

Природно-математички факултет
Радна заједница за једничких послова

Ред.	16	-01-	1987
Ср	03	10	/2
БИБЛІОТЕКА			

UNIVERZITET U NOVOM SADU
PRIRODNO-MATEMATIČKI FAKULTET

MATIC T. GORDANA

ODREDJIVANJE PRINOSA DUGOŽIVEĆIH FISIONIH PRODUKATA U
REAKCIJI $^{238}_{U}$ NA Si

- DIPLOMSKI RAD -

NOVI SAD, 1986. god.

Zahvaljujem se dr. Ištvanu Bikitu na pomoći koju mi je pružio od izbora teme ovog diplomskog rada pa sve do njegove krajnje realizacije.

Istovremeno želim da se zahvalim i članovima laboratorije za Nuklearnu fiziku Prirodno - matematičkog fakulteta: dr. Jaroslavu Slivki i Vladimиру Krainoviću na pruženoj pomoći prilikom snimanja i obrade spektra.

S A D R Z A J

Strana

UVOD.

I DEO

1.1. AKCELERATORI TEŠKIH JONA	3
1.2. NUKLEARNE REAKCIJE SA TEŠKIM JONIMA . .	4
1.3. DOBIJANJE IZOTOPA U REAKCIJI POD DEJSTVOM TEŠKIH JONA	9

II DEO

<i>2.1. SPEKTRI I SPEKTROMETRI</i>	11
<i>2.2. SPEKTROMETRIJA GAMA ZRAKA</i>	11
<i>2.3. GE (LI) SPEKTROMETAR</i>	14
<i>2.4. KARAKTERISTIKE I OBRADA SPEKTRA</i>	16

III DEO

<i>3.1. OPIS EKSPERIMENTA</i>	• • • • • • • •	20
<i>3.2. ZAKLJUČAK</i>	• • • • • • • •	23

LITERATURA

TABLICE

GRAFICI

U V O D

Za rešavanje složenih zadataka iz oblasti nuklearne fizike neophodan je opširan sistematičan eksperimentalni materijal o spektroskopskim svojstvima atomskih jezgara, koji se može dobiti upotrebom savremene tehnike. Stoga se danas u praksi naučnih i primenjenih istraživanja uvode nove nuklearno-fizičke metode koje su zasnovane na masovnoj primeni poluprovodničkih detektora, elektronike, višekanalnih analizatora itd.

Jedna od najjednostavnijih i najpreciznijih metoda, koja se u nauci često primenjuje, pomoću koje izučavamo složene probleme izgradnje jezgara atoma, je analiza elektromagnetskog zračenja (γ -spektroskopija). Pomoću analize elektromagnetskog zračenja moguće je odrediti prinose nepoznatih atomskih jezgara u datom uzorku, što je i zadatak ovog rada.

Kao rezultat razvoja teorije i proširenja eksperimenta sada se razlikuje nekoliko specifičnih tipova mehanizma nuklearnih reakcija. Prema tome kada se data meta bombarduje česticama jedne vrste, mogu da se dese različite reakcije. Pri izučavanju nuklearnih reakcija potrebno je najpre odrediti kanale po kojima se reakcija odvija. Nuklearne reakcije mogu da budu izazvane nanelektrisanim česticama, nenelektrisanim česticama i kvantima elektro-magnetskog zračenja. U ovom radu za određivanje prinosa nepoznatih jezgara u uzorku korišćena je nuklearna reakcija sa teškim ionima.

Joni su nanelektrisane čestice koje nastaju kada atomima oduzmemos elektron. Da bi došlo do interakcije izmedju jona i jezgra potrebno je da joni imaju dovoljnu energiju kako bi savladali potencijalnu barijeru koju formira jezgro... Visoke energije tih čestica dobijaju se ubrzivačima-akceleratorima čestica. Svaki akcelerator ne može da ubrzava različite čestice. Mnogi su gradjeni za ubrzavanje samo jedne vrste jona.

Za savremenu nauku i tehniku je od velikog značaja proizvodnja snopa čestica visokih energija i dovoljnog intenziteta. Zbog toga se sve više grade i usavršavaju akceleratori koji mogu da ubrzavaju nanelektrisane čestice do brzina bliskih brzini svetlosti.

Cilj ovog rada je da se ispituju dugoživeći fragmenti reakcija teških jona: ^{40}Ar , ^{129}Xe i ^{238}U na silicijumskoj meti, te da se ispita da li se medju njima nalaze možda do sada nepoznati izotopi.

I DEO

1.1. AKCELERATORI TEŠKIH JONA

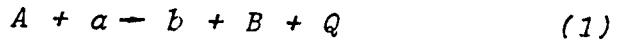
Kako su protoni i neutroni u jezgru atoma čvrsto medjusobno povezani jakim nuklearnim silama to je, da bi se razbilo jezgro i realizovao niz nuklearnih reakcija sa nanelektrisanim (projektilima) česticama, potrebno ubrzavanjem ovih čestica u specijalnim mašinama, tzv. akceleratorima, dati im što je moguće veću kinetičku energiju, na taj način obezbediti ulaz u bombardovano jezgro. Pomoću akceleratora-specifičnog uređaja, fizike visokih energija možemo da ubrzavamo različite nanelektrisane čestice. U zavisnosti od eksperimenta odabiramo, tj. koristimo odredjeni tip akceleratora. Svaki tip ima svoje dobre i loše osobine. Pre svega važno je koje čestice možemo da ubrzavamo, a zatim koja je maksimalna energija koju možemo postići tim akceleratorom, koja je maksimalna struja, stabilnost itd. Porast značaja snopa teških jona u izučavanjima atomske i nuklearne fizike je motivisao konstruisanje nove generacije akceleratora čestica kao što su tandem, linaci, sobno-temperaturski i superprovodni ciklotroni itd.

Za ubrzavanje teških jona u ovom rádu korišćen je rezonantni linearni akcelerator. Kod linearog akceleratora nanelektrisane čestice kreću se duž vakumske cevi pod dejstvom električnog polja, koje ili prati čestice u vidu progresivnog talasa ili se javlja u pravilnim razmacima, sa tačno određenim faznim odnosima u nizu medjuelektrodnih otvora. U osnovi problem konstrukcije svodi se na prenošenje energije iz elektro-magnetsnog polja na nanelektrisanu česticu. Na relativno niskoj frekvenciji čestice prolaze od jedne ploče kondenzatora koji je deo oscilatornog kola na drugu. Na višim frekvencijama LC kolo je u osnovi rezonatorska šupljina pobudjena magnetskom spregom. Dakle, linearni rezonantni akcelerator se sastoji

od niza uredjaja sa nizom šupljina koje rezoniraju na istoj frekvenciji i kroz koje prolazi snop. Sukcesivne cevi igraju ulogu pogurnih cevi, čestice putuju kroz njih dok je polje u fazi usporavanja i prolaze kompletnu sekciju pri svakom ciklusu. Radikalno fokusiranje se postiže kvadrupolnim magnetima. Napajanje velikom radiofrekventnom snagom, koja je neophodna za pobudjivanje šupljina, se postiže impulsnim emisionim postrojenjem. Istostrani injektor ubacuje jone energije 500-4000 Kev-a u glavni akcelerator, a povećanje intenziteta struje postiže se ugradjivanjem specijalne šupljine koja grupiše ubaćeni snop. Pomoću ovih akceleratora možemo ubrzati razne teške jone sa nizom vrednosti Z.e/M u raznim stanjima nadelektrisanja. Glavna prednost ovih akceleratora zbog čega se u nauci i tehnici često koriste su: dobro kolinisanje, visoka homogenost snopa i relativno veliki intenzitet kao i mogućnost povećanja energije rada mašine.

