

Bikit Ištvan

ODREĐIVANJE ENERGIJE I INTENZITETA GAMA-ZRAKA
NA GERMANIJUMSKOM DETEKTORU

- Diplomski rad - 3

Radjen u Institutu za nuklearne nauke "Boris Kidrič" u Vinči

Zahvaljujem se dr Lazaru Marinkovu koji mi je omogućio postavljanje ovog rada i svojim mnogobrojnim sugestijama doprineo njegovoj realizaciji.

Za savete i neophodna uputstva koje su mi dali u toku snimanja i obrade spektara zahvaljujem se Marku Ninkoviću i Mariji Stojanović.

Takodje se zahvaljujem dr Vladimиру Ajdačiću i Branislavu Petroviću koji su napravili Ge(Li) detektor na kome su vršena sva merenja.

S A D R Ž A J

Strana

I OSNOVNI POJMOVI NUKLEARNE SPEKTROMETRIJE	2
I.1. Osnovne karakteristike spektrometra	2
I.2. Osnovni pojmovi o spektru	4
II POLUPROVODNIČKI SPEKTROMETRI	5
II.1. Mehanizam rada poluprovodničkih detektora	5
II.2. Interakcija gama zračenja sa poluprovodnicima	13
II.3. Statistička širina detektorskog signala	16
II.4. Ge(Li) spektrometar	21
III KALIBRACIJA SPEKTROMETRA	24
III.1. Eksperimentalna oprema	24
III.2. Kalibracija spektrometra na energije	24
III.3. Kalibracija spektrometra na intenzitete	26
IV GAMA SPEKTAR Tb^{160}	31
IV.1. Priprema izvora i snimanje spektra	31
IV.2. Određivanje energije gama prelaza	32
IV.3. Određivanje relativnih intenziteta gama prelaza	32
IV.4. Zaključak	37
REFERENCE	41



U V O D

Veliki broj istraživanja u nuklearnoj fizici je povezan sa merenjem energije i intenziteta zračenja. Sa izmerenim energijama se određuju pobudjeni nivoi jezgra, a upoznavanje intenziteta pojedinih spektralnih linija omogućuje izračunavanje odnosa redukovanih verovatnoća prelaza izmedju nivoa. Do sada su merenja ovih veličina vršena najčešće sa scintilacionim i difrakcionim spektrometrima. Slabo energetsko razlaganje prvog i nedovljna efikasnost drugog instrumenta su međutim onemogućavali dobijanje tačnih i pouzdanih podataka. Zato je veoma značajno nedavno otkriće mogućnosti primene poluprovodničkih kristala u nuklearnoj spektroskopiji. Poluprovodnički spektrometri imaju veoma dobro energetsko razlaganje i za snimanje ne zahtevaju izvore visokih aktivnosti. Ovim kvalitetima oni nadmašuju sve ranije upotrebljivane spektrometre i zbog toga dobijaju sve širu primenu u svim vidovima nuklearne spektroskopije.

U ovom radu izloženi su osnovni principi rada poluprovodničkih brojača sa posebnim naglaskom na njihovoj primeni u gama spektroskopiji i izvršena je kalibracija jednog Ge(Li) detektora da bi se njime mogli meriti intenziteti i energije gama prelaza. Po izvršenoj kalibraciji je sniman i analiziran spektar $Tb-a^{160}$ i dobijeni rezultati su uporedjeni sa postojećim podacima o tom spektru.

I OSNOVNI POJMOVI NUKLEARNE SPEKTROMETRIJE

U nuklearnoj spektrometriji se najvažniji parametri izvora zračenja - emitovane energije i relativni intenziteti pojedinih energetskih prelaza, određuju na taj način što se spektrometrom snima spektar, pa se zatim vrši njegova analiza. Znači rezultati merenja se dobijaju obradom jedne slike, koju daje merni instrument, pa je neophodno da definišemo osnovne karakteristike mernog instrumenta i najvažnije pojmove kojima se merene veličine u instrumentalnoj slici registruju.

I.1. Osnovne karakteristike spektrometra

Osnovne odlike svakog spektrometra su: a) moć razlaganja $D(E)$, b) efikasnost $\xi(E)$ i c) opseg merljivih energija.

a) Moć razlaganja spektrometra. Pri merenju neke nepoznate raspodele emitovanih čestica po energijama $\gamma(E)$ se u instrumentu registruje spektar $\gamma'(E')$ i osnovni problem spektrometrije je nalaženje nepoznate funkcije pomoću spektralne karakteristike instrumenta $K(E, E')$. U najprostijem slučaju kada se meri energija monohromatskog zračenja E , koje u spektrometu stvara čestice energije E' , ove tri veličine su povezane integralnom jednačinom:

$$\gamma'(E') = \int K(E, E') \gamma(E) dE$$

u kome $K(E, E')$ predstavlja verovatnoću da se čestica energije E registruje energijom E' . Znači registrovanje

energije čestice u spektrometru je staticki proces i monoenergetske linije u njemu dobijaju izvesnu širinu. Zato se dve bliske monoenergetske linije ne mogu videti uvek odvojene u spektru.

Moć razlaganja se najopštije definiše tako što se dve linije u spektru smatraju razdvojenim ako su jedna u odnosu na drugu pomerene za polovinu širine linije na polovini maksimuma. Znači širina linije na polovini maksimuma E se može priхватiti kao mera moći razlaganja spektrometra i za energiju E_i se moć razlaganja može definisati kao:

$$D = \frac{E_i}{\Delta E}$$

U praksi se često koristi i recipročna veličina-energetsko razlaganje d , koje se izražava u procentima:

$$d = \frac{\Delta E}{E_i} \cdot 100\%$$

b) Efikasnost spektrometra. Odnos broja registrovanih čestica prema ukupnom broju čestica, koje emituje izvor za isto vreme, se naziva efikasnošću detektora. Ova efikasnost je odredjena sa geometrijskom efikasnošću g (deo fluksa koji pada na detektor) i sa efikasnošću detektovanja ξ (deo čestica koje pri ulazu u detektor bivaju registrovane). Pri merenju gama-zračenja se energija kvanata u brojaču pretvara u energiju nanelektrisanih čestica pa u efikasnost spektrometra ulazi i efikasnost pretvaranja p . Znači u opštem slučaju je efikasnost spektrometra data sa:

$$\xi = \xi \cdot p \cdot g.$$

c) Merni opseg spektrometra. Pošto i energetsko razlaganje i efikasnost spektrometra funkcionalno zavise od energije registrovanih čestica jasno je da svaki spektrometar ima svoj merni opseg u kome može da radi sa zadovoljavajućom tačnošću. Tako je kod poluprovodničkih brojača donja granica merljivih energija odredjena debljinom mrvog sloja brojača i šumom predpojačivača, dok se gornja granica nameće zbog podložnosti kristala radijacionom oštećenju.

