

Glava 3

RADIOAKTIVNE NUKLEARNE TRANSFORMACIJE

Sva nestabilna jezgra, kao i jezgra u ekscitovanim stanjima doživljavaju spontane transformacije koje dovode do promene njihove kompozicije i /ili unutrašnje energije jezgra. Takvi spontani nuklearni procesi se nazivaju radioaktivni procesi jer prate zakone radioaktivnog raspada. Među dobro poznatim radioaktivnim procesima su alfa raspad, beta raspad (uključujući i zahvat elektrona), gama zračenje, spontana fisija teških jezgara, emisija zakasnelih neutrona i neutrona i zakasnela fisija. Pored ovih, mnogi drugi, manje poznati procesi su opaženi nedavno; protonski raspad, ugljenična radioaktivnost, emisija zakasnelih protona i neutronske para i dr. Mnogi od nabrojanih procesa su opisani u ovoj Glavi.

3.1. Otkriće i osnovni zakoni radioaktivnosti

Zračenje iz radioaktivnih jezgara je prvo analizirano u eksperimentima skretanja zračenja u električnim i magnetskim poljima, kao i u apsorpciji u materijalima. Kao rezultat ovih eksperimenata ustanovljeno je da radioaktivne supstance emituju tri vrste zračenja.

(1) Alfa zračenje, sastoji se od teških pozitivnih naelektrisanih čestica koje se kreću brzinom od oko 10^7 m/s i apsorbuju se na aluminijumskoj foliji debljine nekoliko mikrometara. Kasnije je, spektralnom analizom pokazano da su to jezgra ${}^4_2\text{He}$.

(2) Beta zračenje se sastoji od lakih negativno naelektrisanih čestica koje se kreću brzinama bliskim svetlosti i apsorbuju se na foliji aluminijuma debljine oko 1 mm. Ove čestice su elektroni.

(3) Gama zračenje je visoko prodorno i ne skreće ni u električnom ni u magnetskom polju. Po prirodi ovo je „tvrdo“ elektromagnetsko zračenje sa talasnim dužinama manjim od X zračenja. Kasnije je ustanovljeno (Raderford 1911.) da je atomsko jezgro izvor sva tri tipa zračenja.

3.1.1. Poluživot

Detaljno proučavanje radioaktivnosti dovelo je Raderforda 1902. godine do otkrića izotopa radioaktivnog gasa radona (Rn) koji pripada grupi plemenitih gasova. Radon se oslobadja kao rezultat radioaktivnog raspada radijuma. Bitna karakteristika ovog gasa je da je njegova aktivnost $A(t)$ opadala znatno sa vremenom t .

Posle prolaska vremena $T_{1/2}=3.8$ dana, njegova aktivnost se smanjila na polovinu; $A(T_{1/2})=A_0/2$. Nakon sledećih 3.8 dana aktivnost se ponovo prepolovila, tj. smanjila se na četvrtinu početne vrednosti; $A(2T_{1/2})=A_0/2^2$. Odavde, nakon vremena t , inicijalna aktivnost A_0 postaje

$$A(t) = A_0 / 2^{t/T_{1/2}} \quad 3.1.1$$

Prirodno, ovaj fenomen je interpretiran kao opadanje inicijalnog broja N_0 radioaktivnih atoma prema sličnoj zakonitosti

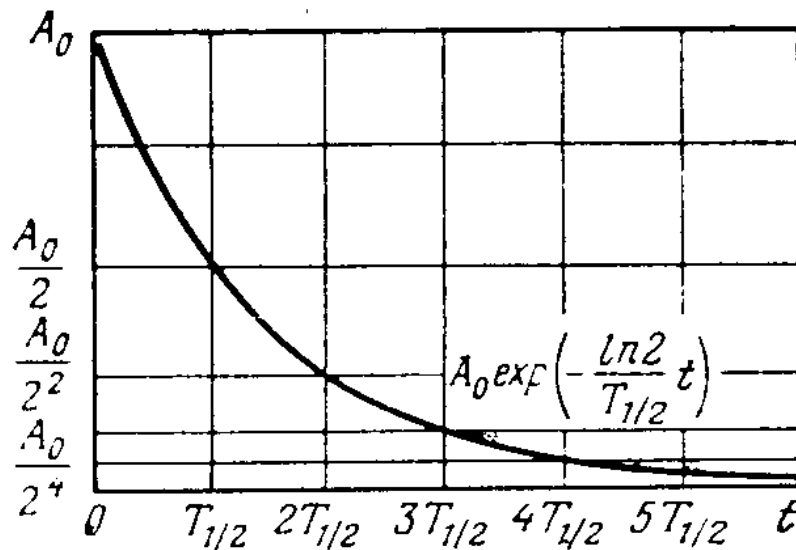
$$N(t) = N_0 / 2^{t/T_{1/2}}$$

3.1.2

Vreme $T_{1/2}$ u kome se početni broj N_0 radioaktivnih atoma smanji na polovinu je poluzivot (ili vreme poluraspada).

Obimna istraživanja radioaktivnih elemenata su pokazala da je vrednost $T_{1/2}$ različito za razne elemente, ali je uvek isto za dati izotop.

Opseg vrednost $T_{1/2}$ je veoma širok. Alfa radioaktivna jezgra imaju vremena poluraspada od $3 \cdot 10^{-7}$ s (^{212}Po) do $5 \cdot 10^{15}$ godina (^{144}Nd). Interval u kojima se $T_{1/2}$ menja za beta i gama raspade je takodje veoma širok. Direktno merenje opadanja radioaktivnosti sa vremenom je moguće samo za one supstance koje imaju pogodna vremena poluraspada. Na primer, nije teško meriti poluzivot od nekoliko sekundi do nekoliko sati ili dana. U ovim slučajevima jonizaciona komora ili brojač se koriste za direktno merenje aktivnosti uzoraka u raznim trenucima vremena i crtaju se krive kao na slici 80. Ako se merenje obavlja dovoljno dugo vremena (nekoliko perioda poluraspada) krive daju veoma tačnu vrednost $T_{1/2}$.



Slika 81

Ako je vreme poluraspada $T_{1/2} \leq 1$ s, merenje zahteva specijalne tehnike koje omogućuju da se aktivnost uzorka odredi nekoliko puta u toku vrlo kratkog intervala vremena. Na primer, možemo da okačimo uzorak na rotirajući disk ili na beskonačnu gumenu traku duž koje je stavljeno nekoliko brojača. Svaki put kada uzorak prodje pored brojača registruje se njegova aktivnost. Znajući brzinu rotacije diska ili trake možemo da odredimo trenutke vremena kada je merenje načinjeno. Ove i druge slične tehnike se koriste da se odrede, na primer, kratka vremena poluraspada (reda nekoliko sekundi) ili novo otkrivenih izotopa transuranskih elemenata. Da bi se izmerila čak i kraća vremena poluraspada, disk ili traka se zamenjuju elektronskim kolima koje uključuju brojač u toku izvesnog vremena Δt , a progresivno opadajuća aktivnost se meri u ovim intervalima

Direktno merenje dugih vremena poluraspada (nekoliko dana ili više) je takodje teško, dok je merenje vrlo dugih poluživota nemoguće jer se zahteva merenje u toku veoma dugih intervala vremena koje je nekoliko perioda. U ovom slučaju, poluživot se može odrediti bilo merenjem apsolutnog broja čestica emitovanih u datom uzorku ili korišćenjem sekularne jednačine.

3.1.2. Zakon radioaktivnog raspada

Radioaktivnost je osobina jezgra, ili preciznije to je osobina stanja jezgra. Ne može se uticati na proces radioaktivnog raspada bez promene stanja jezgra. Sledstveno tome, verovatnoća raspada jezgra u jedinici vremena, λ , nazvana konstanta radioaktivnog raspada je konstanta za dato jezgro u datom energetskom stanju.

Ovo znači da je broj dN , akata radioaktivnog raspada u vremenu dt , određen samo brojem radioaktivnih jezgara N datim u momentu vremena t ,

$$dN = -\lambda N dt \quad 3.1.3$$

Znak minus indicira da količina opada sa vremenom.

Rešavajući jednačinu 3.1.3 dobija se zakon promene broja radioaktivnih jezgara sa vremenom

$$N = N_0 e^{-\lambda t} \quad 3.1.4$$

Ako vreme, t , izrazimo preko vremena poluraspada $T_{1/2}$ dobija se veza između λ i $T_{1/2}$

$$\lambda = \frac{\ln 2}{T_{1/2}} \approx \frac{0.693}{T_{1/2}} \quad 3.1.5$$

Jednačina 3.1.3 se sada može, uz pomoć jednačine 3.1.5 napisati u obliku pogodnom za određivanje vremena poluraspada dugoživećih radioaktivnih jezgara

$$\frac{dN}{dt} = -\frac{\ln 2}{T_{1/2}} N$$

Tako, dovoljno je meriti broj raspada po jedinici vremena dN/dt za dati broj N radioaktivnih atoma. Takva merenja se mogu obaviti pomoću jonizacione komore kod koje je jedna elektroda pokrivena tankim slojem radioaktivnog materijala. Merenja aktivnosti radijuma pokazuju da 1 g radijuma doživljava $3.7 \cdot 10^{10}$ raspada po sekundi; ovo odgovara poluživotu

$$T_{1/2} = \frac{0.693}{dN/dt} \frac{N_A}{A} = \frac{0.693}{3.7 \cdot 10^{10}} \frac{6.023 \cdot 10^{23}}{226} \approx 5 \cdot 10^{10} s \approx 1620 \text{ godina}$$

Iz jednačine 3.1.4 sledi da je proces radioaktivnog raspada opisan eksponencijalnom funkcijom. Tako, uvek postoji izvestan broj neraspadnutih jezgara, te neka jezgra žive duže, a neka kraće od nekog vremena t (merenog od nekog početka). Broj jezgara raspadnutih u nekom intervalu dt , oko vremena t je

$$dN(t) = \lambda N(t)dt = \lambda N_0 e^{-\lambda t} dt$$

Srednje vreme života τ radioaktivnog jezgra se može izračunati kao srednja vrednost t , tj.,

$$\tau = \bar{t} = \frac{\int_0^{\infty} t dN}{\int_0^{\infty} dN} = \frac{N_0 \int_0^{\infty} \lambda t e^{-\lambda t} dt}{N_0} = \frac{1}{\lambda} \quad 3.1.6$$

Srednje vreme života radioaktivnog jezgra je recipročno konstanti radioaktivnog raspada. Ovaj rezultat je potpuno prirodan, jer konstanta raspada ima fizičko značenje verovatnoće raspada u jedinici vremena. Može se videti da se inicijalni broj atomskih jezgara smanji za vreme τ za faktor e .

Ako je jezgro N_2 , koje nastaje raspadom jezgra N_1 , takodje radioaktivno, mora se pisati sistem od dve diferencijalne jednačine koje opisuju ove sukcesivne transformacije,

$$\frac{dN_1(t)}{dt} = -\lambda_1 N_1(t) \quad \text{i} \quad \frac{dN_2(t)}{dt} = \lambda_1 N_1(t) - \lambda_2 N_2(t) \quad 3.1.7$$

Gde su λ_1 i λ_2 konstante raspada jezgara N_1 i N_2 . Prva jednačina je analogna jednačini 3.1.3. i opisuje radioaktivni raspad primarne (roditeljske) supstance. Druga jednačina opisuje promenu količine potomaka i njen desni deo se sastoji od dva člana. Prvi član opisuje porast broja radioaktivnih jezgara druge supstance usled raspada prve. Drugi član uračunava broj dezintegracija jezgara druge supstance.

Sistem jednačina koje opisuju raspad tri, četiri ili više supstanci se mogu napisati na sličan način. Ovde razmatramo najprostiji slučaj postojanja dve supstance opisano jednačinom 1.7.

Rešavanjem sistema dobija se sledeći rezultat:

$$N_1(t) = N_{10} e^{-\lambda_1 t} \quad 3.1.8$$

$$N_2(t) = N_{20} e^{-\lambda_2 t} + \frac{\lambda_1 N_{10}}{\lambda_1 - \lambda_2} (e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_2 t})$$

Gde su N_{10} i N_{20} vrednosti N_1 i N_2 u početnom trenutku $t=0$. Jednačina 3.1.8 se znatno uprošćava ako je $T_1 \gg T_2$ odnosno $\lambda_1 \ll \lambda_2$, a razmatra se slučaj $t \ll T_1$

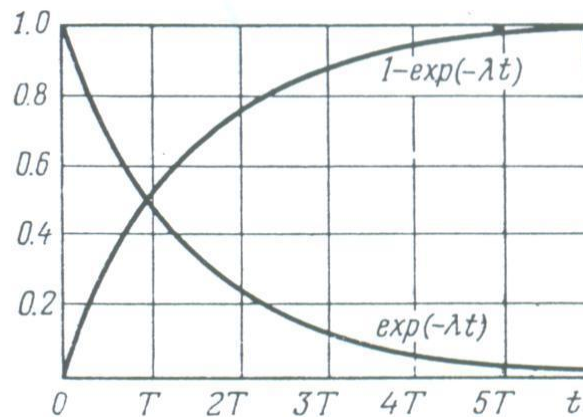
$$N_1(t) \approx N_{10} \quad 3.1.9$$

$$N_2(t) = N_{20}e^{-\lambda_2 t} + \frac{\lambda_1 N_{10}}{\lambda_2} (1 - e^{-\lambda_2 t})$$

Ako je $N_{20} = 0$ (nije bilo atoma drugog elementa u početnom trenutku) dobija se

$$N_2(t) = \frac{\lambda_1 N_{10}}{\lambda_2} (1 - e^{-\lambda_2 t}) \quad 3.1.10$$

Da bi se procenila vrednost $N_2(t)$ može se koristiti grafički metod (Slika 81) konstruisanja krivih $\exp(-\lambda t)$ i $(1 - \exp(-\lambda t))$. S obzrom na specifične osobine funkcije $\exp(-\lambda t)$ vrlo je pogodno konstruisati ordinate krivih za vrednosti t koje odgovaraju $T, 2T, 3T, \dots$ (Tabela 9).