1.2. NUKLEARNE REAKCIJE SA TEŠKIM JONIMA

Kao rezultat interakcije jezgra s bilo kakvom brzom nuklearnom česticom a moguća je, uopšte uezv, transformacija jezgra: obrazuje se drugo jezgro B i druga čestica b. Takva transformacija se zove nuklearna reakcija. Ako pre i posle interakcije učestvuju samo dve čestice, onda se takve reakcije zovu dvočestične ili parne. Ako se kao rezultat interakcije čestice a sa jezgrom A obrazuje više od dva jezgra ili čestica, onda se takve reakcije zovu mnogočestične. Nuklearne reakcije se pišu analogno hemijskim reakcijama npr.:



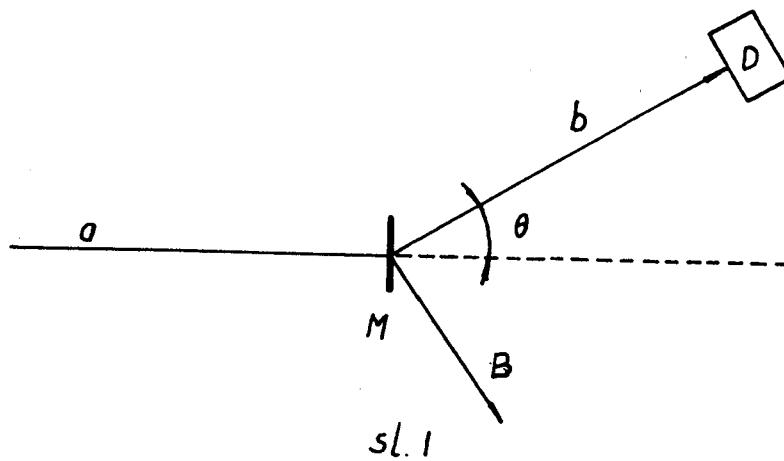
ili skraćeno:



gde je A - polazno jezgro (jezgro - meta)
 B - konačno jezgro (jezgro - produkt)
 a - polazna (ona koja naleđe) čestica
 b - konačna (ona koja izleđe) čestica

U izrazu (1.) Q označava energiju koja se oslobadja ($Q > 0$) ili troši ($Q < 0$) u toku reakcije. Ona se naziva topotom ili topotnim efektom reakcije. Ako je $Q < 0$ onda se reakcija zove endotermna, ako je $Q > 0$ egzotermna. Ako su jezgra A, B i čestice a i b jednake, onda se takva reakcija zove rasejanje. U slučaju kada je $Q = 0$ rasejanje se naziva elastičnim, pri $Q \neq 0$ rasejanje se naziva neelastičnim.

Najprostija i najrasprostranjenija šema eksperimenta za proučavanje nuklearnih reakcija tipa $A(a,b)B$ je na sl. slici



Neprekidan ili impulsni tok (snop) čestica npr. jona iz akcelaratora, se usmerava na uzorak (metu) koja sadrži jezgra A. U takvom eksperimentu meta M miruje i reakcija se odvija zahvaljujući sudarima čestica koje se kreću a sa jezgrima u mirovanju A. Meta M je tanka pločica, koja sadrži jezgra koja ispitujemo i koja je propustljiva kako za čestice a, koje izazivaju reakciju, tako i za čestice b koje su produkti reakcije.

U eksperimentima se operiše ne sa pojedinačnim česticama, nego sa snopovima čestica, i zbog toga se ne proučava interakcija pojedinačne čestice već interakcija snopa čestica s nekim jezgrom.

Verovatnoća W interakcije snopa čestice s jezgrom proporcionalna je gustini tog snopa Π :

$$W = \beta \cdot \Pi \quad (3)$$

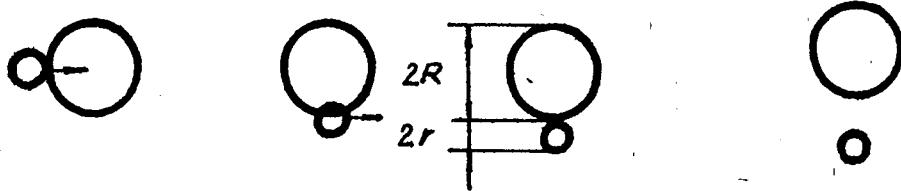
gde je koeficijent proporcionalnosti β - verovatnoća interakcije pojedinačne čestice iz snopa s jezgrom - mete. Pošto je W - bezdimenziona veličina, a dimenzija Π - cm^{-2} , onda se β izražava u jedinicama površine. Verovatnoća interakcije normirana izrazom (3) se naziva presek interakcije i izražava se u cm^2 , barnima ili delovima barna. Presek za nuklearnu reakciju može biti ukupni - integralni, diferencijalni itd. Poredeti izmerene i teorijski predpostavljene vrednosti preseka, moguće je odrediti mehanizam odvijanja reakcije, ili, ako je mehanizam poznat kvantne karakteristike jezgra ili čestica koje učestvuju u reakciji. Na vrednosti preseka znatno utiče prisustvo Kulonove i centrifugalne potencijalne barijere za sudarajuće čestice. Centrifugalna barijera postoji pri sudaru bilo kakvog para čestica. Kulonova samo za nanelektrisane čestice.

Teškim jonima nazivaju se joni jezgara težih od helijuma sa $Z \geq 3$. Na savremenim akcelaratorima moguće je dobiti snopove teških jona u opsegu masa od Li do U. Međutim, ubrzani teški joni sa kinetičkom energijom dovoljnom za odvijanje nuklearnih reakcija, dobijaju se zasad samo iz opsega masa od Li do Xe zaključno. Nanelektrisanja ubrzanih jona (broj elektrona, koji neodstaju do potpunog popunjavanja elektronskog omotača njihovih atoma tj. stepen jonizacije)

dostiže za jone atoma težih elemenata vrednosti veće od 10. Jone visokog nanelektrisanja moguće je ubrzati do znatno viših energija, nego jone sa nanelektrisanjem jednakim jedinici. Zbog visokog nanelektrisanja ubrzanih teških jona njihovu kinetičku energiju na savremenim akceleratorima nije teško dovesti do $\sim 150 \text{ MeV}$ i više. Energija teških jona se meri bično ne u absolutnim jedinicama, kao njihova ukupna kinetička energija, nego u relativnim – kao kinetička energija koja dokazi na jedan nukleon ubrzanog jona. Za ubrzane jone lakih elemenata njihova energija je obično $\sim 10 \text{ MeV/nukl.}$, a za ubrzane jone težih elemenata $\sim 1/\text{MeV/nukl.}$.

Pri bombardovanju atomskih jezgara visokoenergetskim jonomi intenzivno interaguju dva vrlo složena mnogonukleonska sistema. Zahvaljujući visokoj energiji sudara i složenosti sudarajućih čestica, kao rezultat takve interakcije moguće je odvijanje većeg broja različitih konkurentnih procesa – kanala reakcije. Moguće je razlikovati sledeće sudare: čeone, tangentne i daleke.

$$l \leq l_{krit} \quad l_{krit} \leq l \leq l_{tan} \quad l = l_{tan} \quad l > l_{tan}$$



a)

b)

v)

g)

sl. 2

Pri čeonim sudarima se dašava spajanje bombardujućeg jona i jezgra mete, obrazovanje složenog jezgra, pri tangentnim sudarima-prekrivanje površine jezgara sudarajućih čestica, što uslovjava intenzivnu razmenu nukleona medju njima. Razmena nukleona dovodi do reakcija predaje (prenosa) nukleona: otkidanje, prihvata i razmene nukleona. U reakciji otkidanja

bonbardujuća čestica gubi deo nukleona, predajući ih jezgru - meti tj. jezgro-meta pri sudaru "otkida" s jonom deo njegovih nukleona. U reakciji prihvata deo nukleona gubi jezgro - meta, predajući ih bonbardujućoj čestici, tj. pri sudaru ona "prihvata" deo nukleona jezgra - mete. U reakciji razmene prisutna su oba procesa, što dovodi do toga da se deo nukleona jezgra - mete predaje bonbardujućem jonom i obrnuto. Pri dalekim sudarima se ne dešava razmena nukleona: javljaju se samo elastični i neelastični procesi i rasejanja. Kao što je napred već navedeno pri analizi reakcija sa teškim jonima veliki značaj ima uzimanje u obzir Kulonove i centrifugalne barijere, koje ometaju spajanje sudarajućih čestica.