I.2. Osnovni pojmovi o spektru

Kao rezultat merenja energetske raspodele čestica u zračenju se dobija slika koja se naziva instrumentalnim spektrom. U njemu svakoj monografskoj grupi čestica odgovara jedna spektralna linijska, koja zbog statističkih fluktuacija emisije i statičkih procesa pri registrovanju ima određen oblik $I(E)$. Broj čestica koje se u jedinici vremena registruju u domenu oblika spektralne linije se naziva intensitetom spektralne linije, i dat je sa:

$$J(E) = \int_{E_1}^{E_2} I(E) d(E)$$

II POLUPROVODNIČKI SPEKTROMETRI

III.1. Mehanizam rada poluprovodničkih detektora

Struktura poluprovodničkih kristala. Kristali silicijuma i germanijuma su izgradjeni na taj način što su četiri periferna elektrona svakog atoma vezana sa elektromima susednog atoma u rešetci i ovako ostvarena kovalentna veza snižava energetske nivoje elektrona.

U idealno čistom kristalu je broj slobodnih elektrona jednak broju slobodnih šupljina, međutim, prisustvo hemijskih nečistoća dovodi do povećanja broja jedne od ovih vrsta nosilaca te možemo razlikovati glavne i manjinske nosioce. Daljnje dodavanje hemijskih primesa povećava koncentraciju glavnih nosilaca i koncentracija glavnih N_g i manjinskih N_m nosilaca se na datoј temperaturi menja po zakonu:

$$N_g \cdot N_m = N_i^2$$

- gde je N_i ravnotežna koncentracija nosilaca u materijalu bezprimesne čistoće.

Znači, na svakoj temperaturi u kristalu postoji određen broj slobodnih elektrona i šupljina i ako su u višku slobodni elektroni kristal je N - tipa, dok je u suprotnom slučaju P - tipa.

Mehanizam provođenja struje kod poluprovodnika.

U poluprovodnicima umesto diskretnih energetskih nivoa atoma imamo energetske zone čije osobine zavise od kolektivnog ponašanja elektrona. Tako razlikujemo provodnu i valentnu zonu koje su razdvojene energetskim procepcem koji

kod poluprovodnika iznosi od 0,01 - 3 eV. Nosioci struje su elektroni u provodnoj zoni i šupljine u valentnoj zoni. Oni u materijalu bezprimesne čistoće nastaju u jednako broju eksitacijom elektrona kroz zabranjenu energetsku zonu. Ovakva provodnost se naziva sopstvenom provodnošću i može da se uspostavi samo na višim temperaturama. Ako se u kristal ugrade donori, (elementi V-A grupe periodičnog sistema) ili akceptori (elementi III - A grupe) elektrona oni mogu da daju dodatne elektrone i šupljine te na nižim temperaturama preovladjuje provodjenje omogućeno njihovom aktivacijom (Sl. 1).

Energetski nivoi poluprovodnika (valentna i provodna zona, donorski i akceptorski nivoi) su popunjeni elektronima prema Fermi - Dirac-ovoj statistici, pa je deo svih stanja koja su ispunjena elektronima i imaju energiju E dat Fermi - Dirac-ovom funkcijom raspodele:

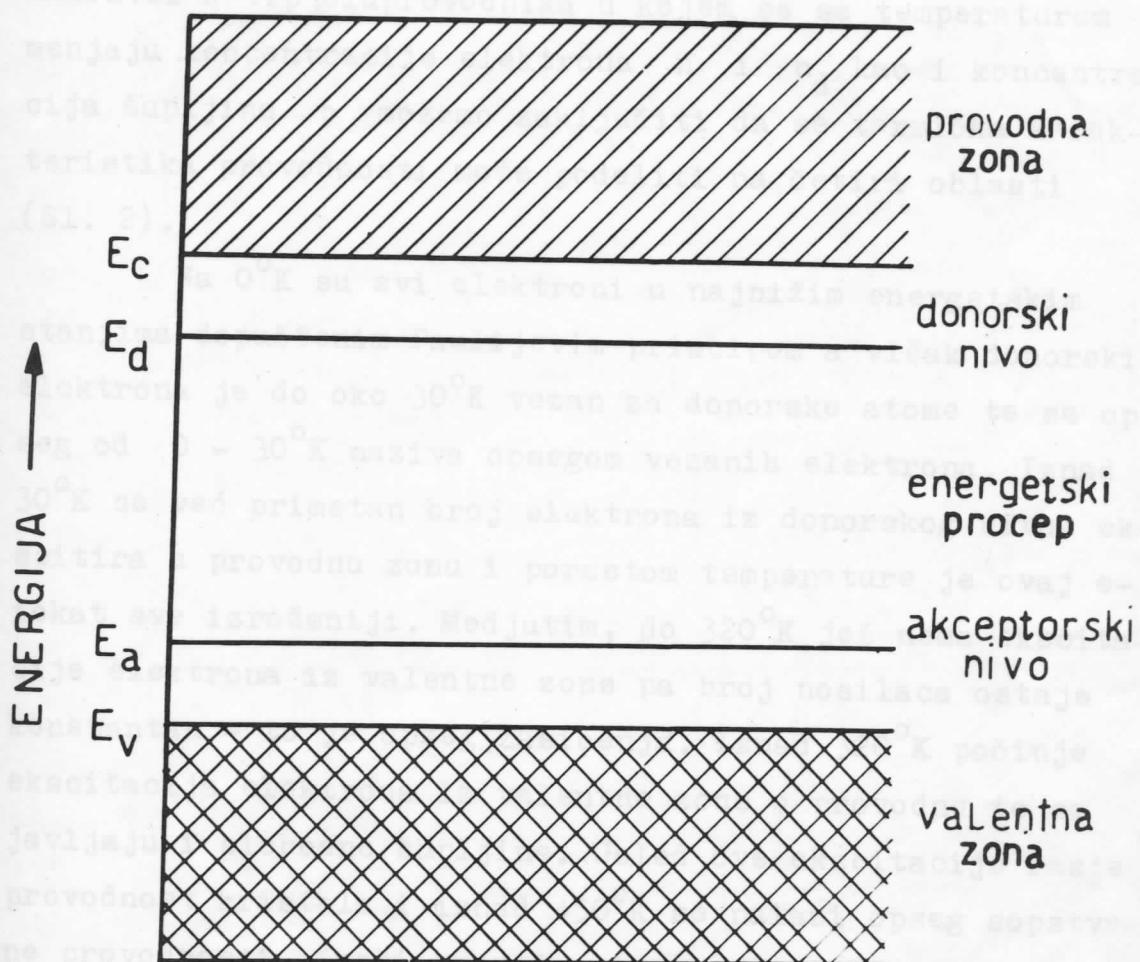
$$f_n = \frac{1}{\frac{e^{-\frac{E-E_f}{kT}}}{e^{+1}}}$$

Sa šupljinama je zaposednut deo stanja:

$$f_p = 1-f_n = \frac{1}{\frac{e^{-\frac{E_f-E}{kT}}}{e^{+1}}}$$

- E_f - Fermijev nivo (nivo energije za koju verovatnoća da bi bila zaposednuta jednim elektronom iznosi 0,5).