Slika 81

Jednačina 3.1.10 i slika 81 pokazuju da se iznos radioaktivnog potomka 2 povećava sa vremenom i dostiže graničnu vrednost za vreme $t \gg T_2$

$$\lim_{t \rightarrow \infty} N_2(t) = \lambda_1 N_0 / \lambda_2 = const \quad 3.1.11$$

Ova jednačina je zadovoljena sa tačnošću oko 99.9 % ako je $t > 10T_2$. Ova jednačina se obično piše u obliku

$$\lambda_1 N_1 = \lambda_2 N_2 \quad 3.1.12$$

i naziva se sekularna jednačina. Fizičko značenje sekularne jednačine je sasvim jasan. Jednačina indicira da je broj raspada prethodnika jednak broju raspada potomaka, tj. broj stvorenih atoma potomka je jednak broju raspadnutih.

Table 9

t	$\exp(-\lambda t)$	$1 - \exp(-\lambda t)$
0	1	0
$1T$	$1/2 = 0.5$	0.5
$2T$	$1/2^2 = 0.25$	0.75
$3T$	$1/2^3 = 0.125$	0.875
...
$10T$	$1/2^{10} \approx 0.001$	≈ 0.999

Sekularna jednačina se široko koristi za određivanje poluživota dugoživećih radioaktivnih supstanci. Jednačina se može koristiti za dve supstance koje se transformišu jedna u drugi gde je poluživot druge supstance mnogo manji od poluživota prve, t., $T_1 \gg T_2$, pod uslovom da se posmatranje vrši u trenutku $t \gg T_2$.

Transformacija radijuma u radon je primer sukcesivnog raspada dve radioaktivne supstance. Poznato da je radijum, ${}^{226}_{88}\text{Ra}$ emituje alfa čestice sa poluživotom od $T_1 \approx 1620$ godina, i da se transformiše u radioaktivni gas, radon ${}^{222}_{86}\text{Rn}$ koji je opet radioaktivan i emituje alfa čestice sa poluživotom $T_2 = 3.8$ dana. U ovom slučaju je $T_1 \gg T_2$, a kako je naše vreme posmatranja uzorka radijuma mnogo manje od 1620 godina, $t \ll T_1$, rešenje jednačine 3.1.7 se može pisati u obliku 3.1.9. Jednačina sekularne ravnoteže je

$$\lambda_{\text{Ra}} N_{\text{Ra}} = \lambda_{\text{Rn}} N_{\text{Rn}} \tag{3.1.13}$$

$$N_{\text{Ra}} / T_{\text{Ra}} = N_{\text{Rn}} / T_{\text{Rn}}$$

Ovaj uslov znači da počevši od dovoljno velikog vremena t , ($t \gg T_{\text{Rn}}$) broj raspada jezgara radona je jednak broju stvorenih jezgara radona kao posledica raspada radijuma. Jednačina 3.1.13 je zadovoljena sa tačnošću od 99.9% ako je $t > 40$ dana ($t > 10 T_{\text{Rn}}$).

Od četiri veličina u jednačini 3.1.13, tri su direktno merljive; brojevi N_{Rn} i N_{Ra} se mogu odrediti preciznim merenjem mase, a vreme poluživota radona od 3.8 dana je sasvim pogodno za merenje. Tako, četvrta veličina λ_{Ra} se može izračunati. Ovaj račun daje poluživot radijuma $T_{\text{Ra}} \approx 1620$ godina, što je u skladu sa rezultatom dobijenim apsolutnim brojanjem α čestica.

U ranijem periodu, aktivnost Ra je bila standard za poredjenje aktivnosti raznih radioaktivnih materijala. Jedinica aktivnosti je izabrana kao aktivnost 1 g radijuma. Ova jedinica je nazvana 1 Ci (1 Kiri). Kasnije je uvedena SI jedinica, 1 Bq koja predstavlja 1 raspad u 1 s. Prema tome, $1 \text{ Ci} = 3.7 \cdot 10^{10} \text{ Bq}$.

3.2. Alfa raspad

3.2.1. Osnovni eksperimentalni podaci o alfa raspadu

Glavne karakteristike α radioaktivnih jezgara i emitovanih čestica su poluživot $T_{1/2}$, kinetička energija emitovanih čestica, T_α i domet R.

Poluživot se može meriti direktno iz opadanja aktivnosti sa vremenom, ili određivanjem broja raspada po jedinici vremena iz sekularne ravnoteže.

Domet alfa čestica u raznim medijima se meri raznim metodama; pomoću Wilsonove komore za domet u gasovima, mehurastom komorom za tečnosti i fotografskom emulzijom za čvrsta tela. Različiti kompozitni metodi koriste filtere i tanke filmove ili folije kao i brojače.

U prvim eksperimentima, energija alfa čestica je merena iz njihovog dometa.

Prelaz sa dometa na energiju se obavlja pomoću empirijskih formula koje povezuju domet i energiju alfa čestica za dati medijum. U prvoj aproksimaciji, domet alfa čestica u vazduhu (u cm) je u vezi sa energijom (u MeV) preko stepene funkcije oblika

$$R \cong 0.3T_\alpha^{3/2} \quad 3.2.1$$

Tačna merenja energije alfa čestica se obavljaju pomoću magnetne analize u kome se energija alfa čestica poredi sa energijom izabranog alfa standarda.

Magnetski spektrometar je instrument sličan po konstrukciji sa masenim spektrometrom. Glavni deo instrumenta je elektromagnet koji fokusira alfa čestice raznih energija u razne tačke. Veoma tanak film alfa aktivnog materijala se koristi kao izvor alfa čestica, i detektor je u obliku fotografske ploče ili brojača. Moć rezolucije magnetskih spektrometara je veoma velika i dostiže 5 keV (ili čak i manje) kod najboljih instrumenata. Ovo omogućuje detekciju slabe fine strukture linija sa bliskim energijama, uprkos fonu veoma intenzivnih linija glavnih grupa α čestica.

Drugi, veoma raširen metod proučavanja alfa čestica je metod jonizacione komore, u kome se meri struja elektrona stvorena jonizujućim dejstvom alfa čestica. Obično je komora praćena impulsnim analizatorom. Moć rezolucije jonizacionih komora je slabija nego magnetskih spektrometara i iznosi oko 25 keV za najbolje komore. Medjutim, ovaj metod je pogodan jer koristi do 50 % emitovanih alfa čestica. S tim u vezi, jonizaciona komora se može iskoristiti za analizu malih količina alfa aktivnih supstanci (nekoliko desetina jezgara).

Merenje dometa i energija alfa čestica, kao i poluživota raznih alfa aktivnih jezgara, dovelo je do otkrića sledećih regularnosti i osobina alfa raspada.

1. Gajger i Nutall su 1911. godine ustanovili da su za sve tri radioaktivne porodice, konstanta raspada λ alfa aktivnih jezgara i domet R_α čestica emitovanih od strane tih jezgara u vezi oblika

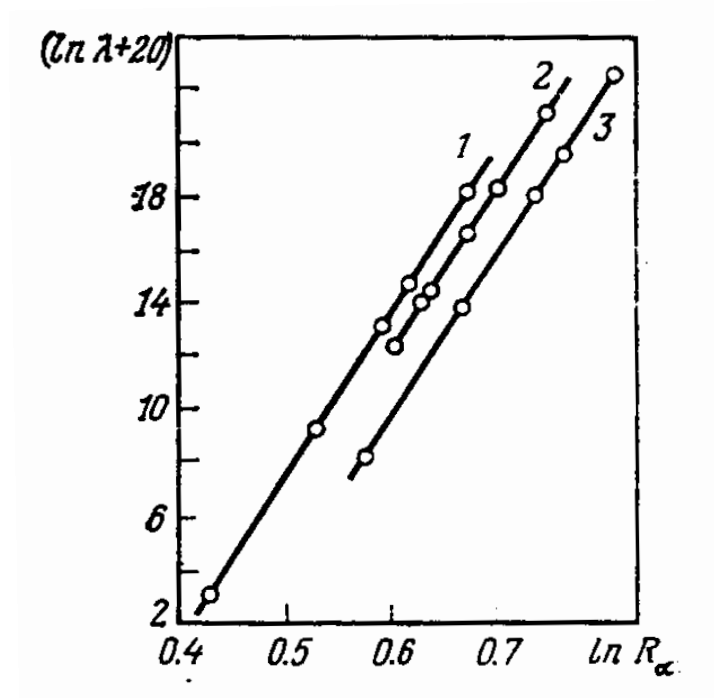
$$\log \lambda = A \log R_\alpha + B \quad 3.2.2$$

gde je A isto za sve tri radioaktivne porodice, a konstanta B se razlikuje za oko 5 % između njih.

Kako su domet i energija alfa čestica povezane preko stepenog zakona, Gajger Nuttallov zakon se može pisati u obliku

$$\log \lambda = A' \log T_\alpha + B' \quad 3.2.3$$

gde su A' i B' slični prethodnim. Gajger Nuttallov zakon je predstavljen grafički na Slici 82. U logaritamskoj razmeri on je predstavljen preko tri paralelne prave linije. Linija 1 odgovara uranovoj, linija 2 torijumovoj i linija 3 aktinouranovoj porodici. Značaj ovog zakona leži u tome da se može koristiti za nalaženje konstante raspada jezgara za koje se metod direktnog određivanja poluživota ne može primeniti (na primer dugodometne alfa čestice).



Slika 82

Formula 3.2.37 je tačnija od 3.2.3 i biće izvedena kasnije.

2. Vredno je pomenuti da je opseg mogućih vrednosti energija alfa čestica veoma uzan, dok se vremena poluživota menjaju u veoma širokom opsegu. Merenja pokazuju da, osim u veoma malom broju izuzetaka, energija alfa čestica i poluživoti za sva alfa aktivna jezgara leže u intervalu

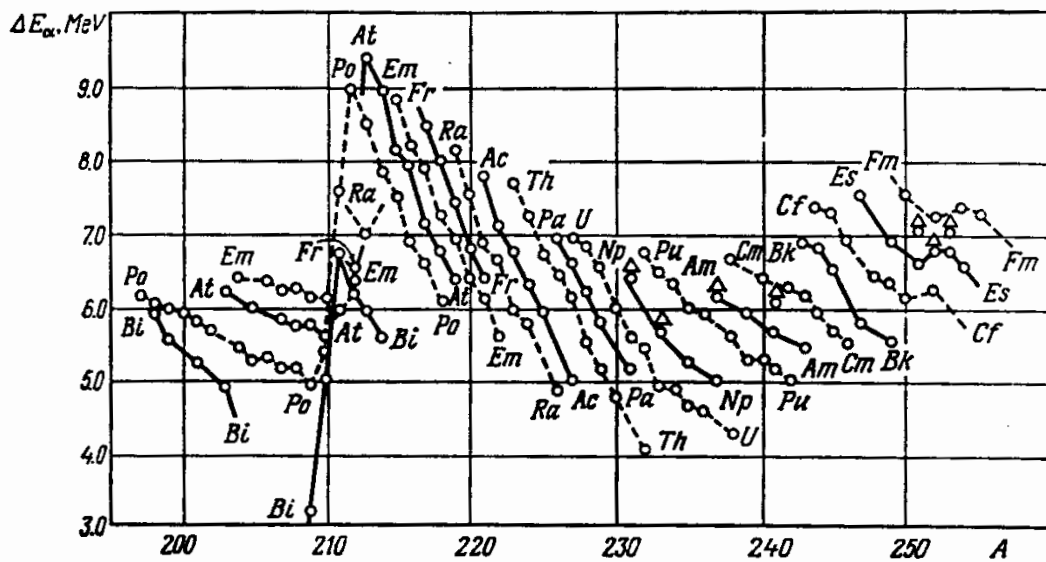
$$4 \text{ MeV} \leq T_\alpha \leq 9 \text{ MeV}; \quad 10^{10} \text{ god} \geq T_{1/2} \geq 10^{-7} \text{ s} \quad 3.2.4$$

Srednja vrednost energije je približno jednaka 6 MeV.

3. U periodnom sistemu elemenata postoji jasna demarkacija izmedju alfa stabilnih i alfa aktivnih jezgara. Kao po pravilu, alfa aktivna jezgra imaju atomski broj $Z > 82$ (teža su od olova), a energija alfa čestica raste sa porastom Z jezgra. Izuzeci od ovog pravila su neka jezgra retkih zemalja (kao $^{146}_{62}\text{Sm}$), $^{190}_{78}\text{Pt}$, kao i neka veštački dobijena jezgra sa velikim manjkom neutrona.

