem sa uskom rezonancom.

Ova razlika se objašnjava činjenicom da se formiraju dva različita stanja ${}^8\text{Be}_I^*$ i ${}^8\text{Be}_{II}^*$ u reakcijama 1 i 2. Ova stanja se razlikuju po spinovima i znakom parnosti njihovih talasnih funkcija. Za parne vrednosti spina I i pozitivnu parnost ($P > 0$) ekscitovano stanje ${}^8\text{Be}^*$ se može raspasti u dve alfa čestice. Ovaj raspad je zabranjen za druge vrednosti I i P iako odgovarajuća stanja mogu preko gama prelaza da predju u osnovno stanje:

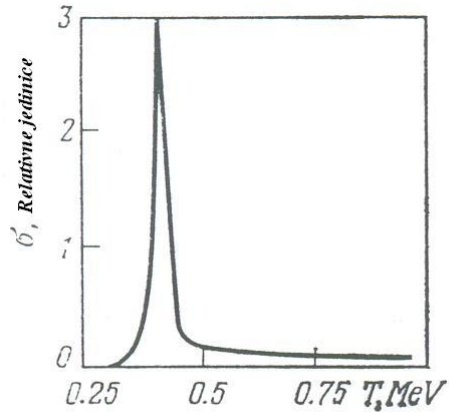


Fig. 291



Razmotrimo ovo pitanje sa više detalja. Radi jednostavnosti prezentacije, načinićemo neke od pojednostavljujućih pretpostavki. Pri razmatranju zakona održanja parnosti (Sekcija 5.5) pokazali smo da se parnost sistem $A+a$ definiše kao proizvod unutrašnjih parnosti čestica A i a i orbitalnog kvantnog broja koji karakteriše relativno kretanje ovih čestica:

$$P_{A+a} = P_A P_a (-1)^l \quad 9.3.11.$$

Unutrašnja parnost protona je pozitivna ($P_p=1$). Pretpostavićemo da je unutrašnja parnost ${}^7\text{Li}$ negativna ($P_{\text{Li}}=-1$), jer u skladu sa modelom nuklearnih ljuski, tri nukleona ovog jezgra su u p stanju. Tako, kada je protonsa parnim l zahvaćen jezgrom ${}^7\text{Li}$, jezgro ${}^8_4\text{Be}$ će biti u neparnom stanju, dok zahvat protona sa neparnim l će dovesti medjujezgro u parno stanje. Za svako stanje, moguće je nekoliko vrednosti angularnog momenta. Ove vrednosti se mogu dobiti dodavanjem tri kvantno mehanička vektora tj., nuklearni spin $3/2$, spin protona $1/2$ i orbitalni moment l . Rezultati sabiranja pri najprostijim pretpostavkama u odnosu na $l=0$ i $l=1$ su prestavljeni u Tabeli 34.

Nije teško naći stanja odgovorna za (p, α) reakciju i stanja odgovorna za (p, γ) reakciju. Prema zakonu održanja parnosti, parnost medjujezgra ${}^8_4\text{Be}$ pre raspada u dve alfa čestice mora biti ista kao i parnost finalnog stanja (dve alfa čestice).

Table 34

l	I	${}^*P = P_A P_\alpha (-1)^l$
0	$3/2 + 1/2 + 0 = \begin{cases} 2 \\ 1 \end{cases}$	$-1 \times 1 \times (-1)^0 = -1$
1	$3/2 + 1/2 + 1 = \begin{cases} 3 \\ 2 \\ 1 \\ 0 \end{cases}$	$-1 \times 1 \times (-1)^1 = +1$

Parnost sistema od dve alfa čestice je pozitivna, jer je operacija refleksije za njih ekvivalentna transpoziciji, što ne menja znak talasne funkcije bozona.

Kako je $P_{2\alpha} = P_\alpha^2 (-1)^l = +1$, l je parno, i kako je spin alfa čestica jednak nuli, l koincidira sa spinom jezgra koje se raspada ${}^8_4\text{Be}$. Zato se alfa čestice mogu emitovati iz stanja 2^+ i 0^+ .