Koristeci ovu oznakomku je energija i broje donorskih ili akceptornih atomja se može naci. Temperaturna zavisnost koncentracije nosilaca u pojedincim zonama. Povećavajući N-tin akceptorima u telu se smanjuje temperatura i koncentracija donora.



Uzete su temperaturose i kod nekih kristala kao da pr. kod Slike 1.

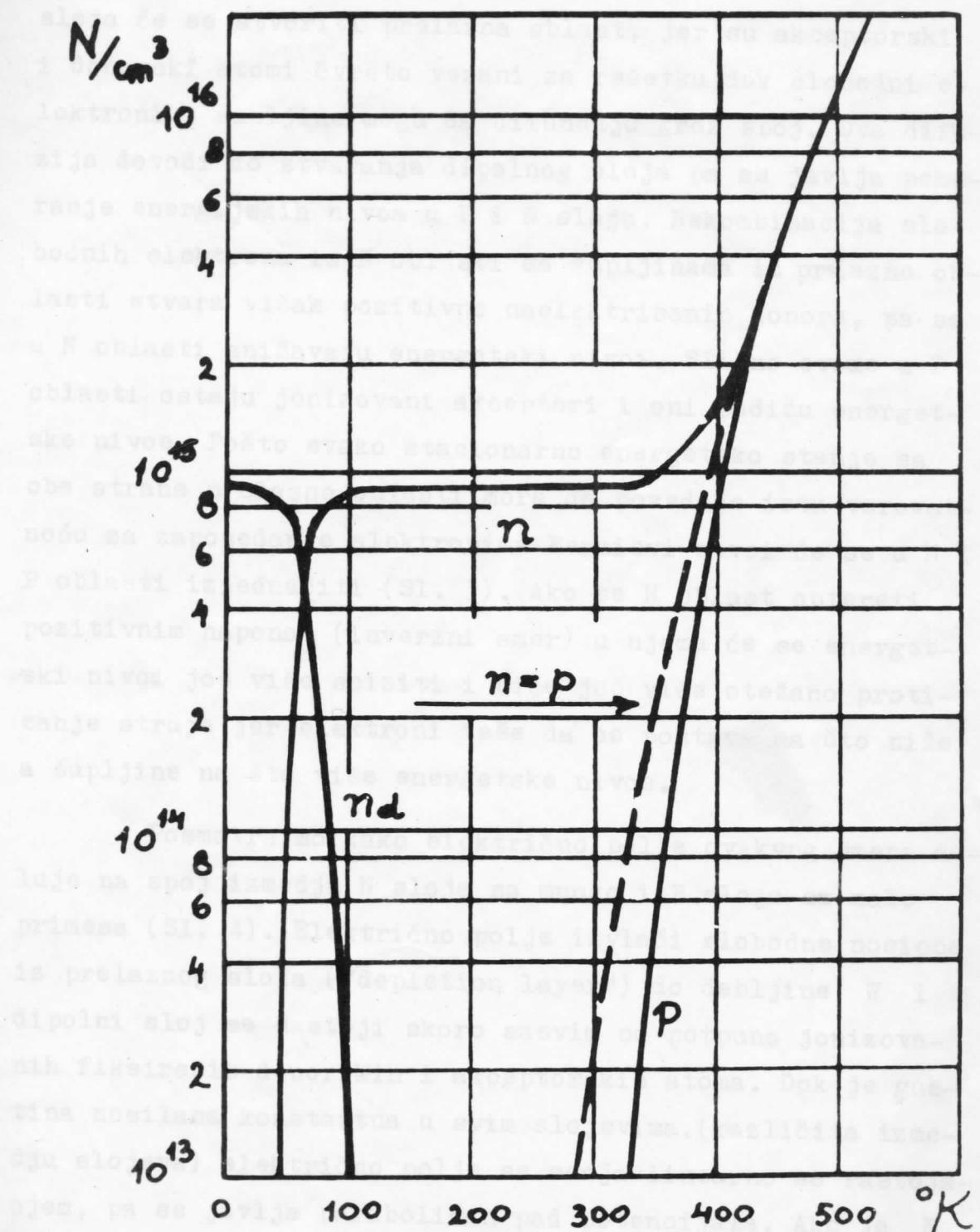
Energetski nivoi poluprovodnika

brojda. Praktično se svaka primena poluprovodnika bazira na postojanju diskontinuiteta između njihova poluprovodničkih različitih osobina. Ako se u jednom delu kristala u rešetku unese donor i u drugom delu akceptor između te dve

Koristeći ovu statistiku iz energije i broja donorskih ili akceptorskih stanja se može naći temperatur-zavisnost koncentracije nosilaca u pojedinim zonama. Posmatravši N-tip poluprovodnika u kojem se sa temperaturom menjaju koncentracije elektrona n i n_d kao i koncentracija šupljina p možemo zaključiti da se termička karakteristika provodnosti može podeliti na četiri oblasti (Sl. 2).

Na 0°K su svi elektroni u najnižim energetskim stanjima dopuštenim Paulijevim principom a višak donorskih elektrona je do oko 30°K vezan za donorske atome te se opseg od $0 - 30^{\circ}\text{K}$ naziva opsegom vezanih elektrona. Iznad 30°K se već primetan broj elektrona iz donorskog nivoa eksitira u provodnu zonu i porastom temperature je ovaj efekat sve izraženiji. Međutim, do 320°K još nema eksitacije elektrona iz valentne zone pa broj nosilaca ostaje konstantan - to je opseg zasićenja. Iznad 320°K počinje eksitacija elektrona iz valentne zone u provodnu te se javljaju i slobodne šupljine. Usled ove eksitacije raste provodnost kristala i iznad 450°K se nalazi opseg sopstvene provodnosti. Znači provodnost poluprovodničkih kristala raste sa temperaturom i kod nekih kristala kao na pr. kod Ge zbog relativno niskog procepa od $0,66 \text{ eV}$ već na sobnoj temperaturi dovodi do neželjenog šuma.