Energija alfa čestica je mnogo manja za elemente retkih zemalja a njihova vremena poluživota su mnogo duža nego za teške elemente (na rimer, $^{144}_{60}\text{Nd}$ ima $T_{\alpha}=1.8$ MeV i $T_{1/2}=5 \cdot 10^{15}$ godina).

4. Poredjenje energije alfa raspada E_{α} raznih izotopa istog elementa otkriva da energija opada sa porastom masenog broja (Slika 83). Ovo se jasno vidi kod parno-parnih jezgara. Detaljna analiza ove pravilnosti pokazuje da važi za $A > 215$ i $A < 209$, ali ima povrede ovog pravila izmedju ovih vrednosti A . Ova pravilnost pomaže u predviđanju energija alfa čestica nepoznatih izotopa datih elemenata.



Slika 83

5. Primena tačnih metoda za merenje energija alfa čestica dovela je do otkrića fine strukture alfa spektra. Nadjeno je da alfa čestice emitovane od strane jedne vrste jezgra obično nemaju tačno istu vrednost kinetičke energije, već leže u nekom uskom intervalu. Kao primer razmotrimo jezgro $^{212}_{83}\text{Bi}$ (istorijsko ime je ThC), koje ima spektar alfa čestica prikazan u Tabeli 10. Opaženo je da je najveći broj linija fine strukture imaju jezgra gde su potomci raspada jako nesferični i da se alfa čestice sa nižom energijom emituju sa manjim intenzitetom.

6. Postoje dva slučaja alfa raspada ThC' i RaC' , gde se pored glave grupe alfa čestica emituje i mali broj dugodometnih alfa čestica sa visokom energijom. Tabela 11 prikazuje kompoziciju alfa čestica ThC' . RaC' emituje manji broj dugodometnih alfa čestica, ali ima 12 grupa sa raznim energijama (Tabela 12).

Treba zapaziti da oba slučaja odgovaraju izotopima istog elementa ; ThC' je ${}^{212}_{84}\text{Po}$ a RaC' je ${}^{214}_{84}\text{Po}$.

Regularnosti i osobine pomenute ispred će se razmatrati u detalje u Sekcijama 3.2.2 i 3.2.3.

Table 10

Grupa alfa čestica	T_{α} , MeV	Kompozicija %	Grupa alfa čestica	T_{α} , MeV	Kompozicija %
α_0	6.086	27.2	α_3	5.622	~ 0.15
α_1	6.047	69.9	α_4	5.603	1.1
α_2	5.765	1.7	α_5	5.481	~ 0.016

Table 11

Grupa alfa čestica	T_{α} , MeV	Kompozicija %	Grupa alfa čestica	T_{α} , MeV	Kompozicija %
α_0	8.78	100	α_2	10.422	0.002
α_1	9.492	0.0035	α_3	10.543	0.018

2.2 Energetsko razmatranje alfa raspada. Uloga zakona održanja

Alfa raspad je jedan od nuklearnih procesa koji se odigravaju po dejstvom jake interakcije. Odavde, svi poznati zakoni održanja moraju biti zadovoljeni da bi alfa raspad bio moguć, uključujući zakon održanja parnosti P , i zakon održanja izotopskog spina T .

Svaki od ovih zakona nameće izvesna ograničenja na dozvoljene alfa prelaze. Odavde, iz zakona održanja izotopskog spina sledi da alfa radioaktivno jezgro (A, Z) i jezgro potomak $(A-4, Z-2)$ formirano kao rezultat alfa raspada moraju da imaju isti izotopski spin T , (jer je izospin T_{α} čestice jednak nuli). Iz zakona održanja parnosti P i ukupnog ugaonog momenta I , sledi da parnosti i spinovi inicijalnog jezgra (P_i i I_i) i finalnog jezgra (P_f i I_f) moraju da budu u vezi sa orbitalnim ugaonim momentom l_{α} preko sledeće relacije:

$$|I_i - I_f| \leq l_{\alpha} \leq I_i + I_f, \quad P_i / P_f = (-1)^{l_{\alpha}} \quad 3.2.5$$

jer je $P_\alpha=1$ i $I_\alpha=0$. Razmotrimo sada detaljnije zakone održanja energije i impulsa.

Table 12

Grupa alfa cestica	T_α , MeV	Kompozicija %
α_0	7.680	100
α_1	8.277	4×10^{-5}
α_2	8.938	4×10^{-5}
α_3	9.065	2.2×10^{-3}
α_4	9.313	4×10^{-5}
α_5	9.489	1.4×10^{-4}
α_6	9.657	4×10^{-5}
α_7	9.779	1.1×10^{-4}
α_8	9.905	4×10^{-5}
α_9	10.074	1.7×10^{-4}
α_{10}	10.146	4×10^{-5}
α_{11}	10.326	1.1×10^{-4}
α_{12}	10.526	2×10^{-5}

Uslov da je alfa raspad moguć sa tačke gledišta zakona održanja energije je

$$\varepsilon_\alpha = [M(A-4) + M({}_2^4\text{He}) - M(A, Z)]c^2 < 0 \quad 3.2.6$$

ili

$$M(A, Z) > M(A-4, Z-2) + M({}_2^4\text{He})$$

Masa inicijalnog jezgra mora biti veća od sume masa jezgra potomka i alfa čestice emitovane u raspadu. Višak energije inicijalnog jezgra se oslobodi u alfa raspadu u obliku kinetičke energije

$$E_\alpha = |\varepsilon_\alpha| = [M(A, Z) - M(A-4, Z-2) - M({}_2^4\text{He})]c^2 = T_\alpha + T_{nucl} \quad 3.2.7$$

koja se raspodeli izmedju alfa čestice i jezgra potomka na takav način da se ukupan impuls održava (jezgro doživi uzmak):

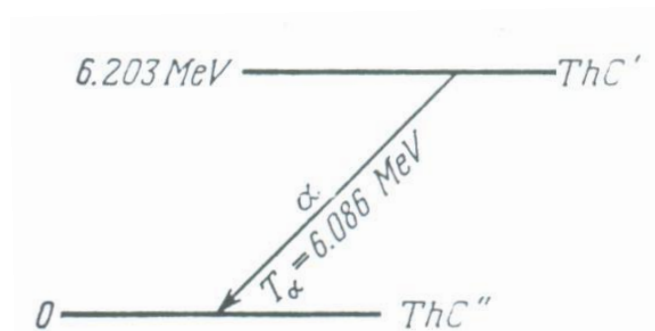
$$\vec{P}_\alpha + \vec{P}_{nucl} = \vec{P}(A, Z)$$

Pretpostavljajući da je inicijalno jezgro u miru, dobija se $|\vec{P}_\alpha| = |\vec{P}_{nucl}|$, odakle sledi da je $T_{nucl} = T_\alpha M_\alpha / M_{nucl}$ ili

$$E_\alpha = T_\alpha + T_{nucl} = T_\alpha \left(1 + \frac{M_\alpha}{M_{nucl}}\right) \quad \text{i} \quad T_\alpha = E_\alpha \frac{M_{nucl}}{M_{nucl} + M_\alpha} \quad 3.2.8$$

Najveći deo energije oslobodjene u alfa raspadu se realizuje kroz kinetičku energiju alfa čestice, i samo mali deo energije (oko 2 % za teška alfa radioaktivna jezgra) odlazi na uzmak jezgra potomka. U alfa raspadu jezgra ^{212}Bi , razmatranom ranije, $T_\alpha = 6.086 \text{ MeV}$, $T_{nucl} = 0.117 \text{ MeV}$, a $E_\alpha = T_\alpha + T_{nucl} = 6.203 \text{ MeV}$.

Pogodan način razmatranja alfa raspada je korišćenje energetskih dijagrama. Energetsko stanje sistema se označava horizontalnom linijom, a položaj te linije (visina) odgovara energiji u MeV. Kako je ukupna energija jezgra veoma velika (oko $931 \cdot A \text{ MeV}$, gde je A maseni broj) a samo je mali deo oslobodjen u procesu alfa raspada, reda (je 10 MeV) suma energija mirovanja potomka i alfa čestice se uzima da je jednaka nuli (radi pojednostavljenja). Slika 84 pokazuje uprošćeni energetski dijagram alfa raspada ^{212}Bi .

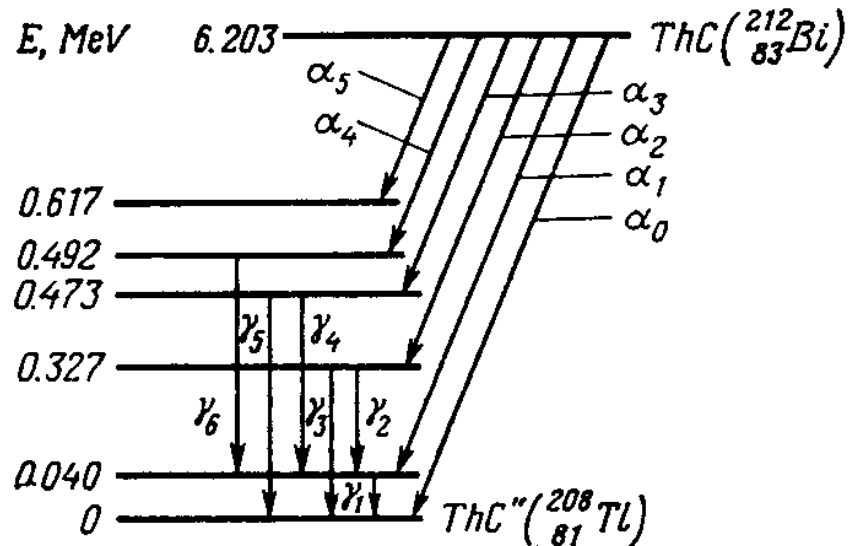


Slika 84.

Gornji nivo na dijagramu je jednak $E_\alpha = \epsilon_\alpha = 6.203 \text{ MeV}$ i odgovara energetskom stanju $\text{ThC} \left(^{212}_{83}\text{Bi} \right)$ pre raspada. Donji nivo je na nuli i odgovara energetskom stanju sistema koji se sastoji od alfa čestice i jezgra potomka (oba sa nultom kinetičkom energijom). Donji nivo je označen samo simbolom jezgra potomka, $\text{ThC}'' \left(^{208}_{81}\text{Tl} \right)$, a pojava alfa čestice je označena kosom linijom levo naniže. Energija emitovanih alfa čestica se obično označava blizu strelice i može se lako izračunati iz razlike energija između nivoa i formula 3.2.8.

Dijagram prikazan na Slici 84 odgovara najjednostavnijem slučaju alfa raspada, kad emitovane čestice imaju tačno definisanu jedinstvenu vrednost energije. Ovo nije jedina moguća šema. Kao što je pomenuto ranije, alfa spektar se često sastoji od grupa

alfa čestica sa nižim, a ponekada i višim energijama (dugodometne alfa čestice) u odnosu na glavnu grupu alfa čestica. Razmotrimo energetska interpretaciju i osobine ovih čestica.



Slika 85

Pri razmatranju procesa alfa raspada, prepostavili smo da su ova jezgra, i prethodnik i potomak u osnovnom stanju. U realnosti, svako od ovih jezgara ima svoj sopstveni sistem ekscitovanih stanja koje se karakterišu izvesnim vrednostima energije E , ukupnim ugaonim momentom I , parnošću P i izospinom T . U principu, alfa prelazi su mogući i između ovih stanja (ako nisu zabranjeni nekim zakonom održanja).

Emisija glavne grupe alfa čestica sa definisanom energijom odgovara prelazu između osnovnih stanja jezgra prethodnika i potomka. Međutim, ako se prelaz odigrava na pobudjeno stanje potomka energija alfa čestice će biti manja nego normalno. Ovo odgovara dobijanju fine strukture alfa spektra. Ako se pak, prelaz odigrava iz pobudjenog stanja jezgra prethodnika, alfa čestica se emituje sa većom energijom i to su dugodometne alfa čestice. Slika 85 pokazuje šemu koja dovodi do fine strukture alfa čestica emitovanih od strane jezgra ^{212}Bi . Slika pokazuje energetske nivoe na 0.040, 0.327, 0.473, 0.492 i 0.617 MeV. Ako je emisija alfa čestice nastala prelaskom na četvrti pobudjeni nivo, kinetička energija E_α oslobođena u ovom slučaju biće $6.203 - 0.492 = 5.711 \text{ MeV}$. Prema formuli 2.8, energija predata alfa čestici će biti

$$T_{\alpha 4} = E_{\alpha 4} \frac{M_{nucl}}{M_{nucl} + M_\alpha} = 5.711 \cdot \frac{208}{212} = 5.603 \text{ MeV}$$

Energije drugih alfa čestica u spektru fine strukture se mogu dobiti na sličan način.

Ispravnost predstavljene šeme fine strukture alfa spektra se može potvrditi eksperimentalno merenjem gama zračenja praćenog u alfa raspadu. Nadjeno je da energije gama zračenja tačno odgovaraju razlici energija stanja finalnog jezgra. Na primer vrednosti energija gama kvanata koje prate raspad ^{212}Bi su 0.040, 0.287, 0.327, 0.433, 0.452 i 0.473 MeV. Može se lako videti da se sve ove energije dobijaju kao razlika energija nivoa finalnog jezgra. Ovo znači da se gama zračenje koje prati alfa raspad emituje kao rezultat prelaza krajnjeg jezgra iz nekog ekscitovanog stanja u niže ekscitovano ili osnovno stanje.