Sl. 2 prikazuje različite tipove reakcija sa teškim jonima i navedene su vrednosti momenata količine relativnog kretanja ℓ sudarajućih čestica, koje su karakteristične za svaki tip sudara (vrednost ℓ su u jedinicama \hbar). Svakom paru sudarajućih čestica i određenoj vrednosti kinetičke energije ubrzanog jona odgovara kritična vrednost momenta ℓ_{krit} . Ako je $\ell > \ell_{krit}$, onda se ne obrazuje složeno jezgro. Povećanjem mase i energije bombardujuće čestice vrednost ℓ_{krit} se smanjuje. Pri vrednostima ℓ , većim od ℓ_{krit} i manjim od ℓ_{tan} (ℓ_{tan} momenat, koji odgovara sudaru s udarnim parametrom - parametrom sudara $R+r$, gde su: r , R - radijusi interagujućih čestica) se odvijaju reakcije mnogonukleonske razmene. Pri $\ell = \ell_{tan}$ se odvijaju reakcije jednonukleonske razmene. Pri sudaru teškog jona i jezgra - mete s $\ell < \ell_{krit}$ sa većom verovatnoćom se dešava obrazovanje složenog jezgra u jako pobudjenom energetskom stanju. Energija pobudjenja po pravilu, je mnogo veća od praga ispuštanja nukleona, i zbog toga se javlja njihovo isparavanje (gubljenje). Prema tome, osnovni tip reakcije pod dejstvom teških jona s $\ell < \ell_{krit}$ je obrazovanje složenog jezgra s naknadnim gubljenjem nukleona. Pri sudaru teškog jona i jezgra mete s $\ell_{krit} < \ell < \ell_{tan}$ s velikom verovatnoćom se odvijaju reakcije mnogonukleonskih predaja. U takvim reakcijama ubrzani ion, interagujući s jezgom - metom i razmenjujući s njim nukleone pretvara se u jon drugog izotopa.

Teški joni ubrzani pomoću akceleratora se koriste za eksperimente u oblasti atomske i nuklearne fizike, biologije itd. Zbog svojih dobrih osobina snop teških jona se donas sve više primenjuje u medicini i to u: radioterapiji, radiografiji, mikrohirurgiji, dijagnostičkim primenama.

1.3. DOBIJANJE IZOTOPA U REAKCIJI POD DEJSTVOM TEŠKIH JONA

Za dobijanje izotopa udaljenih od linije stabilnosti (u neutron-proton dijagramu linija $Z=N$ se naziva linija stabilnosti ili kriva stabilnosti, uzduž koje se grupišu stabilni izotopi svih hemijskih elemenata) koristimo reakciju pod dejstvom teških jona i u kojoj dolazi do obrazovanja složenog jezgra i reakcije mnogonukleonskih predaja. Pri spajanju teškog jezgra-mete i ubrzanog teškog jona obrazuje se snažna pobuda složenog sistema. Ako energija složenog sistema više praga ispušta nukleon onda se neutron-deficitni složeni sistem naknadno uvećava. Na taj način se dobija veći broj neutron-deficitnih izotopa. Za srednja teška jezgra takve reakcije imaju veće preseke, zbog toga, reakcije sa teškim jonima, dovode do obrazovanja složenog jezgra - je jedan do sada najviše upotrebljavan način dobijanja složenih neutron-deficitnih izotopa.

Za dobijanje izotopa u reakciji mnogonukleonskih predaja neophodno je pridržavati se uslova, da je presek odgovarajućeg procesa maksimalan. Udeo preseka reakcije mnogonukleonske predaje u ukupnom preseku usajamnog dejstva ubrzanog jona i jezgra, uvećava se pri uvećanju mase jezgra-mete i energije ubrzanog jona. Za dobijanje jezgara sa viškom neutrona sa maksimalno mogućim prinosom mora se koristiti meta od jezgra teških elemenata i joni sa što većim mogućim energijama. Ako za bombardovanje čestice služe joni izotopa već obogaćeni neutronima prinos izotopa sa viškom neutrona naknadno se uvećava.

Prema tome neutron-deficitni izotopi iz velike oblasti $A \geq 100$ se dobijaju u reakciji spajanja ubrzanog jona i jezgra mete sa naknadnim gubljenjem nukleona (u osnovi neutrona). Izotopi sa viškom neutrona sa masenim brojevima $A < 40$ dobijamo u reakciji mnogonukleonskih predaja. Za sadašnja ubrzanja moguće je dobiti u reakciji predaja s teškim jonima izotope sa viškom neutrona iz oblasti $A \sim 80$.

II DEO

2.1. SPEKTRI I SPEKTROMETRI

Spektrom zračenja nazivamo raspodelu nuklearnog zračenja po energijama. Spektar predstavljamo grafički tj. kao grafik neke funkcije $f(E)$. U eksperimentu obično ne registrujemo direktnu funkciju raspodele zračenja $f(E)$. Naime, nalazi se neka druga funkcija raspodele koja zavisi od zračenja. Pomoću te druge funkcije dobijamo posredno i traženu funkciju raspodele $f(E)$. Spektre nuklearnog zračenja merimo pomoću spektrometra. U osnovi spektrometar se sastoji iz detektora nuklearnog zračenja koji je povezan u kolo sa predpojačavačem, linearnim pojačavačem impulsa i aparaturom za registraciju broja i visine nastalih impulsa čestica i kvanata upalih u detektor. Predpojačavač predstavlja prvi stepen pojačanja signala koji dolazi iz detektora, dok linearni impulsni pojačavač služi za linearno pojačavanje i oblikovanje naponskih impulsa. Za posmatranje ulaznog i izlaznog signala modula koristimo osciloskop.

Nuklearni detektori klasifikuju se prema načinu kako detektuju ionizaciju ili eksitaciju atoma medijuma kroz koji prolazi nuklearno zračenje. Neki tipovi detektora zračenja istovremeno mogu biti i spektrometri. Svaki detektor kod kojeg je izlazni impuls (signal) proporcionalan energiji upadne čestice je i spektrometar.

2.2. SPEKTROMETRIJA GAMA ZRAKA

Gama zraci su po definiciji elektromagnetne radijacije koje emituje jezgro. Po svojoj prirodi i osobinama se ne razlikuju od X - zraka. Spadaju kao i X - zraci u veoma prodorno

zračenje, koje prolazi i kroz nekoliko desetina cm teških metala. Gama zrake emituje novonastalo jezgro (jezgro- produkt) prilikom radioaktivne transformacije. Usled radioaktivne transformacije jezgro-produkt dolazi u eksitovano stanje iz koga se emisijom γ - kvanta vraća u osnovno stanje. Ovo zračenje daje preciznu informaciju o jezgru u kome je nastalo, jer ima uzanu prirodnu širinu i tačno definisan u energiju.

Neposredno registracija γ - zraka je nemoguća, te se ona svodi na registraciju sekundarnih nanelektrisanih čestica nastalih u interakciji γ - kvanta i materije defektor-a. Sve vrste interakcije materije i γ - kvanta svrstane su u tri grupe: fotoefekat, komptonovo rasejanje i stvaranje parova.

Fotoelektrični efekat - je interakcija kvanta elektromagnetskog zračenja i čvrsto vezanog elektrona. U toj interakciji kvant energije se predaje elektronu, nestaje. Deo energije fotona se gubi na izbacivanje elektrona od jezgra, a ostatak energije se predaje elektronu i predstavlja njegovu kinetičku energiju. Ukupna energija fotona se može predstaviti kao zbir vezivne energije elektrona na određenom sloju E_v i kinetičke energije T_e .

$$E_\gamma = E_v + T_e \quad (4)$$

Fotoefekat je moguć samo kada je energija upadnog fotona veća od vezivne energije elektrona. Pošto je za jezgro najčvrše vezan elektron u K-toj orbiti, fotoefekat je najverovatniji nak-elektronu. Verovatnoća nastanka meri se presekom:

$$\beta_k = \text{const} \frac{Z^5}{E_\gamma^{7/2}} \quad (5)$$

Presek za fotoefekat zavisi od rednog broja medijuma u kojem se javio, od upadne energije fotona E_γ odvezivne energije elektrona. Foto-efekat prati karakteristično X - zračenje koje nastaje usled smanjenja i pregrupisavanja elektrona.