Slično, koristeći zakone održanja momenta impulsa i parnosti, može se videti da od šest stanja ${}^8_4\text{Be}$ pomenuta gore (0^+ , 1^+ , 2^+ , 3^+ , 1^- , 2^-) samo su dva stanja, 1^- i 1^+ , odgovorna za gama prelaze u osnovno stanje. Ovo sledi iz karakteristika osnovnog stanja (0^+) kao i iz visokog prinosa gama kvanata, koji verovatno ukazuje na dipolne gama prelaze (E1 i M1).

Tako, raspad u dve alfa čestice se može odigrati iz ekscitovanog stanja ${}^8_4\text{Be}$ sa izvesnim vrednostima spina i parnosti (0^+ i 2^+), dok se gama prelazi dešavaju sa drugim vrednostima (1^- ili 1^+). Tako gorepomenuta razlika u ponašanju ekscitacionih funkcija za reakcije 1 i 2 jeste prirodna posledica ispravnosti zakona održanja parnosti i momenta impulsa u jakoj i elektromagnetskoj interakciji.

Želimo da privučemo pažnju čitaoca na činjenicu da rezultati dobijeni gore nisu jednoznačni i zavise od pretpostavke na osnovu kojih je prezentacija i data ($P({}^7\text{Li}=-1)$, $l_p=0$ ili 1, dipolno zračenje, gama prelaz na osnovno stanje). Ako samo jedna od pretpostavki nije tačna, rezultati se menjaju. Jasno je da su dodatne informacije neophodne za dobijanje jednoznačnog i korektnog rezultata. Ovakve informacije se mogu dobiti razmatranjem ugaone raspodele alfa čestica i gama zračenja i poredjenjem parametara svih poznatih nivoa ${}^8_4\text{Be}$ i dr. Može se pretpostaviti da se raspad u dve alfa čestice dešava sa širokog 2^+ nivoa na energiji ekscitacije $E^*=19.9$ MeV, dok je gama zračenje iz uskog 1^+ nivoa na $E^*=17.64$ MeV. Oba ova stanja se formiraju kao rezultat zahvata protona sa $l=1$ jezgrom. Pored ovih nivoa, identifikovano je više od deset drugih nivoa jezgra ${}^8_4\text{Be}$.

9.3.3. Reakcija ${}^{14}_6\text{C}(p,n){}^{14}_7\text{N}$ i dokaz formiranja medjujezgra

Drugi važan primer reakcija izazvanih protonom je (p,n) reakcija na izotopu ugljenika ${}^{14}\text{C}$, tj.,



Ovaj izotop je β^- radioaktivan. Međutim, kako ima dugo vreme poluživota, oko $5.73 \cdot 10^3$ godina, može se koristiti kao meta. Ova reakcija je značajna jer dovodi do formiranja medjujezgra ^{15}N koje se formira i u reakciji $^{11}_5\text{B}(\alpha, n)^{14}_7\text{N}$. Možemo da poredimo energetske nivoe jezgra ^{15}N formiranog u raznim reakcijama. Ako takva analiza pokaže da struktura nivoea ne zavisi od metoda formiranja, tj., jezgro ^{15}N formirano u raznim reakcijama ima iste energetske nivoe, to će biti dokaz da medjujezgro zaista ima fizičku realnost, tj., zaista postoji.

Reakcija (p,n) na ^{14}C je proučavana pomoću Van de Grafoovog generatora koji može da proizvede monoenergetske protone. Ovi protoni su korišćeni za ozračivanje tanke ugljenične mete, a neutroni nastali kao rezultat reakcije su registrovani BF₃ brojačima. Za izvesne energije $(T_p)_{\text{rez}}$ incidentnih protona opažen je porast prinosa neutrona, što je indiciralo rezonantnu prirodu promene efikasnog preseka. Koristeći rezonantne vrednosti energije protona i relaciju

$$W = \varepsilon_p + 14(T_p)_{\text{rez}} / 15 \quad 9.3.13.$$

možemo izračunati energiju $W_i^{\text{rez}}(p, n)$ odgovarajućih nivoea pobudjenog jezgra ^{15}N .