P - N spoj kao osetljiva oblast poluprovodničkog brojača. Praktično se svaka primena poluprovodnika bazira na postojanju diskontinuiteta izmedju slojeva poluprovodnika različitih osobina. Ako se u jednom delu kristala u rešetku unesu donori a u drugom delu akceptorji izmedju ta dva

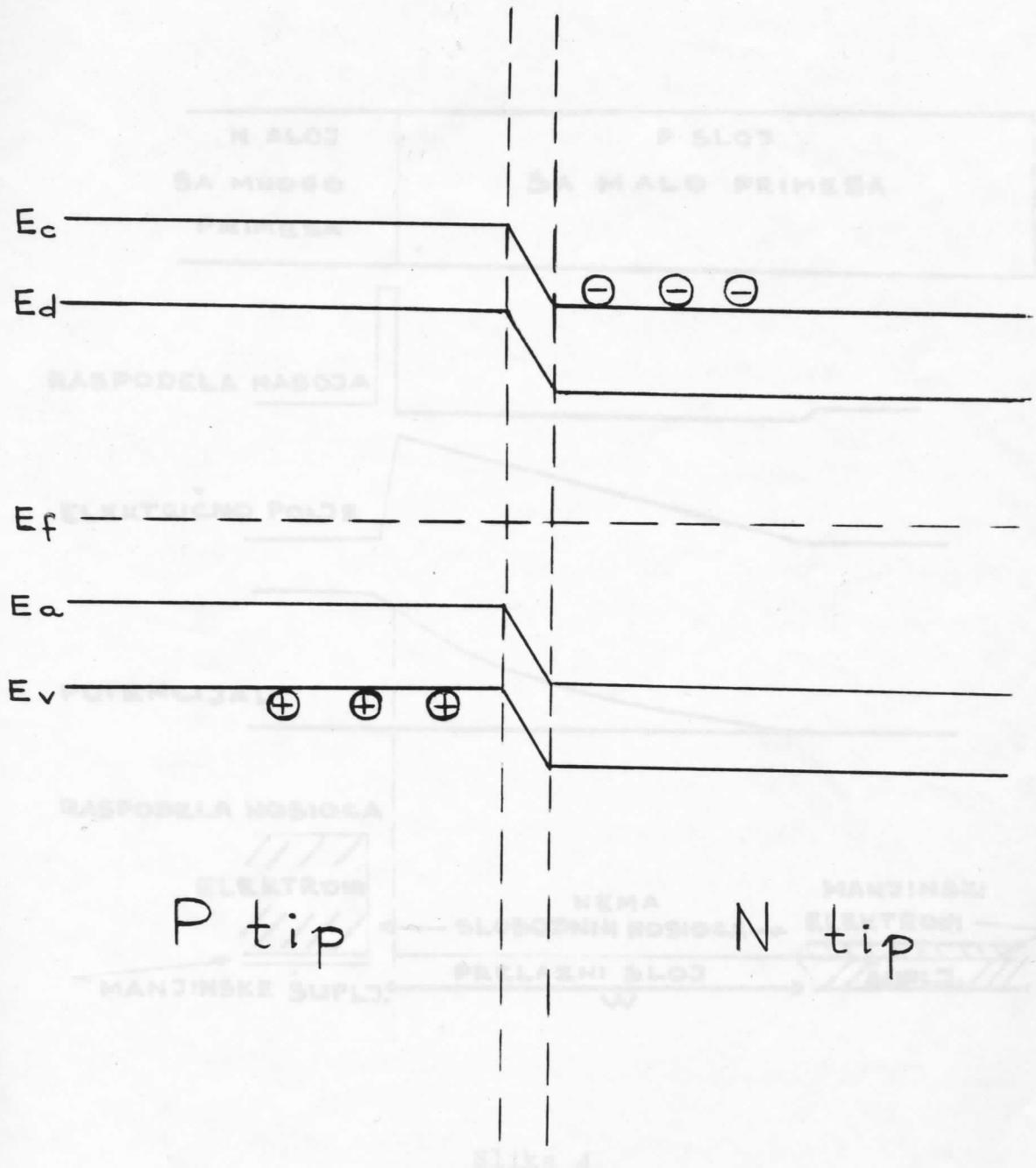


Slika 2.

Temperaturska zavisnost koncentracije nosioca u poluprovodniku N-tipa

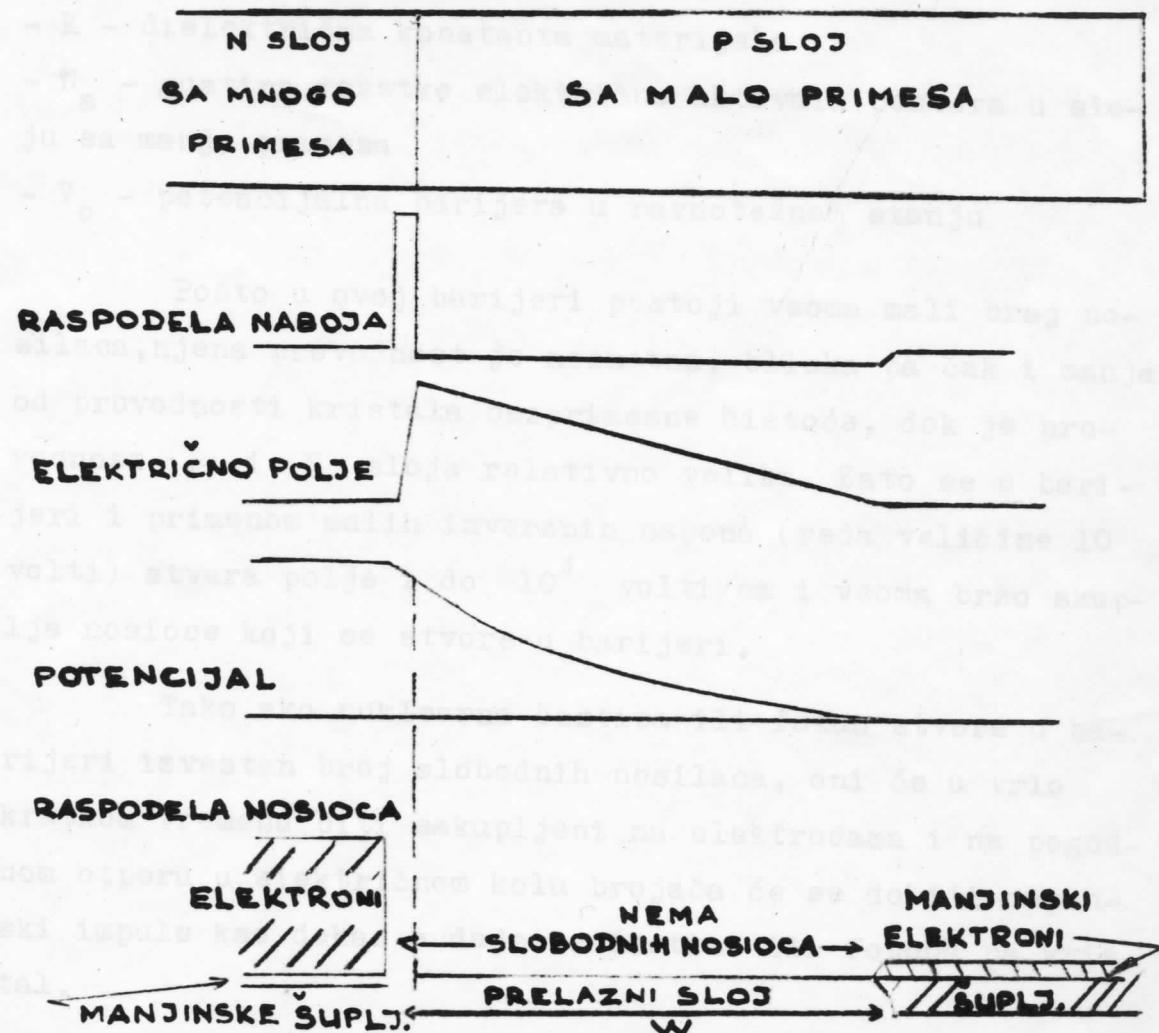
sloja će se stvoriti prelazna oblast, jer su akceptorski i donorski atomi čvrsto vezani za rešetku dok slobodni elektroni i šupljine mogu da difunduju kroz spoj. Ova difuzija dovodi do stvaranja dipolnog sloja pa se javlja pomeranje energijskih nivoa u P i N sloju. Rekombinacija slobodnih elektrona iz N oblasti sa šupljinama iz prelazne oblasti stvara višak pozitivno nanelektrisanih donora, pa se u N oblasti snižavaju energetski nivoi. Slično ovome u P oblasti ostaju jonizovani akceptor i oni podižu energetske nivoe. Pošto svako stacionarno energetsko stanje sa obe strane prelazne oblasti mora da poseduje istu verovatnoću za zaposedanje elektronima Fermievi nivoi će se u N i P oblasti izjednačiti (Sl. 3). Ako se N oblast optereti pozitivnim naponom (inverzni smer) u njemu će se energetski nivoi još više sniziti i biće još više otežano proticanje struje jer elektroni teže da se postave na što niže a šupljine na što više energetske nivoe.