Komptonovo rasejanje - nastaje usled interakcije γ - kvanta sa slobodnim ili slabo vezanim elektronom. U ovoj interakciji γ - kvant predaje "jedan deo" svoje energije elektronu. Energija rasejanog elektrona zavisi od ugla rasejanja i data je izrazom:

$$(z_0 \angle = 180^\circ) \rightarrow E_{\max} = \frac{E_\gamma}{1 - \frac{m_0 c^2}{2 E_\gamma}} \quad (6)$$

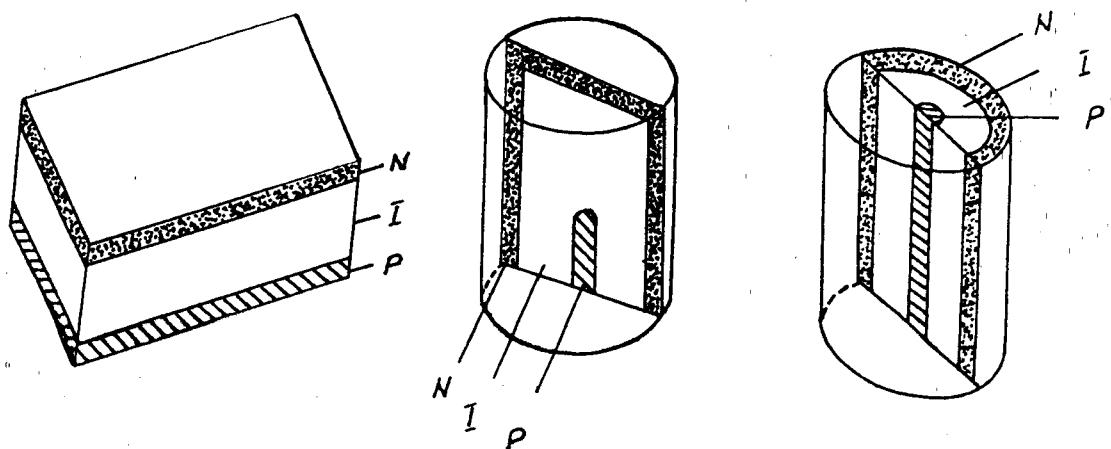
gde je: E_γ - energija upadnog fotona, m_0 - masu elektrona, c - brzina svetlosti. Energija rasejanog elektrona se kreće od nule do neke maksimalne veličine. Komptonovo rasejanje doprinosi povećanju fona na dobijenom spektru, što je nepovoljno za spektrometriju.

Kod stvaranja par elektron-positron celokupna energija fotona se utroši na kreaciju ovih čestica i na njihovu kinetičku energiju. Da bi se ovaj efekat javio, energija fotona mora biti veća od $2 m_e c^2$.

Ovi efekti smanjuju intenzitet snopa fotona koji prolazi kroz neki medijum. Veličina preseka za različite efekte koji nastaju usled dejstva γ - kvanta, materije detektora zavisi od energije zračenja i materijala detektora.

2.3. GE (Li) SPEKTROMETAR

Za detekciju i spektroskopiju γ - zračenja zbog svojih dobrih osobina široko se primenjuju poluprovodnički Ge (Li) detektori. Sastoje se iz kristala Ge sa primesama Li. U zavisnosti od vrste zračenja koje želimo da detektujemo gradjeno je više vrsta (ovih) detektora. Poznate su sledeće vrste Ge(Li) detektora: površinsko-barijerni, difuzni, detektor P-I-N tipa. Sve te vrste detektora koje se danas upotrebljavaju, a koji mogu istovremeno biti i spektrometri, razlikuju se po načinu izrade PN-spoja. Da bi koeficijent apsorpcije γ - zračenja bio što veći za izradu detektora se upotrebljavaju poluprovodnici sa što većim rednim brojem, kao što je to i u slučaju ovog detektora gde je za germanijum $Z = 32$. Za bolju detekciju potrebna je i veća efikasna zapremina detektora. Zapremina detektora se povećava tako što se povećava PN-prelaz. PN-prelaz se postiže većom difuzijom Li u poluprovodnik P-tipa. Površina na koju je nanesen litijum nakon izvršene difuzije ima svojstva N-poluprovodnika. Pored Pi N sloja ovaj detektor poseduje i treći središnji sloj tzv. I-sloj. Ovaj sloj ili medjusloj karakteriše ravnotežu obeju vrsta slobodnih nosilaca nanelektrisanja. Njegova širina ulazi u aktivni deo poluprovodnika za detekciju nuklearnog zračenja. Za γ - zrake minimalna debљina medjusloja mora biti oko 1 cm, da bi postojala mogućnost njihove apsorpcije. Povećanjem sloja postiže se veća efikasnost detektora. Na sledećoj slici su prikazani različiti geometrijski oblici P-I-N slojeva poluprovodničkih Ge(Li) detektora.



Za detekciju γ - zračenja izradjuju se detektori koji imaju aktivnu zapreminu i do 100 cm^3 . Poluprovodnički detektori izradjeni od Ge imaju prednost nad gasnim jer pri svakom stvaranju para elektron-šupljina u poluprovodniku je potrebno 10 puta manja energija nego u gasu. Kristal se nalazi u električnom polju.

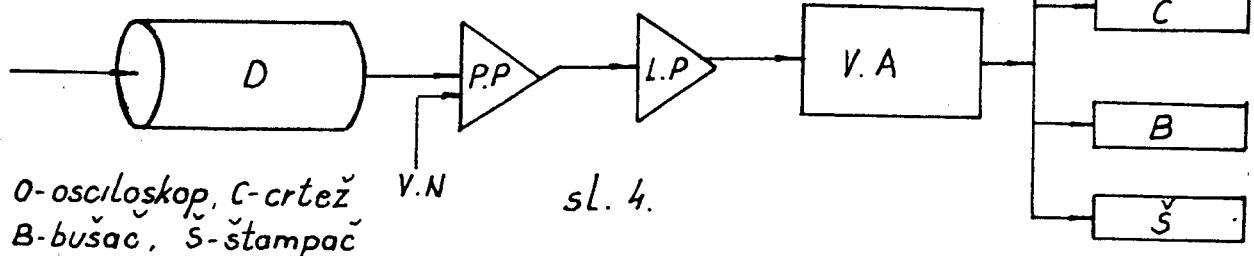
Na P-sloj kristala je priključena katoda, a na N-sloj anoda. Upadom γ - kvanta formiraju se šupljine i elektroni koji se potom kreću ka odgovarajućim elektrodama. Usled kretanja šupljina i elektrona kroz kolo protiče struja koja izaziva impuls napona upadnog γ -kvanta. Dobijeni signal ili impuls preko sistema pojačavača se pojačava i uvodi u višekanalni analizator gde se vrši grupisanje naponskih impulsa po veličinama. Rezultat takvog grupisanja, koji prestavlja spektar merenog zračenja možemo dobiti na više načina. Karakterističan spektar možemo direktno posmatrati na osciloskopu. Rezultati, odnosno podaci se mogu dobiti i preko štampača - tačkastog crtača na milimetarskoj hartiji, bušenih kartica i numeričkih vrednosti. U eksperimentima se najčešće koristi řema koju čine merni uređaji: detektor, predpojačavač, linearni pojačavač, višekanalni analizator osciloskop itd. Tipična řema mernog uređaja sastavljenog od modula je na slici prikazana:

D-detektor

P.P.-predpojačavač

L.P.-linearni pojačavač

V.A-višekanalni analizator



Složenost impulsno-amplitudskog spektra proizvedenog upadom monoenergijskog fotona u detektor predstavlja osnovni problem u interpretaciji i analizi podataka dobijenih pomoću Ge (Li) detektora. Energijska rezolucija ovog detektora se

definiše kao sposobnost detektora da razlikuje dva γ - zraka bliskih energija. Što je razlika energija dva γ - zraka manja, a u spektru se registruju posebno, spektrometar je bolji. Mera energetskog razdvajanja je širina pika totalne apsorpcije. Što je širina pika manja "energetsko razlaganje" je bolje. Praktična mera za rezoluciju uzima se kao širina "fotovrha" na polovini njegove visine. Ako rezoluciju odredjujemo u energijskoj skali i izražavamo u % to je:

$$R = \frac{\Delta E}{E_{\gamma}} \cdot 100 \quad [\%] \quad (7)$$

gde je ΔE - širina fotolinije na polovini visine, a E_{γ} - energija upadnog γ - zraka. Ovaj spektrometar karakteriše velika moć razlaganja zbog čega se često koristi za detekciju i spektroskopiju γ - zraka.

Druga važna osobina $Ge(Li)$ spektrometara je efikasnost. Efikasnost spektrometra je verovatnoća da γ - kvant bude registrovan u liniji totalne apsorpcije. Zavisi od energije zračenja i od daljine izvor-detektor i predstavlja se grafički. U ovom radu za razdaljinu izvor-detektor se uzima da je nula. Efikasnost za odredjene energije dobili smo pomoću grafika, a grafik je dobijen eksperimentalno i pomoću njega, praktično odredjujemo efikasnost za datu energiju.