Neke linije fine strukture alfa spektra su veoma slabe. Na primer, ima samo 0.15 % alfa čestica sa energijom 5.662 MeV, a one sa 5.481 MeV učestvuju samo sa 0.016 %. Prirodno, veoma je teško registrovati tako slabe linije uz jak fon glavnih alfa čestica. Specijalni metodi α - γ koincidencije se koriste za ovakve čestice.

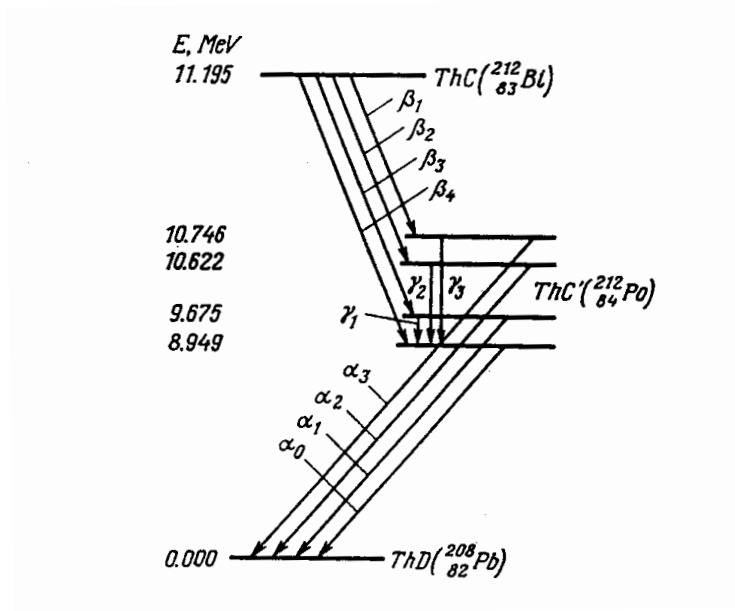
Sušтина koincidentne metode (koja se obilato koristi u eksperimentalnoj nuklearnoj fizici), koja se primenjuje na razmatrani problem se sastoji u sledećem. Alfa raspad se registruje pomoću dva detektora. Jedan detektor meri energiju alfa čestica sa malom tačnošću dok drugi meri energiju gama kvanata. Impulsi od oba detektora se vode u specijalno elektronsko kolo koje se aktivira samo ako impulsi stignu istovremeno. Ovo znači da ako je vremenska rezolucija kola veoma velika biće registrovani samo one alfa čestice, čija je detekcija praćena istovremenom emisijom gama kvanata. Drugim rečima, elektronsko kolo može da selektuje retke događaje uprkos visokom fonu. Ovaj metod se može iskoristiti za registrovanje linija čiji je intenzitet 10^5 puta slabiji od glavne spektralne linije.

Fina struktura alfa spektra se često sreće. Najveći broj linija fine strukture se opaža u alfa spektrima koji odgovaraju prelazima na ekscitovana stanja nesferičnih jezgara. Ovo potiče od činjenice da takva jezgra imaju niskoležeće ekscitacione nivoe povezane sa rotacijom jezgra. Prelazi na ove nivoe (bliske osnovnom stanju) generišu alfa čestice sa bliskim energijama.

Proučavanje fine strukture alfa spektara je interesantno jer se može iskoristiti za konstrukciju dijagrama energetskih nivoa jezgra potomka stvorenog u alfa raspadu.

Slično, dijagram energetskih nivoa dugodometnih alfa čestica emitovanih u alfa raspadu je takodje važan, jer njegovo proučavanje obezbeđuje informacije o strukturi nivoa inicijalnog jezgra. Osnovna šema formiranja dugodometnih alfa čestica je jednostavna kao i kod fine strukture. One se emituju u prelazima sa ekscitovanih stanja inicijalnog jezgra na osnovno stanje jezgra potomka.

Slika 86 pokazuje šemu emisije dugodometnih alfa čestica jezgra ^{212}Po . Ovo jezgro se stvara kao rezultat beta raspada jezgra ^{212}Bi i zavisno od prirode beta prelaza, jezgro se može formirati u osnovnom ili pobudjenom stanju. Dugodometne alfa čestice se emituju iz ekscitovanih stanja ^{212}Po . Tabela 13 sadrži vrednosti energija alfa čestica, energije oslobodjene u beta raspadu, procentualne sastave alfa i beta čestica i energije gama kvanata koje prate alfa raspad.



Slika 86.

Table 13

Grupa alfa cestica	Energija, MeV	Sadržaj %	Grupa alfa cestica	Energija, MeV	Sadržaj %
α_0	8.780	100	β_3	1.520	6
α_1	9.492	0.0035	γ_1	0.729	—
β_4	2.250	40			

Radi jednostavnosti, samo jedna grupa dugodometnih alfa čestica, α_1 sa energijom od $T_\alpha=9.492$ MeV je uključena u tabelu 13. Vidi se da je dijagram energetskih nivoa ^{212}Bi , prikazan na slici 6 potvrđen poredjenjem sa energijama oslobodjenim u α , β i γ prelazima. Na prvi pogled postoji nesaglasnost izmedju malog prinosa dugodometnih alfa čestica (10^{-3}) i relativno velike verovatnoće beta prelaza (reda 10%) na odgovarajuće stanje. Ovo se objašnjava na sledeći način; deekscitacija pobudjenog jezgra ^{212}Po se može odigrati na dva načina, tj. emisijom dugodometne alfa čestice ili emisijom γ kvanta; verovatnoća drugog procesa je mnogo veća nego prvog. Odavde, konstante raspada ova dva procesa su u relaciji $\lambda_{\alpha_1} \ll \lambda_\gamma$.

Sledstveno ovome, radioaktivna transformacija jezgra ^{212}Po se može opisati formulom

$$dN = -(\lambda_\gamma + \lambda_{\alpha_{1,r}})Ndt \quad 3.2.9$$

gde je N broj radioaktivnih jezgara u trenutku t, i dN je smanjenje ovog broja u toku vremena dt, kao rezultat oba radioaktivna procesa.

Broj nuklearnih transformacija dN u toku vremena dt je jednak ukupnom broju γ kvanata i dugodometnim alfa česticama emitovanim u istom intervalu vremena

$$dN = dN_\gamma + dN_{\alpha_{1,r}} \quad 3.2.10$$

gde je

$$dN_\gamma = \lambda_\gamma Ndt; \quad dN_{\alpha_{1,r}} = \lambda_{\alpha_{1,r}} Ndt$$

Odavde je

$$\frac{dN_\gamma}{dN_{\alpha_{1,r}}} = \frac{\lambda_\gamma}{\lambda_{\alpha_{1,r}}} \quad 3.2.11$$

Tri od četiri veličina u ovoj relaciji se mogu odrediti eksperimentalno (dN_γ , $dN_{\alpha_{1,r}}$, $\lambda_{\alpha_{1,r}}$), što omogućuje određivanje λ_γ , i konačno određivanje $\lambda = \lambda_\gamma + \lambda_{\alpha_{1,r}}$; odavde se može odrediti polужivot ekscitovanog stanja

$$\tau = 1/\lambda$$

Merenje dN_γ i dN_α za nivo 9.675 MeV ($T_\alpha = 9.492$ MeV) daje vrednost $\frac{dN_\gamma}{dN_{\alpha_{1,r}}} = 4000$ i

ocenjena za $\lambda_{\alpha_{1,r}}$ je 10^9 s^{-1} . Odavde je $\lambda_\gamma = 10^{13} \text{ s}^{-1} \gg \lambda_{\alpha_{1,r}}$, što konačno daje $\tau = 10^{-13} \text{ s}$. Ponovo ističemo da je vreme života pobudjenog stanja jezgra određeno obema modama raspada.

Odavde, strogo govoreći, „parcijalna vremena“ života $\tau_\gamma = 1/\lambda_\gamma$ i $\tau_{\alpha_{1,r}} = 1/\lambda_{\alpha_{1,r}}$ nemaju direktnog fizičkog smisla. Vrednost $\tau_{\alpha_{1,r}} = 1/\lambda_{\alpha_{1,r}}$ bi imalo fizičkog smisla ako bi se raspad preko gama zračenja eliminisao. Kako to nije moguće, realni život jezgra $\tau \ll \tau_{\alpha_{1,r}}$. Medjutim, koncept parcijalnih vremena života (parcijalni polужivoti) se često sreću u literaturi pri razmatranju paralelnih kanala raspada. U takvim slučajevima, treba shvatiti uslovne prirode ovog koncepta (omogućuje nam poredjenje relativnih verovatnoća raznih oblika raspada, na primer alfa raspad i spontana fisija transuranskih elemenata).

Mogućnost emisije dugodometnih alfa čestica se pojavljuje kod mnogih jezgara formiranih kao rezultat beta raspada u ekscitovanim stanjima. Medjutim, verovatnoća emisije gama kvanata je tako velika u poredjenju sa verovatnoćom emisije alfa čestica da dugodometne alfa čestice nije moguće detektovati.

Samo kod jezgara ^{212}Po i ^{212}Bi λ_γ je svega nekoliko redova veličine veća od $\lambda_{\alpha_{1,r}}$ što je i omogućilo detekciju dugodometnih alfa čestica kod ovih jezgara. Relativno velika verovatnoća emisije dugodometnih alfa čestica ovih jezgara ukazuje (u skladu sa Gajger

Nuttallovim zakonom) na relativno veliku kinetičku energiju ovih čestica, tj. na veću, od uobičajene, razliku u energiji između inicijalnog i krajnjeg nuklearnog stanja. U oba slučaja finalno jezgro je Pb, olovo sa $Z=82$ što opet indicira specijalnu stabilnost jezgra koje sadrži 82 protona u poredjenju sa susjednim izobarnim jezgrima.

Neke od osobina alfa raspada pomenute ranije se mogu objasniti pomoću modela tečne kapi. U skladu sa formulama za masu ima se

$$\varepsilon_{\alpha} = \Delta W(A, Z) - \Delta W(A - 4, Z - 2) - \Delta W({}^4_2\text{He}) = -E_{\alpha} \quad 3.2.12.$$

Ovde je svaki izraz određen semiempirijskom formulom i ε_{α} i E_{α} se izražavaju preko A i Z inicijalnog jezgra. Analiza ovih formula pokazuje da E_{α} postaje pozitivno za $Z > 73$ i njena vrednost, kao i T_{α} povezana sa njom preko 3.2.8., raste sa Z . Ovo pokazuje da se regularnost pojave alfa raspada samo u najtežim elementima periodnog sistema i porast kinetičke energije alfa čestica sa porastom Z mogu objasniti pomoću modela tečne kapi.

Prirodno, zaključci modela tečne kapi (uostalom, kao i svih ostalih modela jezgra) nisu veoma tačni. Posebno, postojanje alfa radioaktivnih jezgara kod elemenata retkih zemalja ($Z \approx 60$) indicira da model tečne kapi daje preteranu vrednost granice za alfa raspad.

Granica alfa raspada se može tačnije odrediti računanjem energija alfa raspada prema formuli 3.2.7. Računanje za najstabilniji izobar pokazuje da je $E_{\alpha} > 0$ za sva jezgra od retkih zemalja i da kriva koja pokazuje promenu E_{α} sa masenim brojem A ima dva pika: jedan na $A \approx 145$ i drugi na $A \approx 212$ (Slika 87). Prvi od ova dva pika odgovara jezgru potomka koje sadrži 82 neutrona ($N=82$), dok drugi odgovara broju protona od $Z=82$. U oba slučaja odgovarajuća jezgra imaju posebno veliku stabilnost (malu masu) i alfa prelazi koji vode na ova jezgra su uvek praćeni oslobadjanjem velikog iznosa energije. Broj 82 je jedan od magičnih brojeva čiji se značaj i poreklo ne mogu objasniti modelom tečne kapi, već je za tu svrhu potreban model ljuski.

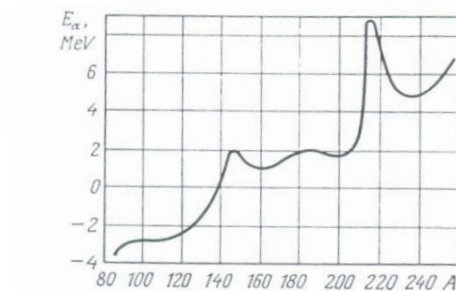


Fig. 87

Slika 87

Kriva pokazana na Slici 87 objašnjava postojanje granice za alfa raspad na teškim jezgrima na $Z = 82$, alfa radioaktivnost kod retkih zemalja, dugodometne alfa čestice za

dva izotopa Po, i donju granicu mogućih kinetičkih energija alfa čestica. Sve ove karakteristike potiču iz činjenice, da se u skladu sa Gajger Nuttallovim zakonom, alfa raspad može eksperimentalno detektovati samo kada je energija alfa čestica dovoljno visoka.