Posmatrajmo kako električno polje ovakvog smera deluje na spoj izmedju N sloja sa mnogo i P sloja sa malo primesa (Sl. 4). Električno polje izvlači slobodne nosioce iz prelaznog sloja ("depletion layer") do debljine W i dipolni sloj se sastoji skoro sasvim od potpuno jonizovanih fiksiranih donorskih i akceptorskih atoma. Dok je gustina nosilaca konstantna u svim slojevima, (različita izmedju slojeva) električno polje se menja linearno sa rastojanjem, pa se javlja paraboličan pad potencijala. Ako je N sloj jako bogat primesama ceo pad potencijala se javlja u P sloju. U ovom slučaju, koji se skoro uvek javlja kod poluprovodničkih detektora, je debljina barijere W data sa:



Slika 3.

Energetski dijagram P-N spoja



Slika 4.

Inverzno opterećen P-N spoj

$$W = \frac{K(V+V_o)^{1/2}}{2\pi q N_a}$$

- K - dielektrična konstanta materijala
- N_a - gustina rešetke električno aktivnih centara u sloju sa manje primesa
- V_o - potencijalna barijera u ravnotežnom stanju

Pošto u ovoj barijeri postoji veoma mali broj nosilaca, njena provodnost je neznatna, bliska pa čak i manja od provodnosti kristala bezprimesne čistoće, dok je provodnost P i N sloja relativno velika. Zato se u barijeri i primenom malih inverznih napona (reda veličine 10 volti) stvara polje i do 10^4 volti/cm i veoma brzo skuplja nosioce koji se stvore u barijeri.

Tako ako nuklearna čestica ili foton stvore u barijeri izvestan broj slobodnih nosilaca, oni će u vrlo kratkom vremenu biti sakupljeni na elektrodama i na pogodnom otporu u električnom kolu brojača će se dobiti naponski impuls kao dokaz o dejstvu čestice ili fotona na kristal.

II.2. Interakcija gama zračenja sa poluprovodnicima

Gama zraci interaguju sa materijom preko fotoelektričnog efekta, komptonovog rasejanja i proizvodnje parova.

Fotoelektrični efekat. U fotoefektu gama kvant energije E interaguje sa atomom apsorbera na taj način što svu energiju predaje jednom elektronu (obično na unutrašnjim ljkuskama) te se elektron oslobadja i dobija kinetičku energiju:

$$E_{\beta} = E_{\gamma} - E_b$$

- E_b - vezivna energija elektrona.

U ovom procesu se gubi incidentni foton, ali pri ispunjavanju upražnjenog mesta u ljesici se emituju X zraci ukupne energije E_b . Po Heitler-u za energije iznad K-ljuske koeficijent fotoelektrične absorpcije ima vrednost:

$$\sigma_{\text{fot.}} \approx 10^{-33} N Z^5 E^{-3,5} \text{ cm}^{-1}$$

pa se vidi da raste vrlo brzo sa rednim brojem absorbera Z i da opada sa energijom gama kvanata. Zbog toga je na pr. u silicijumu fotoefekat izražen samo do 100 Kev-a.

Komptonov efekat. Kompton je interakciju elektromagnetskog zračenja i slabo vezanog elektrona tretirao kao elastičan sudar izmedju fotona i slobodnog elektrona i pokazao je da je energija rasejanog fotona E' data sa formulom:

$$E' = \frac{E_{\gamma}}{1 + (1 - \cos\theta) \frac{E_{\gamma}}{mc^2}}$$

- θ - je ugao rasejanja incidentnog fotona.

Pri sudaru se energija raspodeljuje na rasejani foton i uzmaknuti elektron pa elektron dobija energiju:

$$E_p = E_{\gamma} - E'$$

Energija elektrona može imati sve vrednosti od nule do maksimalne:

$$E_{\gamma}^{\text{max}} = \frac{2 E_{\gamma}^2}{mc^2 + 2 E_{\gamma}}$$

koju dostiže kad se foton raseje unazad ($\theta = 180^\circ$). Klein i Nishina su pokazali da za energije $E_{\gamma} > 1$ Mev absorpcioni koeficijent za ovaj proces ima vrednost:

$$\sigma_{\text{kompt.}} \approx 1,25 \cdot 10^{-25} \frac{N \cdot Z}{E_{\gamma}} \left[\ln\left(\frac{2E_{\gamma}}{mc^2}\right) + \frac{1}{2} \right]^{-1}$$

tj., da je proporcionalan elektronskoj gustini NZ i da o pada sa E_{γ} .