Slično istraživanje je obavljen za obratnu reakciju



U ovom slučaju energije medjujezgra se računaju iz formule

$$W_i^{\text{rez}}(n, p) = \varepsilon_n + 14(T_n^{\text{rez}})_i / 15 \quad 9.3.15.$$

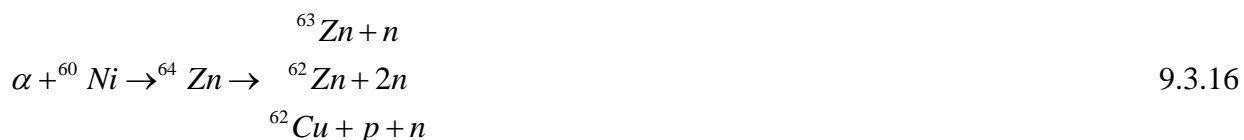
Nadjeno je da $W_i^{\text{rez}}(p, n) \cong W_i^{\text{rez}}(n, p)$ i da srednje vrednosti koincidiraju sa srednjim vrednostima za (α, n) i (n, α) reakcijama razmatranim u Sekciji 9.2.2. Odavde sledi da se nivoei medjujezgra ^{15}N izračunati iz raznih reakcija poklapaju. Ovo potvrđuje Borov koncept da se nuklearne reakcije odvijaju u dve faze.

Može se zapaziti da je kao dokaz postojanja medjujezgra poklapanje nivoea dobijenih iz raznih reakcija 9.2.7 i 9.3.12. Poklapanje nivoea direktne i reverzne reakcije je posledica principa detaljne ravnoteže i treba da važi i u slučaju kada se medjujezgro ne formira.

Borov koncept nuklearnih reakcija je takodje potvrđen analogijom između ekscitacionih funkcija i spektra čestica emitovanih istim medjujezgrom formiranim u raznim reakcijama, Maksvelovskom raspodelom energija emitovanih čestica ("isparavanje" čestica iz pobudjenog stanja medjujezgra), simetrijom ugaone raspodel produkata reakcije u odnosu na ravan normalnu na impuls incidentne čestice u sistemu centra masa.

9.3.4. Formiranje i raspad medjujezgra $^{64}_{30}\text{Zn}$ u reakcijama $p + ^{63}_{30}\text{Zn}$ i $\alpha + ^{60}_{28}\text{Ni}$

Najubedljivija potvrda korektnosti Borovog koncepta je dobijena 1950. godine u eksperimentu koji je sproveo Ghosal. U ovom eksperimentu poredjene su ekscitacione funkcije tri para reakcija koje protiču kroz isto medjujezgro.



Opšti oblik ekscitacione funkcije za reakcije formiranja medjujezgra su prikazani naslici 293. Porast efikasnog preseka počinje na $T=0$ za $Q>0$ (slika 293a) ili na $T=T_{\min}$ za $Q<0$ (Slika 293b) i nastavlja do $T \cong B_C$. Ovaj porast može biti monoton ilirezonantnog karaktera. Na $T \cong B_C$ (ako se razmatra interakcija sa $l=0$), presek prestaje da raste i dostiže maksimalnu vrednost. Daljim porastom kinetičke energije, preseki pojedinih reakcija počinju da opadaju. Ovo se dešava jer na velikim energijama novi konkurentni procesi počinju da se odigravaju i smanjuju relativnu verovatnoću raspada kroz neki odredjeni kanal (celokupni efikasni presek za sve kanale ostaje jednak oko πR^2 kao i ranije).

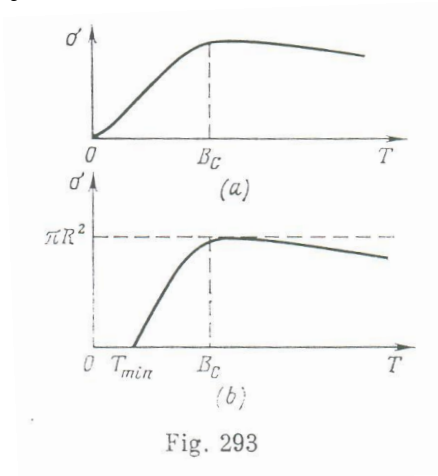


Fig. 293