Druga eksperimentalna regularnost, opadanje energije alfa čestica raznih izotopa istog elementa sa masenim brojem, se takođe objašnjava modelima ljuske i tečne kapi jezgra.

Nalazi se da izvod $(\partial T_\alpha / \partial A)_Z$ izračunat pomoću formula 3.2.8, i 3.2.12, daje negativne vrednosti za izvod kada A i Z odgovaraju alfa aktivnim jezgrima. Odatve, kinetička energija alfa čestica iz raznih izotopa istog elementa opada sa porastom A. Devijacija od ovog pravila u intervalu $209 < A < 215$ se ne može objasniti modelom tečne kapi. Ova devijacija se manifestuje u regionu jezgara koje sadrže 126 neutrona i, slično broju 82, broj 126 ima specijalne osobine i važnost u modelu ljuski.

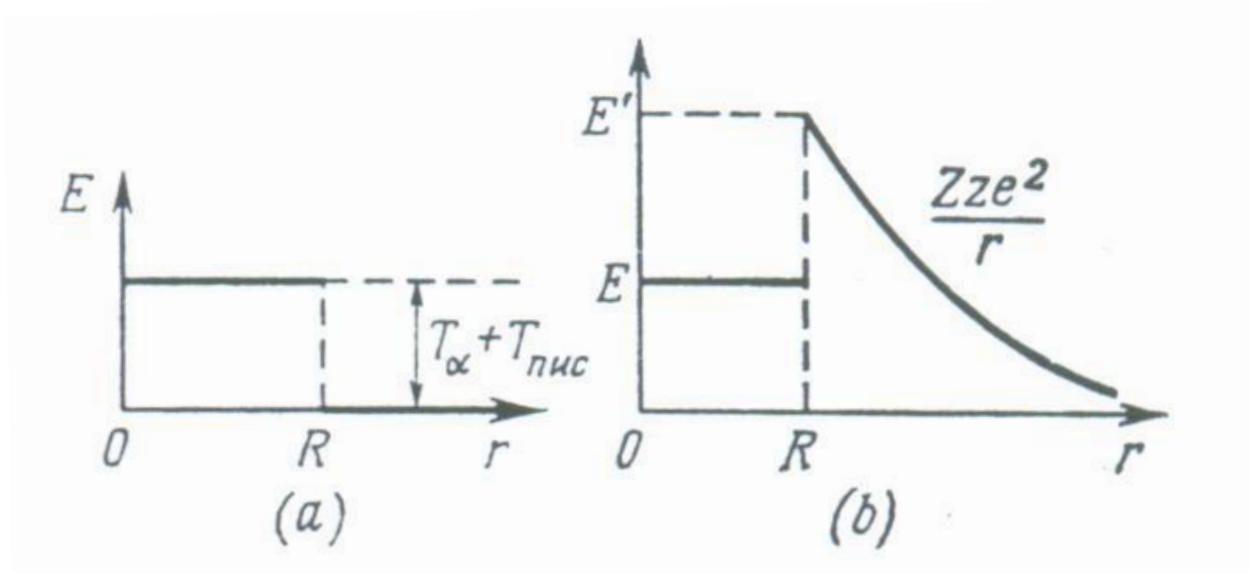
3.2.3. Mehanizam alfa raspada. Tunelovanje

Analiza alfa raspada sa energetskog stanovišta pomoglo je u objašnjenju brojnih pravilnosti ovog procesa. Međutim, priroda Gajger Nuttallovog zakona se ne može objasniti preko dijagrama energetskih nivoa za alfa raspad.

Prema dijagramu energetskih nivoa, alfa raspad postaje moguć kada $\epsilon_\alpha < 0$, tj., kada je energija početnog jezgra veća od sume energija jezgara produkata, potomka i alfa čestice. Ovde se postavlja pitanje; ako je već energetski moguć, zašto se alfa raspad ne dogodi trenutno (tj. za vreme $\tau \approx R/v$, gde je R radijus jezgra i v brzina alfa čestice). Odgovor na ovo pitanje je dobijen iz Raderfordovog eksperimenta rasejanja alfa čestica ^{212}Po na teškim radioaktivnim jezgrima, čiji je rezultat interpretiran od strane Gamova, i Hentry i Condon.

Raderford je 1927. godine ustanovio da se alfa čestice ^{212}Po sa energijom od T_α rasejavaju na teškim alfa radioaktivnim jezgrima (koje emituju alfa čestice nižih energija) prema Kulonovom zakonu. Nije opaženo anomalno rasejanje koje bi indiciralo nuklearnu interakciju između alfa čestice ^{212}Po i jezgra mete.

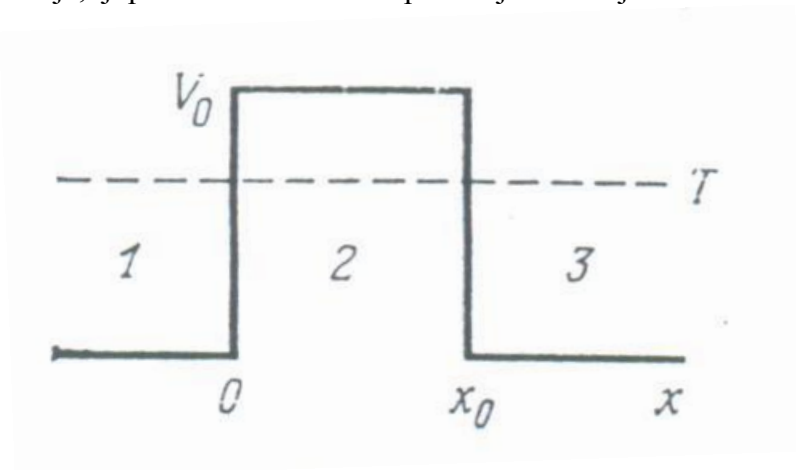
Rezultat Raderfordovog eksperimenta je šematski prikazan na Slici 88. Slika 88a prikazuje šemu alfa raspada; rastojanje r između jezgra potomka i alfa čestice je naneto na apscisnoj osi i ovde $r < R$ odgovara stanju sistema pre alfa raspada, a $r \gg R$ odgovara vremenu nakon raspada. Energija sistema je nacrtana na ordinatnoj osi. Kao i obično, suma masa mirovanja jezgra potomka i alfa čestice je uzeta da je jednaka nuli. Energija E odgovara energiji originalnog alfa aktivnog jezgra i njena vrednost je manja od 8.8 MeV (na primer $E \approx 4$ MeV za uran). Alfa raspadu odgovara porast vrednosti r i prelaz sistema iz energetskog stanja E u stanje nula. Energija E se oslobadja kroz kinetičku energiju alfa čestice i jezgra potomka.



Slika 88

Slika 88b pokazuje rasejanje alfa čestice na jezgru ^{212}Po . U prvom stepenu rasejanja (približavanje alfa čestice jezgru) smanjuje se rastojanje r i raste energija sistema prema Kulonovom zakonu od nule do vrednosti E' koja mora biti veća od 8.8 MeV na rastojanju $r = R$, prema Raderfordovom eksperimentu. Tako, energija sistema na $r = R$ je veća od inicijalne vrednosti E kao i od finalne vrednosti (0).

Kriva potencijalne energije ima pik na $r = R$ i to se naziva Kulonova potencijalna barijera. Odavde nije iznenadjujuće da se alfa raspad ne događa trenutno. Ono što je u stvari iznenadjujuće je da se alfa raspad uopšte dešava, jer prevazilaženje Kulonove barijere čija je visina $E' > 8.8$ MeV alfa česticom energije 4 MeV je zabranjeno po klasičnoj fizici. Međutim, Gamov i Henry i Condon su 1928-1929 pokazali da objašnjenje Raderfordovog eksperimenta leži u efektu prevazilaženja potencijalne barijere, koje nije moguće sa stanovišta klasične fizike. U svetu mikroskopskih čestica (elektroni, jezgra, alfa čestice) čije je kretanje opisano kvantnom mehanikom, postoji mogućnost tunelovanja, tj. prolaska čestica kroz potencijalnu barijeru.



Slika 89

Ovaj problem je u kvantnoj mehanici formulisan na sledeći način. Razmotrimo jednodimenzionalnu pravougaonu potencijalnu barijeru kao na slici 89. Potencijal ima sledeće vrednosti

$$V = \begin{cases} 0 & \text{za } x < 0 \text{ i } x > x_0 \\ V_0 & \text{za } 0 \leq x \leq x_0 \end{cases}$$

Pretpostavimo da se čestica mase m kreće sleva u desno sa kinetičkom energijom $T < V_0$. Kolika je verovatnoća da ova čestica prodje kroz potencijalnu barijeru V_0 . Kretanje mikroskopskih čestica je u kvantnoj mehanici opisano talasnom funkcijom Ψ pri čemu kvadrat njenog modula karakteriše gustinu verovatnoće da se čestica nadje na nekom mestu. Talasna funkcija Ψ je rešenje Šredingerove jednačine

$$\Delta \psi + (2m/\hbar^2)(E - V)\psi = 0. \quad 3.2.13.$$

Ovde Ψ je talasna funkcija koordinata (x,y,z) , a E je ukupna energija sistema i V je potencijalna energija čestica. Jednačina se uprošćava u jednodimenzionalnom slučaju:

$$\partial^2 \psi / \partial x^2 + (2m/\hbar^2)(E - V)\psi = 0.$$

i može se za razne regione na Slici 89 pisati, kao što je dato

$$\partial^2 \psi / \partial x^2 + (2m/\hbar^2)E\psi = 0. \quad (V=0 \text{ i } T = E)$$

za region 1,

$$\partial^2 \psi / \partial x^2 + (2m/\hbar^2)(E - V)\psi = 0. \quad (V > E) \quad 8.2.14$$

za region 2, i

$$\partial^2 \psi / \partial x^2 + (2m/\hbar^2)E\psi = 0. \quad (V=0 \text{ i } T = E)$$

za region 3,

Rešenje se traži u obliku $\psi(x) \propto e^{ikx}$ za regione 1 i 3, a u obliku $\psi(x) \propto e^{kx}$ za region 2, gde je k realni broj.

Karakteristične jednačine za regione 1 i 3 se mogu napisati kao $-k^2 + 2mE/\hbar^2 = 0$, odakle je $k = \pm\sqrt{2mE}/\hbar$ i

$$\psi_1(x) = Ae^{i\sqrt{2mE}x/\hbar} + Be^{-i\sqrt{2mE}x/\hbar}$$

gde prvi član na desnoj strani sa konstantom A odgovara incidentnom talasu, a drugi član sa konstantom B odgovara talasu reflektovanom na granici $x=0$. Slično

$$\psi_3(x) = ae^{i\sqrt{2mE}x/\hbar} + be^{-i\sqrt{2mE}x/\hbar}$$

Ovde je $b=0$ jer se talas kreće na desno u regionu 3.

Karakteristična jednačina za region 2 ima formu

$$k^2 = (2mE/\hbar^2)(V - E)$$

odakle je

$$k = \pm\sqrt{(2mE)(V - E)/\hbar^2}$$

i

$$\psi_2(x) = \alpha e^{\sqrt{2m(V-E)}x/\hbar} + \beta e^{-\sqrt{2m(V-E)}x/\hbar}$$

Propustljivost barijere, tj deo čestica koje iz oblasti 1 prodru u oblast 3 je količnik verovatnoća gustina flukseva prenetog i incidentnog talasa

$$D = \frac{v_3|\psi_3|^2}{v_1|\psi_1|^2} = \frac{a^2}{A^2} \quad 3.2.15$$

(pretpostavlja se da su brzine čestica u oblastima 1 i 3 jednake, tj $v_1=v_3$).

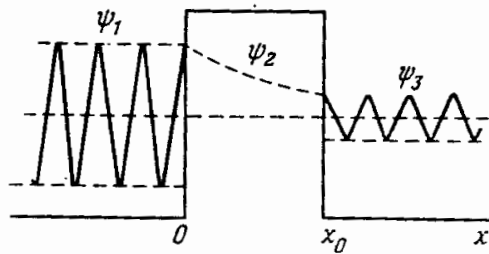
Koeficijent A koji karakteriše incidentni talas se može uzeti da je jednak jedinici bez gubitka opštosti. Ostala četiri faktora B, a, α i β se mogu odrediti iz graničnih uslova koji se nameću na talasnu funkciju i njene izvode:

$$\begin{aligned} \psi_1(0) &= \psi_2(0), & \psi'_1(0) &= \psi'_2(0) \\ \psi_1(x_0) &= \psi_2(x_0), & \psi'_1(x_0) &= \psi'_2(x_0) \end{aligned} \quad 3.2.16$$

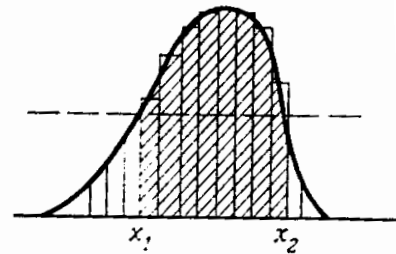
Rešavajući jednačine 3.2.14, 16 i zamenom u 3.2.15 dobija se sledeći izraz za propustljivost barijere D

$$D = e^{-\frac{2}{\hbar}\sqrt{2m(V-E)}x_0} \quad 3.2.17$$

Da ovaj rezultat treba da ima baš ovakvu formu pokazuje se sledećim argumentima. Talasne funkcije u oblastima 1 i 3 su oscilatorne prirode, dok je u oblasti 2 eksponencijalna. Kako koncentracija čestica može samo da opadne po prolasku barijere koeficijent a mora biti mnogo manji od koeficijenta β i $\psi_2 \propto \beta e^{-\sqrt{2m(V-E)}x/\hbar}$ (Slika 90).