Par efekat. Ako je energija gama kvanta veća od energije mirovanja elektrona ipozitrona, od 1,02 Mev-a, može u polju neke čestice (najčešće jezgra) da se kreira par elektron - pozitron. Pri ovom procesu gama kuant nestaje i višak energije se javlja kao kinetička energija nastalog para:

$$E_{\text{kin.}} = E_{\gamma} - 1,02 \text{ Mev}$$

Za nešto višlje energije od pruga je absorpcioni koeficijenat za par efekat dat sa:

$$\sigma_{\text{par}} \approx NZ^2 (E_{\gamma} - 2mc^2)$$

dok na višim energijama zavisnost od energije postaje logaritamska:

$$\sigma_{\text{par.}} \approx NZ^2 \ln E_{\gamma}$$

Preko ovih procesa poluprovodnik absorbuje izvestan broj gama kvanata iz inicijalnog snopa, te će početni intenzitet snopa I_0 posle prolaska kroz sloj absorbera debljine x opasti na:



$$I = I_0 e^{-\sigma x}$$

Ukupni absorpcioni koeficijent σ je definisan kao:

$$\sigma = \sigma_{\text{foto}} + \sigma_{\text{kompt.}} + \sigma_{\text{par}}$$

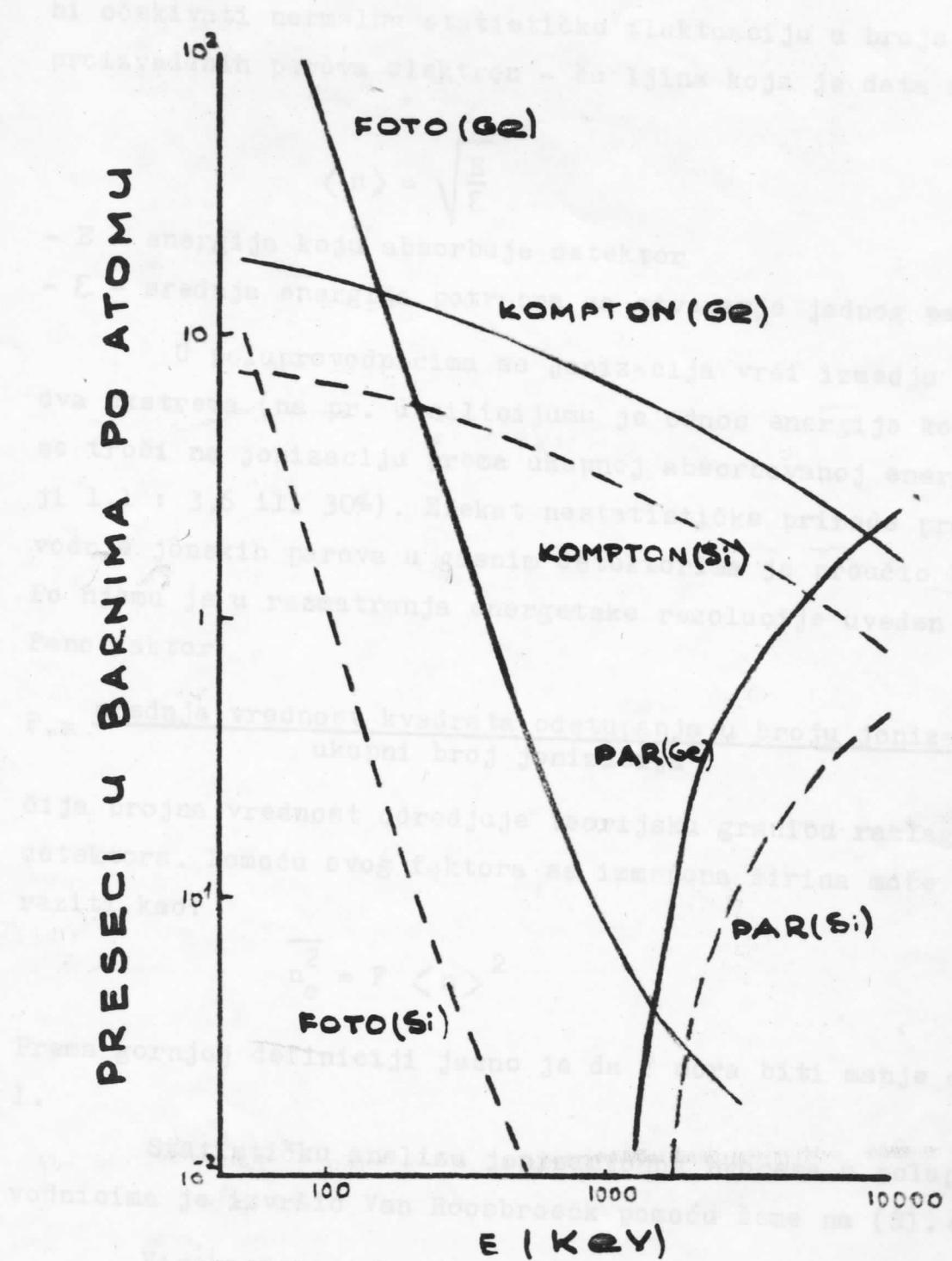
Energetska zavisnost absorpcionih koeficijenata (preseka) za Ge i Si je prikazana na (Sl. 5).

II.3. Statistička širina detektorskog signala

U spektrometriji nuklearnih čestica se amplituda impulsa koristi kao mera energije upadne čestice. Zbog uticaja raznih faktora se u detektoru sve monoenergetske čestice ne registruju istom amplitudom, te spektralna linija dobija izvesnu širinu. Kako je za pouzdano određivanje spektralnih linija neophodno što bolje razlaganje od interesa je da razmotrimo koji faktori utiču na širinu linija.

Neki od tih faktora su pod kontrolom eksperimentatora (brzina brojača, optimalne vremenske konstante pojачavača) drugi su polufundamentalne prirode (električni šumovi) dok stvarno osnovno ograničenje energetskom razlaganju postavlja statistika stvaranja nanelektrisanih čestica u detektoru, i nju ćemo detaljnije razmotriti.

Kad bi se ceo energetski gubitak nuklearnih čestica ili gama kvanata trošio na ionizaciju signali monohromatskog zračenja ne bi pokazivali fluktuacije. Ako bi se pak njihova energija trošila većinom na termalno zagrevanje rešetke i ako bi verovatnoća ionizujućeg sudara bila daleko manja od verovatnoće termalnog procesa mogli



Slika 5.