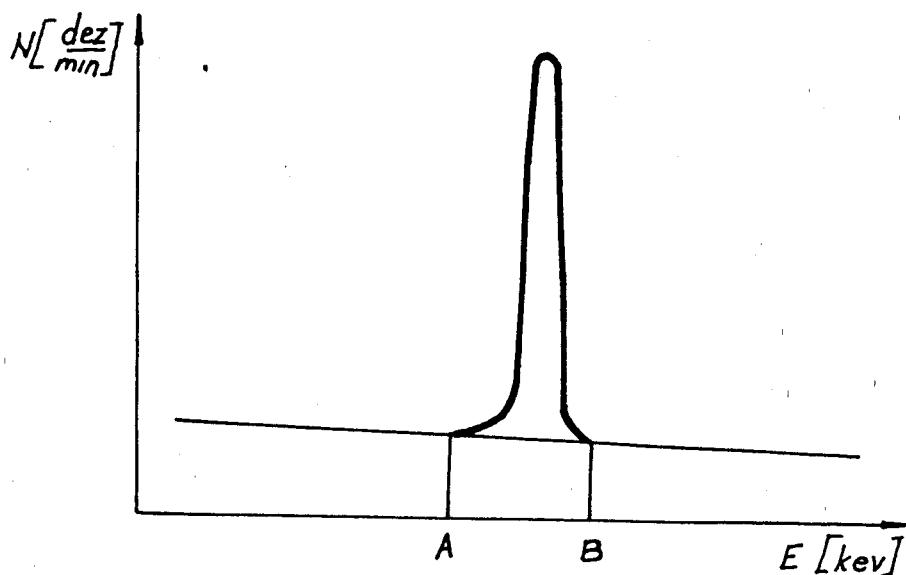
2.4. KARAKTERISTIKE I OBRADA SPEKTRA

Spektar koji je dobijen na $Ge(Li)$ detektoru ima veoma složenu strukturu. Dobijena spektralna linija je razmazana i ima karakterističan zvonast oblik koji potiče, uglavnom, zbog statističke prirode stvaranja nanelektrisanih čestica u detektoru, a posledica toga je da se monoenergetske čestice ne registriraju istom amplitudom već sa više bliskih. U spektru γ - zraka

takve linije se zovu pik ili linijska totalna apsorpcija i obično se nalazi na fonu zračenja. Dobijen fon na spektru zračenja potiče od različitih uzroka. Njega prouzrokuje: parazitno zračenje okoline detektora, šum pojačavača, geometrijski oblik uzroka itd. Ali jedan od najvažnijih uzroka, koji utiče na povećanje fona, što je veoma nepovoljno za γ - spektroskopiju je Komptonovo rasejanje. Ovakav izgled spektra dobijamo u slučaju kada se interakcijom zračenja sa materijalom ne prenosi celokupna energija kvanta na nanelektrisanu česticu, (izuzev u slučaju fotoelektričnog efekta, i manjim delom pri Komptonovom rasejanju). U slučaju kada bi se sva energija γ - kvanta predala nanelektrisanoj čestici, a to bi bio idealan slučaj, dobili bi u spektru monohromatskog zračenja oštru linijsku. U slučaju polihromatskog zračenja dobija se složenija struktura spektra, jer polihromatsko zračenje predstavlja superpoziciju više monohromatskih zračenja.

Analizu spektra možemo vršiti na dva načina: kvalitativno i kvantitativno. Kvalitativna analiza nam omogućuje određivanje energije pojedinih linijskih totalne apsorpcije. Da bi smo odredili energije pojedinih linijskih totalne apsorpcije potrebno je izvršiti energijsku kalibraciju spektrometra, tj. naći kalibracionu konstantu koja predstavlja vrednost E za svaki kanal više kanalnog analizatora. Tim načinom svaki kanal više kanalnog analizatora tj. linijska koja se nalazi u njemu, možemo pridružiti određenu energiju. Određivanje energije je bitno, jer pomoću nje možemo da identifikujemo nepoznate izotope. Identifikacija se vrši pomoću specijalnih tablica. Kvalitativnom analizom smo u mogućnosti da odredimo kom izotopu pripada energija uočene linijske u spektru.

Kvantitativnom analizom spektra možemo da odredimo površinu linije totalne apsorpcije i aktivnost ispitivanog uzorka. Intenzitet linije totalne apsorpcije u spektru zračenja je vrlo bitan. Preko intenziteta možemo odrediti količinu nepoznatog izotopa u uzorku. Mera intenziteta apsorbovanog γ - zračenja je površina linije totalne apsorpcije. Površina je izražena brojem koji predstavlja zbir svih odbroja u kanalima ispod te linije umanjena za fon. Najpre u toku rada da bi smo izmerili površinu pika, potrebno je odrediti i proceniti granicu pika i fona. Vrši se na taj način što se povuče prava linija kroz tačke fona sa leve i desne strane kao što je prikazano na sl. br. 5.



Mesta gde se karakterističan zvonasti oblik pika do diruje sa linijom fona, određuju tražene granice linije totalne apsorpcije. Levo i desno od te granice uzima se nekoliko m tačaka kanala za koje se izračunava srednja vrednost fona. Pomoću dobijene srednje aritmetičke vrednosti fona možemo da izračunamo površinu linije A'_f po sledećoj formuli.

$$A'_f = A_n' - n A'_{fs} \quad (8)$$

A'_n - ukupan broj impulsa registrovanih ispod linije totalne apsorpcije

n - broj kanala ispod nje

Grešku načinjenu u ovom postupku izračunavamo po sledećoj formuli:

$$\Delta A_f' = \pm \sqrt{A_f' + n \left(1 + \frac{n}{m} \right) A_{fs}' + 0,1^2 \sum_i A_i'^2} \quad (9)$$

U ovoj formuli treći sabirak potkorene veličine obično u izračunavanjima zanemaruјemo. On se upotrebljava samo kada linija tot. apsorpcije nije dovoljno razložena pa je izvršena extrapolacija nekih njenih delova gde A_i' - predstavlja odbroj pojedinih ekstrapolisanih tačaka a i - njihov broj. Ako su nam poznate veličine: A_f' - površina tot. apsorpcije, t_{exp} - vreme ekspozicije snimanja spektra, K -broj γ - kvanta po raspodu,

ϵ - efikasnost detektora moguće je izračunati aktivnost prema sledećem obrascu:

$$A = \frac{A_f'}{\epsilon \cdot K \cdot t_{exp}} \quad (10)$$

III DEO

3.1. OPIS EKSPERIMENTA

Ceo eksperiment se sastojao iz tri dela :

- a) zračenja uzorka
- b) snimanja spektra uzorka i fona
- c) obrade spektra γ - zračenja

a) Prvi deo eksperimenta se sastojao iz zračenja uzorka - silicijumske pločice površine $S = 10 \text{ cm}^2$ i debeline $d = 1 \text{ mm}$ sa $\emptyset \cdot t = 10^{12}$ čest/po metri gde je \emptyset - fluks teških jona a t - vreme zračenja. Uzorak je zračen u vremenu od 20-30 maja 1983. god. u Darmstadtu sa teškim jonima sledećih elemenata: ^{40}Ar i $^{129}\text{Xe} \sim 8 \text{ MeV/n}$, $^{238}\text{U} - 8,5 \text{ MeV/n}$, $^{238}\text{U} - 14,7 \text{ MeV/n}$.

Za ubrzavanje teških jona korišten je rezonantni linearni akcelerator. Osobine i princip rada ovog akceleratora opisani su u 1.1. delu ovog rada.

b) Spektar uzorka i fona sniman je na poluprovodničkom Ge(Li) spektrometru. Prvo smo snimali spektar uzorka od 22-25.01.1986. godine, a nakon toga sve sakupljene informacije o spektru koji su bili u memoriji višekanalnog analizatora su odštampane. Istim postupkom smo dobili i informacije o spektru fona.

c) Spektar uzorka je veoma složen i predstavljen je na grafiku I ovog rada. Za nas to jest za spektrometrijsku analizu je od velikog značaja upravo pik totalne apsorpcije.