Slika 90



Slika 91

Propustljivost barijere je jednaka količniku flukseva na granici barijere

$$D = \frac{v_3 |\psi_2(x_0)|^2}{v_1 |\psi_1^A(x_0)|^2}$$

ovde koristimo $\psi_2(x)$ u x_0 (na kraju drugog regiona). Kako je $v_1 = v_3$ (incidentne i prenete čestice imaju istu brzinu) i $|\psi_1^A| = A^2 = 1$ dobija se

$$D = |\psi_2(x_0)|^2 \propto e^{-\frac{2}{\hbar} \int_0^{x_0} \sqrt{2m(V-E)} dx} \quad 3.2.18$$

Ovaj rezultat se može lako proširiti na barijeru proizvoljnog oblika (Slika 91) koja se može podeliti u više pravougaonih barijera. Efekat celokupne barijere se dobija integraljenjem u izrazu oblika

$$D = e^{-\frac{2}{\hbar} \int_{x_1}^{x_2} \sqrt{2m(V-E)} dx} \quad 3.2.19$$

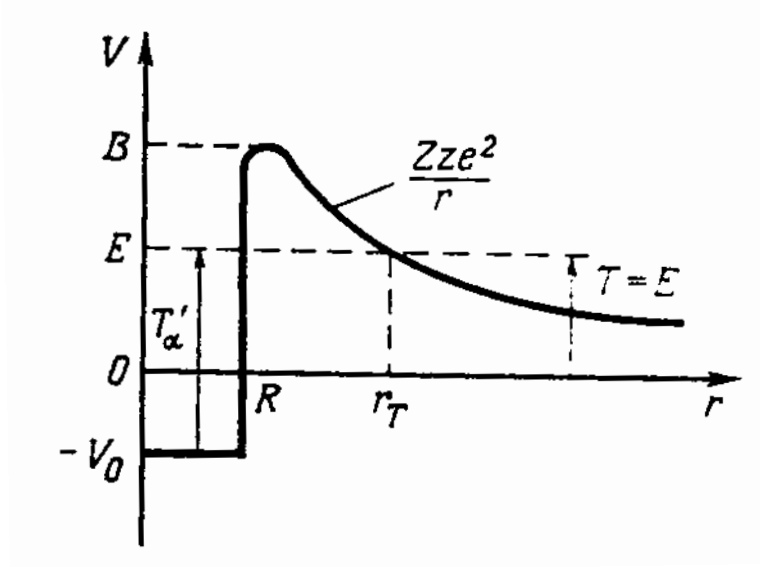
U trodimenzionalnom slučaju propustljivost barijere je data sa

$$D = e^{-\frac{2}{\hbar} \int_{r_1}^{r_2} \sqrt{2m(V-E)} dr} \quad 3.2.20$$

Kao primer razmotrimo najprostiji slučaj, Kulonov potencijal oblika $V_C = Zze^2/r$ između dve naelektrisane čestice sa naelektrisanjima Z i z , na primer između alfa čestice ($z=2$) i jezgra naelektrisanja Z . U ovom slučaju izraz 3.2.20 postaje

$$D = e^{-\frac{2}{\hbar} \int_R^{r_f} \sqrt{2m \left(\frac{Zze^2}{r} - E \right)} dr} \quad 3.2.21$$

gde je $E = T$ kinetička energija alfa čestice, R je radijus jezgra, $r_T = Zze^2/T$ je tačka izlaska koja se može naći iz uslova $V_C(r_T)=T$, m je masa alfa čestice (Slika 92).



Slika 92

Treba zapaziti da kriva potencijalne energije prikazana na Slici 92 pada ispod ukupne energije nivoa E u oblasti $r < R$, iznad nivo E je u oblasti $R < r < r_T$, tako da je kinetička energija alfa čestice unutar jezgra veća nego izvana: $T'_\alpha > T = E$.

Integral u 3.2.21 se može rešiti što daje sledeći rezultat za propustljivost barijere

$$D = e^{-2g\gamma} \quad 3.2.22$$

gde je

$$g = R/\lambda, \quad \gamma = \sqrt{\frac{B}{T}} \arccos \sqrt{\frac{T}{B}} - \sqrt{1 - \frac{T}{B}}$$

$B = V_C(R) = Zze^2/R$ je visina Kulonove barijere, a $\lambda = \hbar/p_B = \hbar/\sqrt{2mB}$ je de Broljeva talasna dužina koja odgovara čestici sa kinetičkom energijom koja je jednaka visini barijere $T = B$.

Visina B Kulonove barijere u MeV se lako može izračunati jednostavnom formulom

$$B = Zze^2/R = Zz/A^{1/3} \quad 3.2.23$$

Apksimativne vrednosti za B za razna jezgra i čestice su date u Tabeli 14.

Table 14

Jezgro	B_p , MeV	B_α , MeV	Jezgro	B_p , MeV	B_α , MeV
${}^4_2\text{He}$	2.5	5	${}^{118}_{50}\text{Sn}$	10	20
${}^{16}_8\text{O}$	3.5	7	${}^{238}_{92}\text{U}$	15	30

Vrednosti $\tilde{\lambda}$ za nukleone koji imaju kinetičku energiju T se određuju iz formule

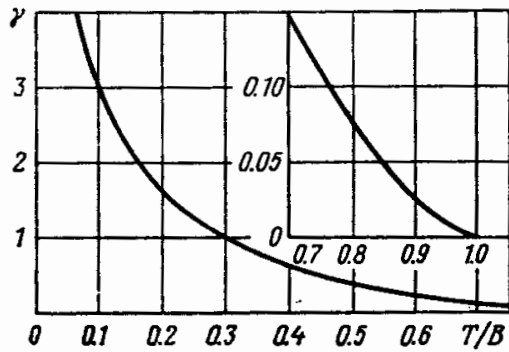
$$\tilde{\lambda}_T = \frac{\hbar}{\sqrt{2mT}} \approx \frac{4.5 \cdot 10^{-13}}{\sqrt{T}} \text{ cm} \quad 3.2.24$$

gde je T u MeV.

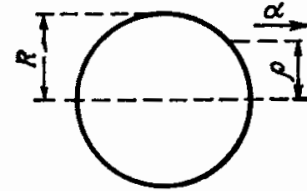
Razlika masa se mora uzeti u obzir za druge čestice. Vrednost funkcije γ se obično skida sa grafika (Slika 93).

3.2.4. Uloga centrifugalne barijere

U gornjem najjednostavnijem slučaju razmatrana je potencijalna barijera kada naelektrisana čestica ima orbitalni ugaoni momenat $l = 0$. U opštijem slučaju, alfa čestica može izaći iz jezgra sa $l \neq 0$



Slika 93



Slika 94

Ovo je zbog toga što udarni parametar ρ za alfa čestice koje napuštaju jezgro ne sme biti veći od radijusa jezgra, tj., $\rho \leq R$ (Slika 94). Međutim, prema kvantnoj mehanici,

$$|\vec{l}| = p\rho = \hbar\sqrt{l(l+1)}, \quad \rho = (\hbar/p)\sqrt{l(l+1)} = \tilde{\lambda}\sqrt{l(l+1)}. \quad 3.2.25.$$

Ovde je $\tilde{\lambda}\sqrt{l(l+1)} \leq R$ ili $l \leq R/\tilde{\lambda}$. Koristeći formulu $R = 1.4 \cdot 10^{-13} A^{1/3}$ cm dobijamo da je za teška jezgra $R \approx 10^{-12}$ cm. Da bi smo izračunali $\tilde{\lambda}$ koristimo formulu

3.2.24 koja pretpostavlja formu $\tilde{\lambda} = 2.25 \cdot 10^{-13} / \sqrt{T}$ za alfa čestice, pri čemu je T u MeV, a $\tilde{\lambda}$ je u cm. Ako se uzme da je kinetička energija alfa čestice, njihova srednja energija emitovana u alfa raspadu od 6 MeV, dobijamo $\tilde{\lambda} = 10^{-13}$ cm. Odavde $l \leq 10$.

Moguće vrednosti za l su određene selekcionim pravilima 3.2.5, za ugaoni momenat i parnost, koja slede iz odgovarajućih zakona održanja.

Ako je $l \neq 0$ dozvoljeno selekcionim pravilima, mora se pored Kulonove barijere uzeti u obzir i centrifugalna potencijalna barijera koja ima oblik

$$V_c = \hbar^2 l(l+1) / 2mr^2 \quad 3.2.26$$

Ova, kvantnomehanička formula za centrifugalni potencijal se može pisati analogno sa odgovarajućim klasičnim konceptima. U klasičnoj mehanici, centrifugalna sila je data sa

$$-\partial V_c / \partial r = mv^2 / r = m^2 v^2 r^2 / r^3 = |\vec{l}|^2 / mr^3$$

gde je m masa čestice, v njena brzina, r radijus kretanja i $|\vec{l}|$ modul angularnog momenta orbitalnog kretanja.

U kvantnoj mehanici, međjutim, orbitalni ugaoni momenat je kvantovana veličina kao

$$|\vec{l}|^2 = \hbar^2 l(l+1)$$

Konsekventno

$$\partial V_c / \partial r = \hbar^2 l(l+1) / mr^3$$

odakle je

$$V_c = \frac{\hbar^2 l(l+1)}{2mr^2}$$

Vrednost V_c na $r = R$ se naziva visina centrifugalne barijere $B_c = \hbar^2 l(l+1) / 2mR^2$. Lako se može videti da je klasični uslov $\rho \leq R$ (koji dovodi do skupa mogućih vrednosti za l : $l \leq R/\tilde{\lambda}$) ekvivalentan uslovu $T \geq B_c$. Drugim rečima, centrifugalna barijera ne sprečava alfa čestice sa $l \leq R/\tilde{\lambda}$ da napuste jezgro (slučaj iznad barijere). Slučaj $\rho > R$ tj ($l > R/\tilde{\lambda}$) odgovara slučaju $T < B_c$ kada centrifugalna barijera otežava izlazak alfa čestica sa $l > R/\tilde{\lambda}$ (pod barijerni efekat).

Važno je zapaziti da postojanje centrifugalne barijere nije u vezi sa naelektrisanjem, već sa prirodom kretanja čestice i sa postojanjem nenultog orbitalnog momenta čestice. Tako, centrifugalna barijera se takodje mora uzeti u obzir pri interakciji neutralnih čestica (na primer neutroni) sa jezgrom.

Tako, u opštem slučaju alfa raspada, kada $l \neq 0$, potencijalna interakcija alfa čestica sa jezgrom je data sa

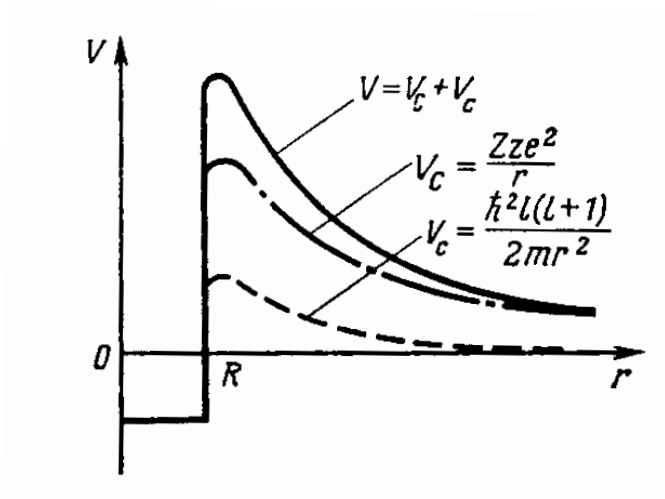
$$V = V_c + V_c = Zze^2 / r + \hbar^2 l(l+1) / 2mr^2 \quad 3.2.27$$

(slika 95), a V u izrazu za D se zamenjuje sa $V_c + V_c$:

$$D_{l \neq 0} = e^{-\frac{2}{\hbar} \int_R^{r_f} \sqrt{2m(V_c + V_c - E)} dr} \quad 3.2.28$$

Ovo dovodi do povećanja integrala i opadanja prozračnosti barijere D : $D_{l \neq 0} < D_{l=0}$.

Medjutim, efekat centrifugalne barijere ne može biti jak. Prvo, pokazano je da je orbitalni ugaoni moment l alfa čestica emitovaih jezgrom relativno mali: $l \leq R/\lambda \approx 10$.



Slika 95

Drugo, vrednost centrifugalne barijere koja se može oceniti na njenoj najvišoj tački (za $r=R$) formulom

$$B_c = \frac{\hbar^2 l(l+1)}{2m_\alpha R^2} \approx \frac{l(l+1)}{20} \text{ MeV} \quad 3.2.29$$

ne prelazi 5 MeV čak i za maksimalnu vrednost $l=10$. Na kraju, ako uzmemo u obzir da centrifugalna barijera opada mnogo brže nego Kulonova (koja opada sa $1/r$) postaje jasno da razlika između $D_{l \neq 0}$ i $D_{l=0}$ ne može biti velika (obe veličine imaju isti red veličine).