Energetska zavisnost preseka za foto, kompton i par efekat u germanijumu i silicijumu

bi očekivati normalnu statističku fluktuaciju u broju proizvedenih parova elektron - šunljina koja je data sa:

$$\langle n \rangle = \sqrt{\frac{E}{\Sigma}}$$

- E - energija koju absorbuje detektor
- Σ - srednja energija potrebna za stvaranje jednog para

U poluprovodnicima se jonizacija vrši izmedju ova dva ekstrema (na pr. u silicijumu je odnos energije koja se troši na jonizaciju prema ukupnoj absorbovanoj energiji 1,1 : 3,6 ili 30%). Efekat nestatističke prirode proizvodnje jonskih parova u gasnim detektorima je proučio Fano. Po njemu je u razmatranju energetske rezolucije uveden tzv. Fano faktor:

$$F = \frac{\text{srednja vrednost kvadrata odstupanja u broju jonizacija}}{\text{ukupni broj jonizacija}}$$

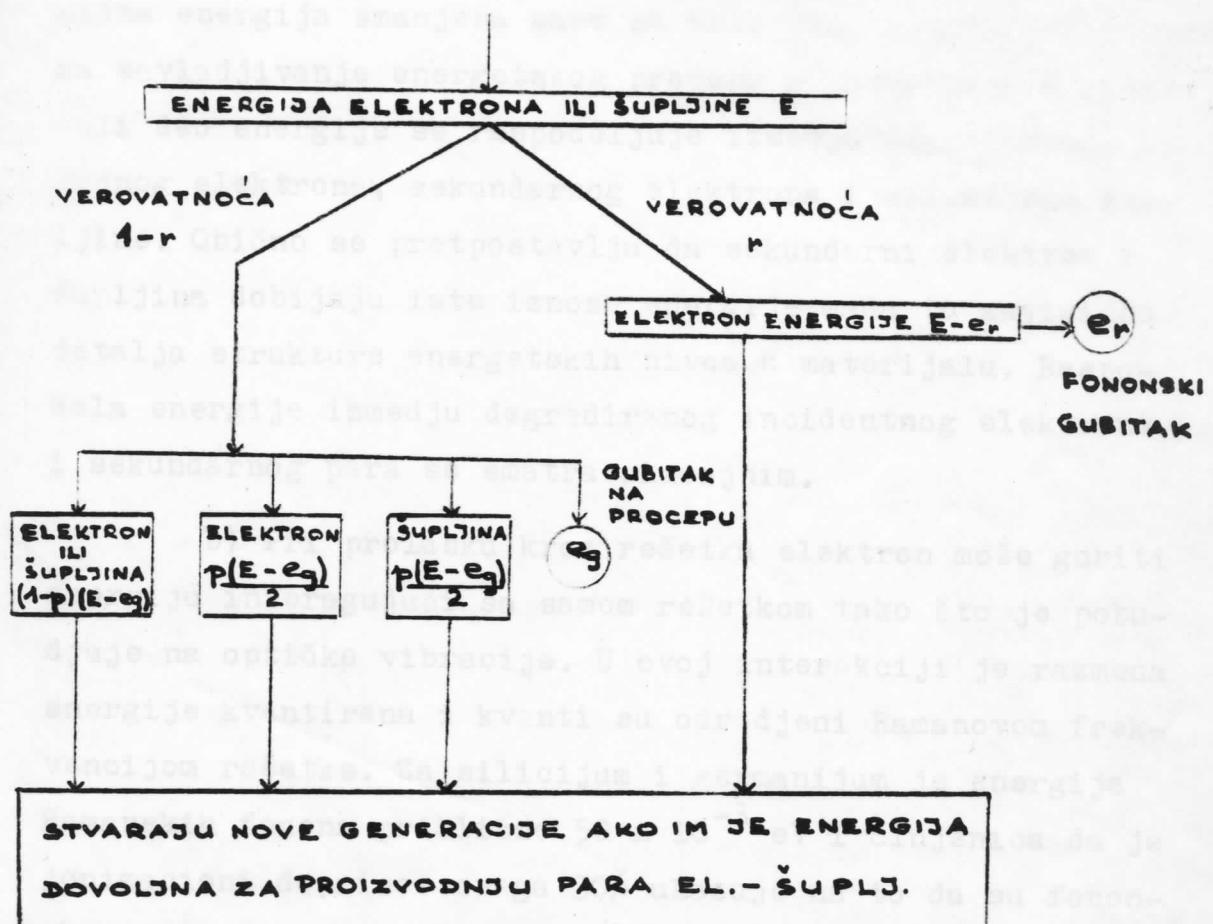
čija brojna vrednost određuje teorijsku granicu razlaganja detektora. Pomoću ovog faktora se izmerena širina može izraziti kao:

$$\overline{n_0^2} = F \langle n \rangle^2$$

Prema gornjoj definiciji jasno je da F mora biti manje od 1.

Statističku analizu jonizacionog procesa u poluprovodnicima je izvršio Van Roosbroeck pomoću šeme na (Sl. 6).

Visokoenergetska ionizujuća čestica (ili elektron proizведен gama kvantom) stvara sekundarne elektrone niže energije koji proizvode daljnje elektrone nižih energija sve dok im energija ne opadne ispod vrednosti koja je potrebna za stvaranje para. Energetski gubitci u ovom lančanom procesu mogu imati tri vida:



Slika 6.

Dijagramski prikaz procesa gubljenja energije u poluprovodniku

e_F = Ramanova fononska energija rešetke

e_g = energetski procep materijala

p = proizvoljna vrednost od 0 do 1

a) Jedan elektron može predati elektronu u rešetci potrebnu energiju da se ovaj prebaci u provodnu zonu i stvori šupljinu u osnovnoj zoni. U ovom slučaju je prvo-bitna energija smanjena samo za mali deo, koji je potreban za savladjivanje energetskog procepa u materijalu i preostali deo energije se raspodeljuje izmedju degradiranog upadnog elektrona, sekundarnog elektrona i sekundarne šupljine. Obično se pretpostavlja da sekundarni elektron i šupljina dobijaju iste iznose energije mada to zavisi od detalja strukture energetskih nivoa u materijalu. Raspodela energije izmedju degradiranog incidentnog elektrona i sekundarnog para se smatra slučajnim.

b) Pri prolasku kroz rešetku elektron može gubiti energiju interagujući sa samom rešetkom tako što je pobudjuje na optičke vibracije. U ovoj interakciji je razmena energije kvantirana i kvanti su određeni Ramanovom frekvencijom rešetke. Za silicijum i germanijum je energija Ramanskih fonona približno 50×10^{-3} eV i činjenica da je jonizacioni doprinos svega 30% ukazuje na to da su fononski sudari mnogo češći od jonizujućih.

c) Mnogi elektroni veoma niskih energija koji nastaju pri kraju lančanog procesa, pošto nemaju dovoljno energije da izazovu sekundarne ionizacije, moraju preostali deo energije izgubiti preko termičkih gubitaka rešetke.