Položaj maksimalnog pika totalne apsorpcije određuje energiju registrovanog γ - zračenja. Kvantitativnom analizom spektra određujemo energije za pojedine linije totalne apsorpcije, a zatim pomoću specijalnih tablica⁽¹⁾ nalazimo kojem dugoživećem izotopu pripada energija uočene linije u spektru. U tablici I u koloni dva smeštene su energije za uočene linije totalne apsorpcije u spektru, a u istoj tablici u koloni tri se nalaze identifikovani dugoživeći izotopi kojima pripada energija istih - uočenih linija totalne apsorpcije. Površina pika totalne apsorpcije, odnosno visina daje informaciju o intenzivnosti zračenja date energije. Površinu pika i grešku smo odredili na način opisan u delu 2.4. ovog rada a podaci dobijeni za ovu veličinu* se nalaze u koloni četiri, Tablica I. Takodje, pomoću specijalnih tablica⁽¹⁾ dobijamo podatke za intenzitet - broj γ - kvanta po raspodu K , period-poluraspoda T za svaki izotop. Podaci za ove veličine se nalaze takodje u tablici I u koloni pet i šest.

Efikasnost defektor-a zavisi od energije zračenja i daljine izvor - detektor (ID). Ta zavisnost je dobijena eksperimentalno, predstavljena je grafički na kraju ovog rada (grafik II). Pomoću tog grafika smo odredili efikasnost za dobijene - date energije. Podaci za efikasnost date energije su u tablici I, koloni sedam. Kada su nam poznate sve te veličine, možemo, pomoću njih, odrediti aktivnost izotopa po sledećoj formuli:

$$A = \frac{A'}{\mathcal{E} \cdot K \cdot t_{\text{exp}}} \quad [\text{ras/s}] \quad (10)$$

gde je: A' - površina linije totalne apsorpcije

\mathcal{E} - efikasnost detektora

K - broj γ - kvanata po raspodu

t_{exp} - vreme ekspozicije snimanja spektra

* posle oduzimanja fona

Vreme ekspozicije snimanja spektra se automatski štampa kao brojna vrednost zajedno sa ostalim podacima dobijenim kao rezultat grupisanja naponskih impulsa po veličini u višekanalnom analizatoru. Aktivnost izotopa sa greškom nalazi se u poslednjoj koloni tab. I.

Da bi smo odredili presek za nuklearnu reakciju potrebna je izmedju ostalih i veličina N_0 - broj jezgara na kraju ozračenja uzorka. Broj jezgara na kraju ozračenja uzorka dobijamo pošto predhodno izračunamo početnu aktivnost A_0 - tj. aktivnost na kraju zračenja uzorka preko sl. formule:

$$A = A_0 \cdot e^{-\frac{0.693}{T} \cdot t} \quad [\text{ras/s}] \quad (11)$$

U ovoj formuli A_0 - predstavlja početnu aktivnost, T - period poluraspada izotopa, t - vreme koje je proteklo od kraja zračenja uzorka do snimanja spektra istog. U tablici II, koloni pet nalaze se podaci za početnu aktivnost A_0 .

Broj jezgara na kraju ozračenja mete N_0 dobijamo preko formule 12:

$$N_0 = \frac{A_0}{\lambda} \quad (12)$$

U koloni šest tablice II smešteni su podaci za srednje vrednosti N_0 - broja jezgara.

λ - je konstanta radioaktivnog raspada izražava se preko sl. formule:

$$\lambda = \frac{0.693}{T} \quad (13)$$

Verovatnoća da se desi neki proces interakcije izražavamo presekom $\bar{\sigma}$ i izražavamo u jedinicama za površinu - cm^2 ili barnima. Presek za nuklearnu reakciju se može izraziti:

$$\bar{\sigma} = \frac{N_0 \cdot S}{t \cdot \phi \cdot n_0} \quad [\text{born}] \quad (14.)$$

Znači, ako je poznat N_0 - broj jezgara na kraju ozračenja uzorka, S - površina mete, t - vreme zračenja ϕ - fluks zračenja i n_0 - broj jezgara mete koji jednostavno izračunavamo - posto su nam poznate dimenzije i specifična gustina uzorka i N_A - Avogadrov broj, presek ima vrednosti koje se nalaze u zadnjoj koloni tab. II, reda 10^{-5} - 10^2 barna.

Broj jezgara na kraju zračenja uzorka N_0 u zavisnosti od masenog broja A predstavljen je grafički na kraju ovog rada.

3.2. ZAKLJUČAK

Specijalne karakteristike reakcija sa teškim jonima su: jaka apsorpcija na površini jezgra, visoki linearni momenti za datu energiju, veliko prenošenje angуларног момента složenom jezgru, visoki prinos kod procesa kulonske eksitacije usled velikog nadelektrisanja jona, efikasnost formiranja visoko pobudjenog složenog jezgra. Teški joni se koriste kod ispitivanja procesa direktnе reakcije i reakcija složenog jezgra, takva ispitivanja su dali mnogo spektroskopskih podataka naročito za neutronska - deficitna jezgra. Takodje je poznato da je kod nuklearnih reakcija potrebno najpre odrediti kanale po kojima se reakcija odigrava, zatim proceniti verovatnoću procesa po pojedinim kanalima u zavisnosti od energije upadne čestice. Takodje, se u reakcijama može odrediti energija,

pravce emisije nastalih čestica, kao i njihovo unutrašnje stanje (energija pobudjenih stanja, spin, parnost, izospin itd). Izučavanjem nuklearnih reakcija mogu se dobiti informacije o jezgru, uz primenu zakona održanja energije, nanelektrisanja, impulsa, momenta impulsa i broja nukleona, parnost i drugih veličina.

Medjutim, u ovom eksperimentu, u kojem se koristila nuklearna reakcija sa teškim jonima, nije moguće dobiti mnogo podataka ili informacija o jezgru u datom uzorku. Verovatnoća interakcije ili presek interakcije, po svim kanalima reakcije je jedina veličina ili podatak koji možemo da dobijemo. Pošto je presek srazmeran prinosu to smo izračunavanjem preseka odredili i prinos dugoživećih fisionih produkata u reakciji ^{238}U na silicijum, što je i bio zadatak ovog rada.

Svi γ - prelazi u snimljenom spektru su identifikovani i pripadaju poznatim izotopima.

LITERATURA

1. CATALOG OF GAMMA RAYS FROM RADIOACTIVE DECAY *

Part II

U.REUS and W.WESTMEIER

ATOMIC DATA AND NUCLEAR DATA TABLES 29, 193-406

1983 by Academic Press, Inc

2. П.М. ГОПЫЧ, И.И. ЗАЛЮБОВСКИЙ

- ЯДЕРНАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ -

«ВИЩА ШКОЛА» ХАРЬКОВ 1980.

3. DR. LAZAR MARINKOV

- OSNOVI NUKLEARNE FIZIKE -

NOVI SAD 1976

4. W.E. BURCHAM

- NUKLEARNA FIZIKA -

UVOD

(SA FIZIKOM ČESTICA)

NAUČNA KNJIGA, BEOGRAD 1974.

5. EVGENIJE E. MEDJEŠI

- NEUTRONSKA AKTIVACIONA ANALIZA VOJVODANSKOG SUNČOKRETA -

DIPLOMSKI RAD, NOVI SAD 1975.