Veličina $D_{l \neq 0}$ se može oceniti za $l \leq 6$ formulom

$$D_{l \neq 0} = D_{l=0} e^{-2.072l(l+1)Z^{-1/2}A^{-1/6}}$$

Prema ovoj formuli, verovatnoća emisije alfa čestica sa $l = 5$ teškim jezgrom je manja nego emisija alfa čestice sa $l = 0$ za faktor 13. Tako, alfa čestice sa raznim l bi trebalo da mogu da se opaze u alfa spektrima sa određenim intenzitetima. Ovaj zaključak je potvrđen eksperimentalno.

Obrnuto je takodje ispravno. Interakcija alfa čestica (i drugih naelektrisanih čestica) sa jezgrom se odigrava sa odgovarajućim i uporedivim verovatnoćama za $l = 0$ kao i za $l \neq 0$. Centrifugalna barijera se manifestuje mnogo jače pri interakciji neutralnih čestica sa jezgrom. Usled centrifugalne barijere, spori neutroni mogu da interaguju sa jezgrom samo ako $l = 0$.

3.2.5. Osnovni principi teorije alfa raspada

Prozračnost barijere D , uveden u prošloj sekciji ima fizičko značenje verovatnoće da alfa čestica koja je u jezgrom blizu površine prevaziđe potencijalnu barijeru i tako se nadje sa druge strane i napusti jezgro. Da bi se dobila eksperimentalno merljiva konstanta raspada moramo uzeti u obzir verovatnoću P formiranja alfa čestice od protona i neutrona u jezgrom, i frekvenciju, ν udaranja alfa čestice o zid jezgra

$$\lambda = P\nu D \quad 3.2.30$$

Računanje P se svodi na određivanje jednog od koeficijenata α_i u izrazu

$$\psi_{nuc} = \sum_i a_i \varphi_i \quad 3.2.31$$

gde je ψ_{nuc} talasna funkcija jezgra, i φ_i su talasne funkcije konfiguracije nukleona. Preciznije, $P = |a_\alpha|^2$ gde je a_α koeficijent razvoja talasne funkcije φ_α koja opisuje alfa čestičnu konfiguraciju dva protona i dva neutrona.

Sudarna frekvencija ν je recipročna vremenu $\tau = 2R/\nu$ koje alfa čestica potroši da predje jezgro

$$\nu = 1/\tau = \nu/2R \quad 3.2.32$$

gde je ν brzina alfa čestice i R je radijus jezgra.

Veličina $k = P\nu$ se često naziva predeksponencijalni faktor. U ovoj najprostijoj interpretaciji iznetoj gore, pre-eksponencijalni faktor je jednak

$$k = \nu = \nu/2R \quad 3.2.33$$

U drugoj oceni, koju je dao Landau, predeksponencijalni faktor, je jednak frekvenciji oscilatora kod koga je rastojanje izmedju nivoa jednako srednjem rastojanju δ izmedju nivoa razmatranog jezgra. U ovom slučaju k je dato kao

$$k = \delta/2\pi\hbar \quad 3.2.34$$

Obe procene vode do numeričke vrednosti $k \approx 10^{20}$.

Tako, uzimajući u obzir predeksponencijalni faktor u razmatranje, verovatnoća alfa raspada se može zapisati kao

$$\lambda = k e^{-\frac{2}{h} \int_R^{r_T} \sqrt{2m(V-T)} dr} = k e^{\varphi(T)} \quad 3.2.35$$

ili

$$\ln \lambda = \ln k + \varphi(T) \quad 3.2.36$$

Jednostavnim transformacijama ova jednačina se može predstaviti u formi pogodnoj za eksperimentalnu verifikaciju:

$$\log \lambda = A \sqrt{T_\alpha} + B \quad 3.2.37$$

gde su A i B konstante koje se malo menjaju sa atomskim brojem Z. Iz ove jednačine se može videti da male promene kinetičke energije T odgovaraju velikoj promeni λ . Analiza pokazuje da za vrednosti T_α koje se sreću kod prirodno alfa radioaktivnih elemenata, formula 3.2.37 jeste identična sa Gajger Nuttallovim zakonom: $\log \lambda = A \log T_\alpha + B$.

Slaba zavisnost T_α od λ objašnjava postojanje donje granice kinetičke energije alfa čestica. Promena T_α za svega 10 % izaziva promenu konstante raspada za faktor 10^3 . Za $T_\alpha < 2$ MeV, poluživot postaje toliko veliki da je praktično nemoguće detektovati α raspad. Ovo objašnjava zašto praktično nema α radioaktivnih elemenata sa $Z < 82$, jer bi $T_\alpha < 2$ MeV (vidi sliku 87).

Teorija alfa raspada ne povezuje samo konstantu raspada λ sa kinetičkom energijom T_α već takodje i naelektrisanje Z sa poluprečnikom jezgra R. Sve ove konstante su vrlo dobro poznate za veliki broj alfa radioaktivnih jezgara, čiji je broj znatno porastao iznad broja prirodnih alfa aktivnih jezgara, na račun veštački dobijenih jezgara. Tako, alfa teorija se može verifikovati tačnije nego što je to bilo ranije pomoću Gajger Nuttalovog zakona.

Prvo iskoristimo 3.2.35 da procenimo radijus alfa radioaktivnih jezgara. Iz 3.2.35 se može videti da se veličina R menja slabo sa promenom λ , i odavde radijus se može odrediti vrlo tačno iz numeričke vrednosti za λ . Računanja učinjena za veliki broj alfa radioaktivnih jezgara dovela su do sledeće formule za radijus (u cm) ovih jezgara

$$R = (1.45 - 1.5) 10^{-13} A^{1/3}$$

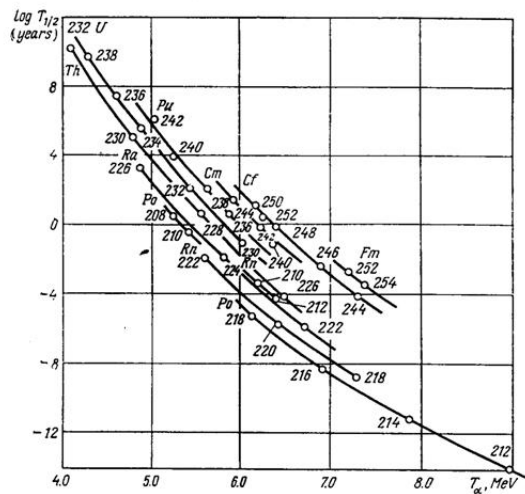
Ova vrednost je veća nego što se dobija drugim metodama. Razlog je što mnoga alfa radioaktivna jezgra nisu sferno simetrična (a što je pretpostavljeno u teoriji alfa raspada), već imaju elipsoidnu formu pri čemu je količnik velike i male poluose čak i do 1.3. Kako je prozračnost nesferične barijere različita u odnosu na sfernu barijeru na raznim delovima jezgra i naročito je velika na krajevima, procena nuklearnog radijusa dobijena iz alfa raspada je preuveličana.

Koristeći dobijenu zavisnost masenog broja A od radijusa R, može se verifikovati teorija alfa raspada poredjenjem λ , Z i T_α . Na slici 96 teorijske krive su uporedjenje sa

eksperimentalnim tačkama za alfa prelaze izmedju osnovnih stanja parno-parnih jezgara. Slika pokazuje dobro slaganje izmedju eksperimentalnih i teorijskih rezultata. Takvi alfa prelazi se nazivaju “*dozvoljeni*”. Ako se slične krive nacrtaju za druga jezgra i za druge prelaze u parno-parnim jezgrima, eksperimentalne vrednosti konstante raspada su nekoliko redova veličine manje nego teorijske vrednosti. Nasuprot dozvoljenim prelazima, ovakve prelaze nazivamo *zabranjenim*, i količnik eksperimentalnog i teorijskog poluživota se naziva *faktor zabrane*:

$$F = T_{\text{exp}} / T_{\text{theor}}$$

(Zapazi proizvoljnost izraza “zabranjeni”, U stvari, zabranjeni prelazi pomenuti ovde su dozvoljeni svim zakonima održanja).



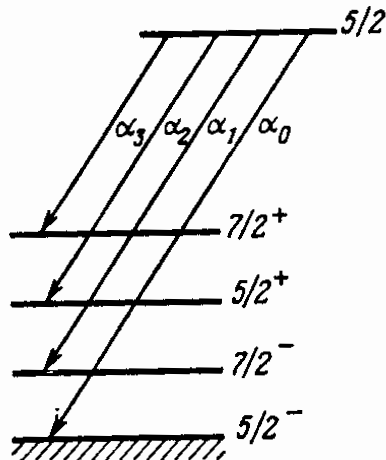
Slika 96

Table 15

Alpha-particle Group	P_f/P_i	l_{α}	$\omega, \%$
α_0	-1	1, 3, 5	0.4
α_1	-1	1, 3, 5	0.2
α_2	+1	0, 2, 4	85
α_3	+1	2, 4, 6	13

Faktor zabrane je obično 10^2 za parno-neparna, i neparno-parna jezgra i 10^3 za neparno-neparna jezgra. Zabranjeni prelazi se mogu naći izmedju alfa prelaza istog jezgra. U ovom slučaju, zabranjeni prelazi narušavaju zakon monotonog rasta konstante raspada sa energijom alfa čestice. Ovo narušavanje se manifestuje u tome da najintenzivnija linija fine strukture alfa spektra ne odgovara čestici najveće energije.

Slika 97 daje šemu alfa raspada jezgra $^{241}_{95}\text{Am}$. Sa ove šeme može se videti, kao i u Tabeli 15 da su svi ovi alfa prelazi dozvoljeni po pitanju spina, parnosti i izospina.



Slika 97

Konsekventno, trebalo bi da relativne verovatnoće alfa prelaza monotono opadaju sa povećanjem indeksa alfa čestica. Ali ovde, alfa čestice sa najnižom energijom imaju najveću verovatnoću emisije, dok je alfa prelaz sa najvećom energijom zabranjen.

Verovatnoća alfa raspada može biti znatno manja od teorijske vrednosti iz različitih razloga. Jedan od razloga može biti to što elementarna teorija ne razmatra verovatnoću formiranja alfa čestica i pretpostavlja da jezgro sadrži alfa česticu u formi spremnoj za emisiju. Međutim, ako pretpostavimo da se alfa čestice formiraju u jezgru u trenutku alfa raspada, verovatnoća formacije mora biti različita za razna jezgra. Tako, na primer, prema modelu ljuski verovatnoća formiranja alfa čestice u jezgru sa neparnim brojem nukleona mora biti manja nego u jezgrima sa parnim brojem nukleona.

Slično, možemo objasniti nemonotonost verovatnoće alfa raspada u prethodnom primeru $^{241}_{95}\text{Am}$. Raspadi α_0 i α_1 su zabranjeni pošto zahtevaju ozbiljniju rekonstrukciju jezgra (promenu parnosti na primer) nego α_2 i α_3 prelazi.

Drugi mogući razlog iza opadanja verovatnoće alfa raspada u poredjenju sa teorijskim vrednostima je da elementarna teorija ne razmatra momenat odnet alfa česticom. U ovom slučaju teškoća leži u činjenici da velike vrednosti faktora zabrane F opažene eksperimentalno se ne mogu jednostavno objasniti povećanjem visine barijere usled centrifugalnog potencijala (pokazalo se da je njena uloga bez velikog značaja) i moraju se uzeti u obzir komplikovaniji fenomeni. Takvi fenomeni uključuju efekte polja zračenja jezgra potomka na emisiju čestice. U ovom slučaju veza između verovatnoće alfa raspada i orbitalnog ugaonog momenta l odnetog alfa česticom se mora manifestovati, jer raznim vrednostima l odgovara formiranje potomka u raznim stanjima. Razni tipovi zračenja se emituju pri prelazima na razna stanja potomka.

Teorija alfa raspada se može modifikovati i sa drugih aspekata. Na primer, efekat elektronske ljuske alfa radioaktivnih jezgara na verovatnoću alfa raspada se može uzeti u obzir (smanjuju visinu potencijalne barijere). Svi ovi pokušaji su bili uspešni do određene granice, ali je teorija alfa raspada još uvek daleko od savršenstva.

3.2.6. Alfa prelazi zabranjeni parnošću

Ako spin i parnost prethodnika i potomka ne zadovoljavaju uslove 3.2.5 odgovarajući alfa prelazi su zabranjeni zakonom održanja parnosti i ne opažaju se pod uobičajenim uslovima. Međutim, ograničenje nametnuto održanjem parnosti nije apsolutno iako dovodi do drastičnog smanjenja verovatnoće odgovarajućeg procesa. Lako se može videti da u slučaju alfa raspada ovo smanjenje mora biti $F^2 \cong 10^{-14}$.