R.B	BR.KAN.	E [kev]	IZOTOP	$A' \pm \Delta A'$	K	T	ϵ	$A \pm \Delta A [\frac{ros}{s}]$
1.	50	81.7	$^{56}\text{Ba}-133$	$(21.683 \pm 0.407) \cdot 10^3$	32.8	10.54 y	$26.5 \cdot 10^{-3}$	9.798 ± 0.523
2.	61	97.5	$^{64}\text{Gd}-153$	$(2.636 \pm 0.224) \cdot 10^3$	30.1	242 D	$45.5 \cdot 10^{-3}$	0.756 ± 0.074
3.	66	104.7	$^{64}\text{Gd}-153$	$(2.141 \pm 0.211) \cdot 10^3$	21.8	242 D	$55.5 \cdot 10^{-3}$	0.695 ± 0.076
4.	79	123.3	$^{63}\text{Eu}-154$	$(1.226 \pm 0.204) \cdot 10^3$	40.5	8.8 y	$89 \cdot 10^{-3}$	0.133 ± 0.023
5.	82	127.6	$^{45}\text{Rh}-101$	$(0.694 \pm 0.173) \cdot 10^3$	73	3.2 y	$89 \cdot 10^{-3}$	0.041 ± 0.010
6.	109	166.3	$^{58}\text{Ce}-139$	$(18.284 \pm 0.199) \cdot 10^3$	79.9	137.7 D	$51.7 \cdot 10^{-3}$	1.738 ± 0.088
7.	132	199.3	$^{45}\text{Rh}-101$	$(1.233 \pm 0.151) \cdot 10^3$	70.8	3.2 y	$39 \cdot 10^{-3}$	0.175 ± 0.023
8.	186	276.8	$^{56}\text{Ba}-133$	$(0.421 \pm 0.122) \cdot 10^3$	7.29	10.54 y	$26.7 \cdot 10^{-3}$	8.504 ± 0.492
9.	205	304.0	$^{56}\text{Ba}-133$	$(10.068 \pm 0.184) \cdot 10^3$	18.6	10.54 y	$24 \cdot 10^{-3}$	8.859 ± 0.471
10.	242	357.1	$^{56}\text{Ba}-133$	$(28.962 \pm 0.20) \cdot 10^3$	62.3	10.54 y	$20.7 \cdot 10^{-3}$	8.821 ± 0.445
11.	261	384.3	$^{56}\text{Ba}-133$	$(4.170 \pm 0.097) \cdot 10^3$	8.84	10.54 y	$19.3 \cdot 10^{-3}$	9.602 ± 0.529
12.	325	476.1	$^{45}\text{Rh}-102$	$(0.866 \pm 0.070) \cdot 10^3$	94	2.9 y	$15.1 \cdot 10^{-3}$	0.239 ± 0.022
13.	415	605.2	$^{55}\text{Cs}-134$	$(0.975 \pm 0.164) \cdot 10^3$	97.6	2.06 y	$11 \cdot 10^{-3}$	0.356 ± 0.062
14.	433	631.0	$^{45}\text{Rh}-102$	$(0.332 \pm 0.088) \cdot 10^3$	55.5	2.9 y	$10.5 \cdot 10^{-3}$	0.223 ± 0.060
15.	453	659.7	$^{55}\text{Cs}-137$	$(0.382 \pm 0.111) \cdot 10^3$	85.1	30.14 y	$10 \cdot 10^{-3}$	0.176 ± 0.052
16.	479	697.0	$^{45}\text{Rh}-102$	$(0.365 \pm 0.053) \cdot 10^3$	43.2	2.9 y	$9.4 \cdot 10^{-3}$	0.353 ± 0.054

R.B.	BR.KAN	E[kev]	IZOTOP	$A' \pm \Delta A'$	K	T	ϵ	$A \pm \Delta A [\frac{ros}{s}]$
17.	510	741.5	$61\text{Pm}-143$	$(1.921 \pm 0.066) \cdot 10^3$	38.3	265 D	$8.8 \cdot 10^{-3}$	2.239 ± 0.136
18.	527	765.8	$45\text{Rh}-102$	$(0.151 \pm 0.060) \cdot 10^3$	33.8	2.9 Y	$8.5 \cdot 10^{-3}$	0.206 ± 0.082
19.	548	796.0	$55\text{Cs}-134$	$(0.301 \pm 0.043) \cdot 10^3$	85.4	2.06 Y	$8.2 \cdot 10^{-3}$	0.169 ± 0.026
20.	575	834.7	$25\text{Mn}-54$	$(0.765 \pm 0.054) \cdot 10^3$	100	312.5 D	$7.8 \cdot 10^{-3}$	0.385 ± 0.033
21.	619	897.8	$39\text{Y}-88$	$(0.335 \pm 0.042) \cdot 10^3$	94	106.6 D	$7.2 \cdot 10^{-3}$	0.194 ± 0.026
22.	722	1045.5	$45\text{Rh}-102$	$(0.104 \pm 0.041) \cdot 10^3$	33.8	2.9 Y	$6.2 \cdot 10^{-3}$	0.196 ± 0.078
23.	770	1114.4	$45\text{Rh}-102$	$(0.416 \pm 0.049) \cdot 10^3$	18.8	2.9 Y	$5.7 \cdot 10^{-3}$	1.527 ± 0.195
24.	811	1173.2	$27\text{Co}-60$	$(1.043 \pm 0.053) \cdot 10^3$	99.9	5.27 Y	$5.5 \cdot 10^{-3}$	0.745 ± 0.053
25.	882	1275.0	$11\text{Na}-22$	$(0.562 \pm 0.038) \cdot 10^3$	99.9	2.6 Y	$5 \cdot 10^{-3}$	0.442 ± 0.037
26.	922	1332.4	$27\text{Co}-60$	$(0.922 \pm 0.048) \cdot 10^3$	100	5.27 Y	$4.9 \cdot 10^{-3}$	0.739 ± 0.053
27.	1012	1461.5	$19\text{K}-40$	$(0.181 \pm 0.033) \cdot 10^3$	10.7	$1.28 E \cdot 9 Y$	$4.7 \cdot 10^{-3}$	1.413 ± 0.269
28.	1274	1837.2	$39\text{Y}-88$	$(0.022 \pm 0.021) \cdot 10^3$	99.4	106.6 D	$4.5 \cdot 10^{-3}$	0.019 ± 0.019

Tablico II

R.B.	BR.KAN.	E [kev]	IZOTOP	$A \pm \Delta A [\frac{ros}{s}]$	$A_0 \pm \Delta A_0 [\frac{ros}{s}]$	$No_{sr} \pm \Delta No_{sr} [b.c]$	$\beta_{sr} \pm \Delta \beta_{sr} [barn]$
1.	50	81.7	$^{56}\text{Ba}-133$	9.798 ± 0.523	11.671 ± 0.623	$(2.1696 \pm 0.117) \cdot 10^8$	$(8.007 \pm 0.432) \cdot 10^{-2}$
2.	186	276.8	$^{56}\text{Ba}-133$	8.504 ± 0.492	10.129 ± 0.586		
3.	205	304.0	$^{56}\text{Ba}-133$	8.859 ± 0.471	10.552 ± 0.561		
4.	242	357.1	$^{56}\text{Ba}-133$	8.821 ± 0.445	10.507 ± 0.530		
5.	261	384.3	$^{56}\text{Ba}-133$	9.602 ± 0.529	11.437 ± 0.631		
6.	61	97.5	$^{64}\text{Gd}-153$	0.756 ± 0.074	12.193 ± 1.203	$(1.470 \pm 0.153) \cdot 10^7$	$(5.427 \pm 0.566) \cdot 10^{-3}$
7.	66	104.7	$^{64}\text{Gd}-153$	0.695 ± 0.076	11.209 ± 1.238		
8.	79	123.3	$^{63}\text{Eu}-154$	0.133 ± 0.023	0.164 ± 0.028	$(2.748 \pm 0.477) \cdot 10^6$	$(1.013 \pm 0.175) \cdot 10^{-3}$
9.	82	127.6	$^{45}\text{Rh}-101$	0.041 ± 0.010	0.074 ± 0.018	$(11.71 \pm 1.823) \cdot 10^5$	$(4.325 \pm 0.673) \cdot 10^{-4}$
10.	132	199.3	$^{45}\text{Rh}-101$	0.175 ± 0.023	0.312 ± 0.041		
11.	325	476.1	$^{45}\text{Rh}-102$	0.239 ± 0.022	0.452 ± 0.043	$(4.751 \pm 0.857) \cdot 10^6$	$(17.535 \pm 3.164) \cdot 10^{-4}$
12.	433	631.0	$^{45}\text{Rh}-102$	0.223 ± 0.060	0.422 ± 0.114		

RB.	BR.KAN	E [kev]	IZOTOP	$A \pm \Delta A \left[\frac{\text{ros}}{\text{s}} \right]$	$A_0 \pm \Delta A_0 \left[\frac{\text{ros}}{\text{s}} \right]$	$N_{\text{sr}} \pm \Delta N_{\text{sr}} [\text{bc}]$	$\beta_{\text{sr}} \pm \Delta \beta_{\text{sr}} [\text{born}]$
13.	479	697.0	45 Rh - 102	0.353 ± 0.054	0.667 ± 0.102		
14.	527	765.8	45 Rh - 102	0.206 ± 0.082	0.389 ± 0.156	$(4.751 \pm 0.857) \cdot 10^6$	$(17.535 \pm 3.164) \cdot 10^{-4}$
15.	722	1045.5	45 Rh - 102	0.196 ± 0.078	0.370 ± 0.148		
16.	770	1114.4	45 Rh - 102	1.527 ± 0.195	2.883 ± 0.369		
17.	109	166.3	58 Ce - 139	1.738 ± 0.088	230.398 ± 11.781	$(164.817 \pm 8.427) \cdot 10^6$	$(60.811 \pm 3.109) \cdot 10^{-3}$
18.	415	605.2	55 Cs - 134	0.356 ± 0.062	0.872 ± 0.153	$(2.512 \pm 0.424) \cdot 10^6$	$(0.927 \pm 0.156) \cdot 10^{-3}$
19.	548	796.0	55 Cs - 134	0.169 ± 0.026	0.413 ± 0.063		
20.	453	659.7	55 Cs - 137	0.176 ± 0.052	0.187 ± 0.055	$(1.070 \pm 0.318) \cdot 10^7$	$(3.951 \pm 1.175) \cdot 10^{-3}$
21.	619	897.8	39 γ - 88	0.194 ± 0.026	107.407 ± 14.721	$(32.716 \pm 6.991) \cdot 10^6$	$(12.070 \pm 2.579) \cdot 10^{-3}$
22.	1274	1837.2	39 γ - 88	0.019 ± 0.019	10.751 ± 10.531		
23.	575	834.7	25 Mn - 54	0.385 ± 0.033	3.317 ± 0.288	$(5.385 \pm 0.468) \cdot 10^6$	$(1.987 \pm 0.172) \cdot 10^{-3}$

R.B.	BR.KAN	E [kev]	IZOTOP	$A \pm \Delta A [\frac{ros}{s}]$	$A_0 \pm \Delta A_0 [\frac{ros}{s}]$	$N_{osr} \pm \Delta N_{osr}$	$\delta_{sr} \pm \Delta \delta_{sr} [\text{barn}]$
24.	811	1173.2	27 Co - 60	0.745 ± 0.053	1.058 ± 0.075	$(1.052 \pm 0.075) \cdot 10^7$	$(3.883 \pm 0.279) \cdot 10^{-3}$
25.	922	1332.4	27 Co - 60	0.739 ± 0.053	1.049 ± 0.076		
26.	882	1275.0	11 Na - 22	0.442 ± 0.037	0.898 ± 0.076	$(4.429 \pm 0.377) \cdot 10^6$	$(1.634 \pm 0.139) \cdot 10^{-3}$
27.	1012	1461.5	19 K - 40	1.413 ± 0.269	1.413 ± 0.269	$(0.953 \pm 0.181) \cdot 10^{12}$	$(3.516 \pm 0.670) \cdot 10^2$
28.	510	741.5	61 Pm - 143	2.239 ± 0.136	28.373 ± 1.723	$(3.906 \pm 0.237) \cdot 10^7$	$(1.441 \pm 0.087) \cdot 10^{-2}$

BR. IMP.]

12000

11000

10000

9000

8000

7000

6000

5000

4000

3000

2000

1000

Ba-133

81,7

Ca-139

166,3

Ba-133

357,1

Ba-133

504

6d-153

97,5

6d-153

104,7

Eu-154

123,3

Rh-101

127,6

Rh-101

199,3

Ba-133

276,8

Ba-133

384,3

Rh-102

476,1

[ÄRKAUL]

20 40 60 80 100 120 140 160 180 200 220 240 260 280 300 320 340

GRAFIK I

[BR.IMP.]

12000

11000

10000

9000

8000

7000

6000

5000

4000

3000

2000

1000

0

340

360

380

400

420

440

460

480

500

520

540

560

580

600

620

640

660

680

700

[BR.KAVAL]

Pm-143
741,5

Cs-134
- 605,2

Rh-102

631

Cs-137
- 659,7

Rh-102
697

Rh-102
765,8

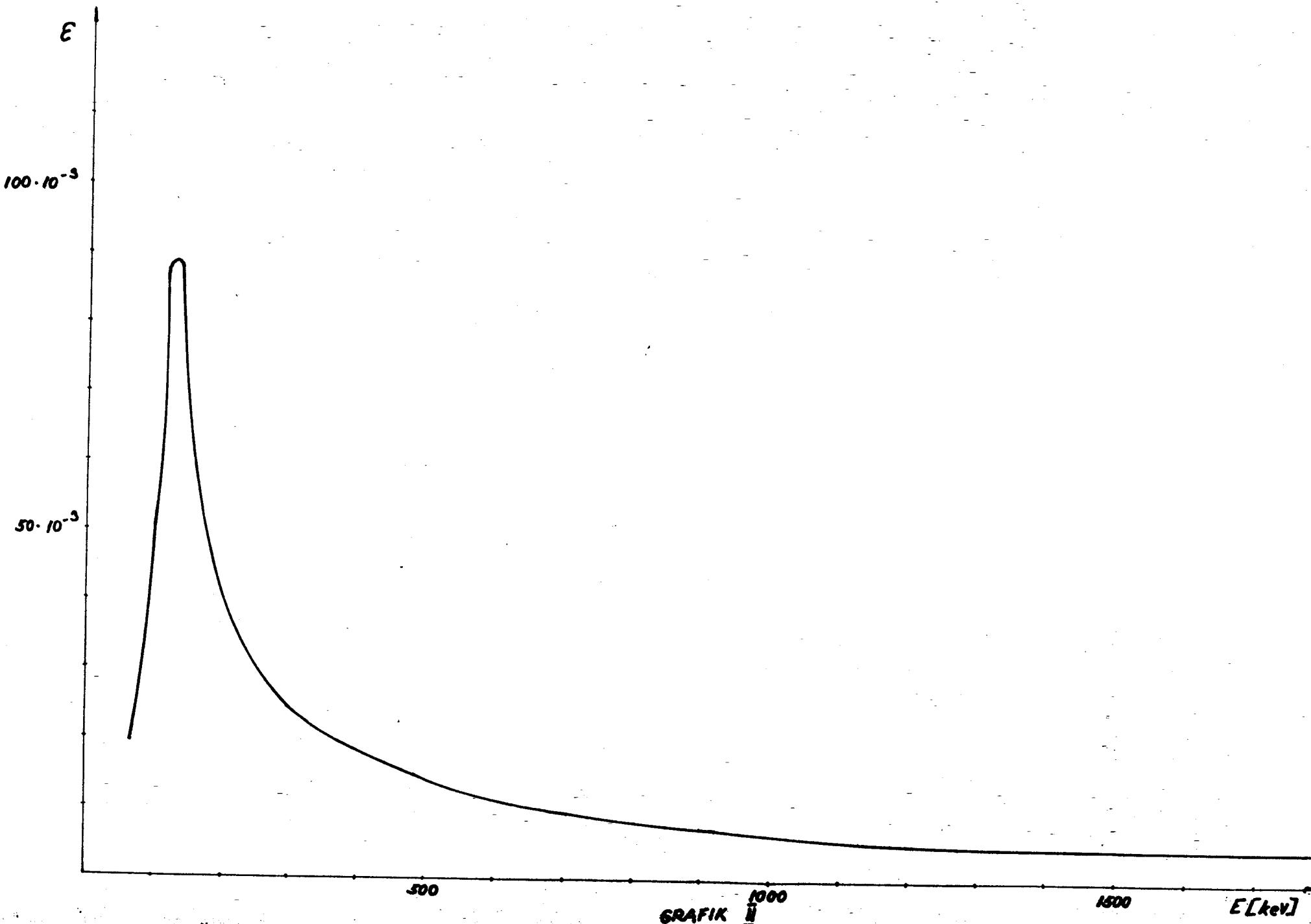
Cs-134

796

Mn-54
834,7

y-88

897,8



GRAFIK II

E [keV]

N_0

10^H

10^{10}

10^9

10^8

10^7

10^6

19 K-40

56 Ba-133

58 Ce-138

39 Y-88

61 Pm-143

27 Cd-60

55 Cs-137

64 Gd-153

11 Na-22

25 Mg-54

45 Rh-102

63 Eu-154

45 Rh-101

55 Cs-134

50

100

150

200

GRAFIK III