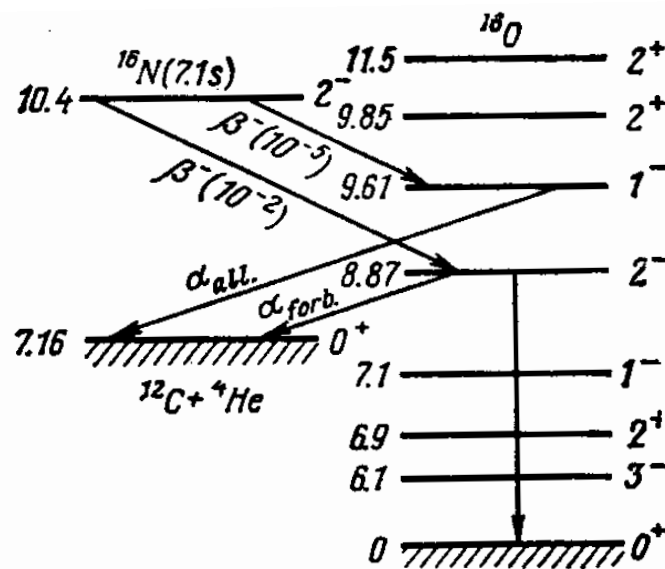
Zaista, talasna funkcija stanja jezgra se može napisati u obliku

$$\psi = \psi_{reg} + F\psi_{1reg}$$

gde je $F \cong 10^{-7}$, dok ψ_{reg} i ψ_{1reg} imaju različite parnosti. Ako je alfa prelaz sa datog nivoa zabranjen, to znači da talasna funkcija ψ_{reg} ne zadovoljava održanje parnosti. Ali se onda ovaj zakon mora zadovoljiti sa ψ_{1reg} , i odavde alfa prelaz sa zabranjenog nivoa je dozvoljen sa verovatnoćom

$$|F\psi_{1reg}|^2 \sim F^2 \cong 10^{-14}$$

Normalno, alfa raspad sa tako niskom verovatnoćom se može detektovati u prisustvu intenzivnih dozvoljenih prelaza sa bliskom energijom, samo kada su izvesni specijalni uslovi zadovoljeni. Kao primer razmotrimo raspad jezgra ^{16}O .



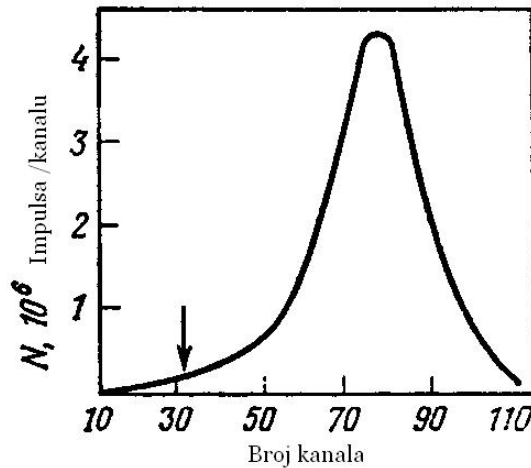
Slika 98

Slika 98 pokazuje šemu alfa, beta i gama prelaza za ^{14}N i ^{16}O . Energija izdvajanja alfa čestice iz jezgra ^{16}O je $\epsilon_\alpha = 7.16$ MeV. Odavde alfa prelazi sa nivoa 11.5 MeV (2^+), 9.85 MeV (2^+), 9.61 MeV (1^-), i 8.87 MeV (2^-), su dozvoljeni sa energetske tačke gledišta. Prelazi sa prva tri nivoa su dozvoljeni zakonima održanja parnosti i momenta, i

dovode do emisije alfa čestica sa energijama 3.25, 2.01 i 1.83 MeV. Procena prozračnosti barijere za ove alfa prelaze dovodi do vrednosti $\Gamma_{\alpha,all} \cong 10^4 eV$, tj., $\tau_{\alpha,all} \cong 10^{-19} s$. Ovaj prelaz je toliko brz (kratko vreme života) da prolazi bez ikakve konkurencije sa gama zračenjem ($\Gamma_{\alpha} > \Gamma_{\gamma}$). Alfa prelaz sa nivoa 8.87 (2^-) je zabranjen zbog parnosti, ali se ipak odigrava, usled mešanja sa stanjem bliskim po energiji, ali suprotne parnosti. To je taj doprinos koji određuje $F_i \psi_{1reg}$. Amplituda mešanja F_i se računa metodom teorije perturbacije za i ti nivo, 2^+ prema formuli

$$F_i = \frac{\langle i, 2^+ | V_{par, noncons.} | 8.87, 2^- \rangle}{E_i - 8.87} \quad 3.2.38$$

Uzimajući u obzir vrednost F_i dobijenu gore, dobijemo za verovatnoću zabranjenog alfa prelaza $\Gamma_{\alpha, zabr} \cong 10^{-10} eV$ ili $\tau_{\alpha, zabr} \cong 10^{-5} s$. Tako je količnik $\tau_{\alpha, all} / \tau_{\alpha, zabr} = 10^{-19} / 10^{-5} = 10^{-14} eV$, što se čini beznadežnim sa tačke gledišta eksperimentalnog opažanja zabranjenih prelaza.



Slika 99

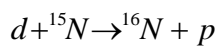
U stvarnosti situacija je mnogo bolja, jer se nivoi 9.61 i 8.87 MeV formiraju kao rezultat prethodnog beta raspada jezgra ^{16}N ($T_{1/2}=7.1 s$). Beta prelaz sa 8.87 MeV se događa sa parcijalnom verovatnoćom 0.01 a na nivo 9.61 sa parcijalnom verovatnoćom od 10^{-5} . Tako, ovi nivoi ^{16}O jezgra se formiraju usrednjeno posle $\tau_{\beta}(8.87)=7 \cdot 10^2 s$ u $\tau_{\beta}(9.61)=7 \cdot 10^5 s$, resp. Kako su obe ove vrednosti τ_{β} mnogo veće od τ_{α} one određuju relativnu frekvenciju emisije alfa čestica. Štaviše, nalazi se da je emisija zabranjenih alfa čestica 10^3 puta veća od emisije dozvoljenih čestica. Ovo, međutim nije tačno jer prethodno razmatranje ne uzima u obzir drugi faktor, tj., konkurentne gama prelaze koji su vrlo značajni za nivo 8.87 MeV (na račun relativno velike vrednosti $\tau_{\alpha, zabr} \approx 10^{-5} s$).

Takodje $\Gamma_{\alpha, \text{zabr}} / \Gamma_{\gamma} = 10^{-10} / 3 \approx 3 \cdot 10^{-8} \text{ s}$ i sve skupa daje sledeći izraz za količnik brojeva dozvoljenih i zabranjenih alfa čestica:

$$N_{\alpha, \text{all}} / N_{\alpha, \text{zabr}} = 10^{-3} / 3 \cdot 10^{-8} \approx 3 \cdot 10^4$$

Ovo je veoma velika vrednost, ali ako razmotrimo da je pik energetskog spektra dozvoljenih alfa čestica znatno izmešten u odnosu na zabranjene alfa linije (Slika 99) prikazan strelicom na slici, nalazi se da je količnik oko $(1-2)10^2$ u oblasti zabranjene linije. Drugim rečima, fon je samo 100-200 puta jači nego efekat. Takav efekat jeste teško, ali ne i nemoguće detektovati.

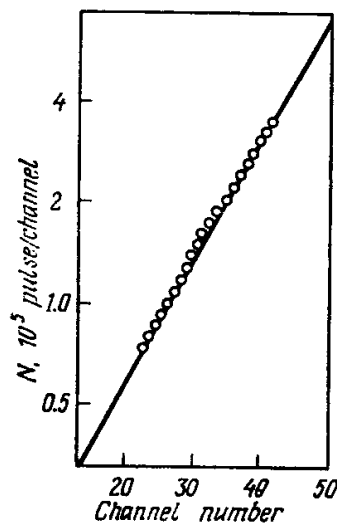
Ekperimenti se izvode na sledeći način. Meta je gasni ^{14}N pod pritiskom od 1 atm i ozračava se deutronima energije 3 MeV. Kao rezultat reakcije



formira se gasni ^{16}N i oslobadja se iz mete kroz tanke kapilare u malu (oko 2 cm^3) komoru koja služi kao detektor pod niskim pritiskom (oko 7 mmHg). Alfa čestice napuštaju komoru kroz tanak prozor i ulaze u detektor. Posle predpojačanja, impulsi iz detektora se vode u višekanalni analizator. Energija α čestica se određuje sa tačnošću od oko 10 keV.

Opšta forma alfa spektra je prikazana na slici 99, gde je broj kanala predstavljen na apscisi, a broj impulsa po kanalu na ordinatnoj osi. Ukupan broj registrovanih čestica je $1.3 \cdot 10^8$. Strelica indicira oblast (kanal 32) gde se mora pojaviti zabranjena alfa čestica. U ovoj oblasti odbroj po kanalu je $1.5 \cdot 10^5$.

Da bi se razdvojio slab efekat (oko 10^3 impulsa po kanalu) od fona, obavlja se eksponencijalna aproksimacija eksperimentalne krive za sve kanale izmedju 13 i 53 sa izuzetkom kanala 30 – 34, (Slika 100). Sve eksperimentalne krive, uključujući i one dobijene na kanalima 30-34 se crtaju na ovoj krivi. Može se videti da ovih pet tačaka leži nešto više iznad aproksimacione krive.



Slika 100

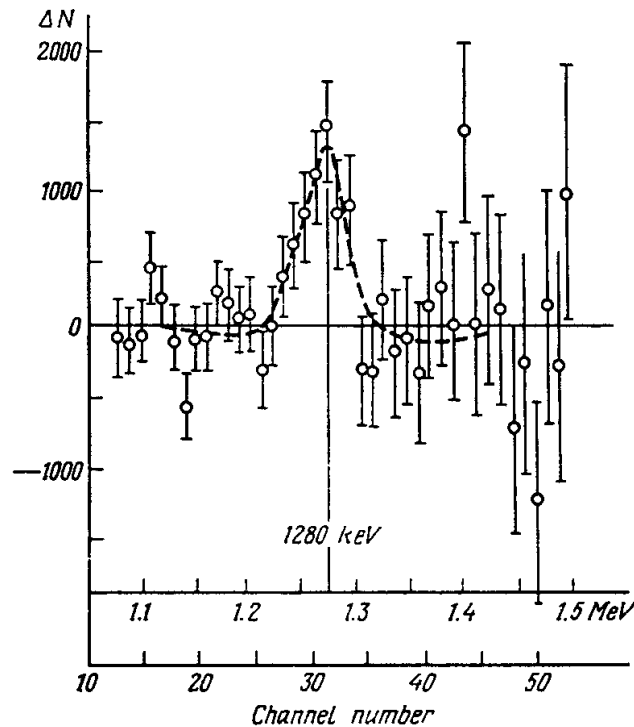
Razlika ΔN između eksperimentalnih vrednosti odbroja i aproksimativne krive je nacrtana na slici 91. Ova slika jasno pokazuje dopirnos zabranjenih alfa čestica u svim kanalima 30-34, a takodje i za dva susedna kanala sa brojevima 28 i 29. Tako, možemo pretpostaviti da je dokazano postojanje alfa prelaza koji su zabranjeni parnošću.

Eksperimentalni rezultati su doveli do procene $\Gamma_{\alpha, zabr}^{exp}$ prema sledećoj formuli

$$\frac{N_{\alpha}(8.87)}{N_{\alpha}(9.61)} = \frac{Y_{\beta}(8.87) \Gamma_{\alpha}(8.87) [\Gamma_{\alpha}(9.61) + \sum \Gamma_{\gamma}(9.61)]}{Y_{\beta}(9.61) \Gamma_{\alpha}(9.61) [\Gamma_{\alpha}(8.87) + \sum \Gamma_{\gamma}(8.87)]}$$

gde su $N_{\alpha}(8.87)$ i $N_{\alpha}(9.61)$ brojevi alfa čestica registrovanih sa odgovarajućih nivoa, $Y_{\beta}(8.87)$ i $Y_{\beta}(9.61)$ su količnici prinosa beta čestica u prelazima na nioe 8.87 i 9.61 MeV i $\sum \Gamma_{\gamma}$ je ukupna radijaciona širina za nivo 8.87 MeV. Uzevši u obzir da je $\Gamma_{\alpha}(8.87) \ll \sum \Gamma_{\gamma}(8.87)$ i da je $\Gamma_{\alpha}(9.61) \gg \sum \Gamma_{\gamma}(9.61)$ konačno dobijamo

$$\Gamma_{\alpha}(8.87) = \frac{N_{\alpha}(8.87) Y_{\beta}(8.87)}{N_{\alpha}(9.61) Y_{\beta}(9.61)} \sum \Gamma_{\gamma} \quad 3.2.39$$



Slika 101

Zamenjujući u ovu formulu eksperimentalno dobijene vrednosti $N_{\alpha}(8.87) = 7.100 \pm 1.800$, $N_{\alpha}(9.61) = 1.3 \cdot 10^8$ i vrednosti $Y_{\beta}(8.87) = (1.0 \pm 0.2)10^{-2}$ i

$Y_\beta(9.61) = (1.19 \pm 0.10)10^{-5}$, i $\sum \Gamma_\gamma(8.87) = 2.7 \pm 0.5 MeV$ poznato iz eksperimenta, nalazimo $\Gamma_{\alpha, zabr}^{exp} = (1.8 \pm 0.80)10^{-10} eV$. Ova vrednost je u dobroj saglasnosti sa teorijskom vrednošću za $\Gamma_{\alpha, zabr}^{exp}$.