Koristeći ovaj model Van Roosbroeck je dobio sledeći izraz za fanofaktor:

$$F = \left(1 - \frac{2,2 \frac{E_i}{\epsilon}}{\epsilon}\right)^2 + 0,14 \frac{\frac{E_i}{\epsilon}^2}{\epsilon^2}$$

- E_i - prag za stvaranje para elektron-šupljina, približno jednak širini energetskog procepa E_g
- - srednja energija potrebna za stvaranje jednog para.

Iz ove formule se za Fano faktor germanijuma dobija vrednost 0,32 koja se dobro slaže sa eksperimentalnom vrednošću od $0,30 \pm 0,03$ koju su odredili Sven Antman i Don Landis /4/. Znači možemo smatrati da je proces ionizacije u poluprovodnicima dobro reprezentovan ovim modelom.

II.4. Ge(Li) spektrometar

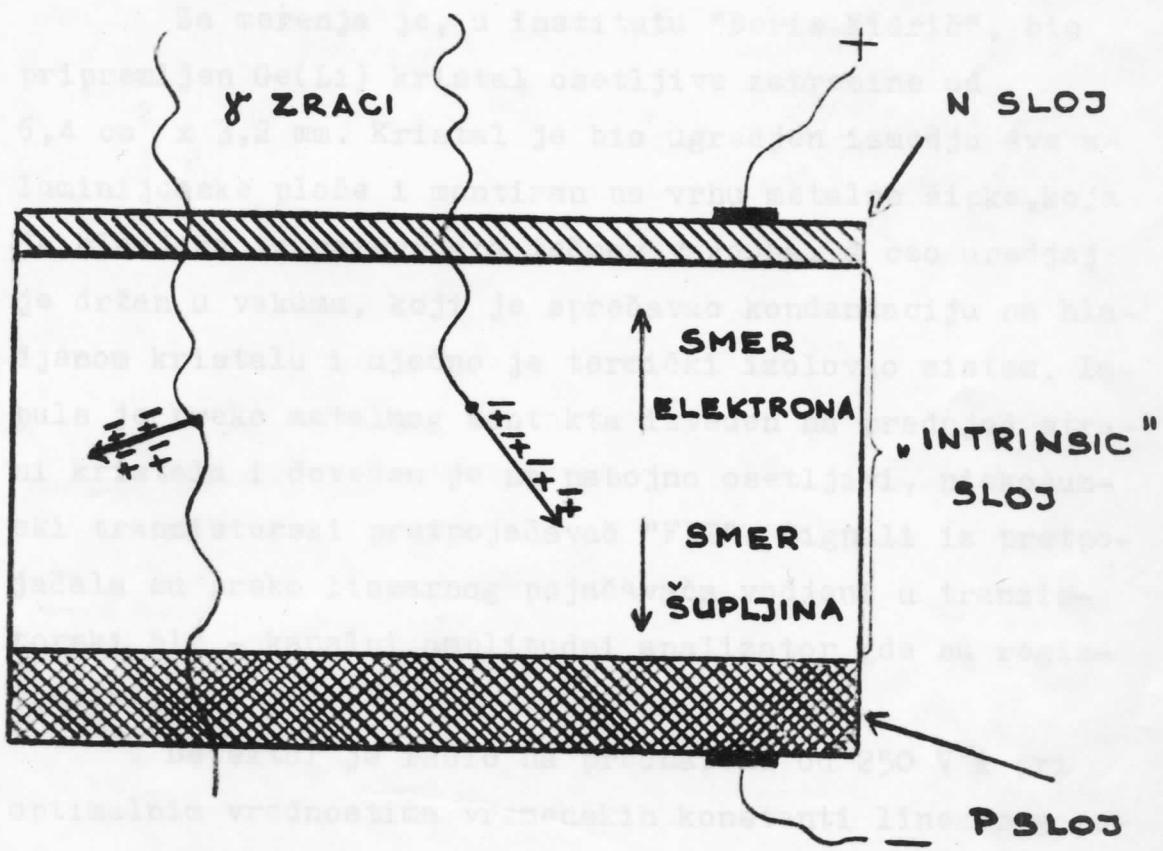
a) P-I-N spoj. Efikasnost poluprovodničkih brojača zavisi od zapremine osetljive oblasti i dobijanje dubljih barijera je osnovni problem pri njihovoj izradi. Dublje barijere se mogu dobiti smanjenjem gustine električno-aktivnih centara u sloju sa manje primesa, (tj. povećanjem otpora u tom sloju) i povećanjem primjenjenog napona. Ako su debljine slojeva pogodne ovim postupcima je moguće prelaznu oblast proširiti do te mere da dostigne metalni kontakt na kristalu. Tada se elektroni iz kristala injektuju u kontakt što dovodi do veoma jake struje kroz kristal. Da bi se ovo sprečilo napravljeni su kristali u kojima pre metalnog kontakta postoji još jedan P-sloj sa mnogo primesa. Ovakav spoj se dosta nekorektno naziva P-I-N spojem, jer izmedju P i N slojeva nemamo besprimesnog "intrinsic" sloja već samo sloj, koji ima osobine kristala bezprimesne ciste.

b) Drift litijuma u germanijumu. Praktično je u germanijumu P-I-N spoj ostvaren primenom "drifta litijuma".

Ovaj proces je zasnovan na činjenici da primenom inverz-
nog napona na P - N spoj na dovoljno visokoj temperaturi
dolazi do usmerenog kretanja "drifta" primesnih jona u
električnom polju. Ako se temperatura pri tome izabere ta-
ko da pokretljivost driftujuće primeće bude jače izražena
od termalne difuzije, može se dobiti oblast koja je veoma
fino kompenzovana suprotnim primesama. Litijum u germani-
jumu daje donorske nivoe, te se pri izradi ovakvih broja-
ča prvo koristi difuzija litijuma u kristal P - tipa radi
dobijanja P - N strukture pa se posle vrši proces drifta
radi dobijanja P - I - N spoja. Ovakvim procesom je mogu-
će ostvariti kompenzovane slojeve do nekoliko milimetara,
što uz dovoljno velike polazne kristale rezultuje velikom
osetljivom zapreminom i omogućuje primenu ovih Ge(Li) kris-
tala u gama spektroskopiji sa solidnom efikasnošću.

III. KALIBRACIJA I DOKTORAT

III.1. Detektori za γ zrake



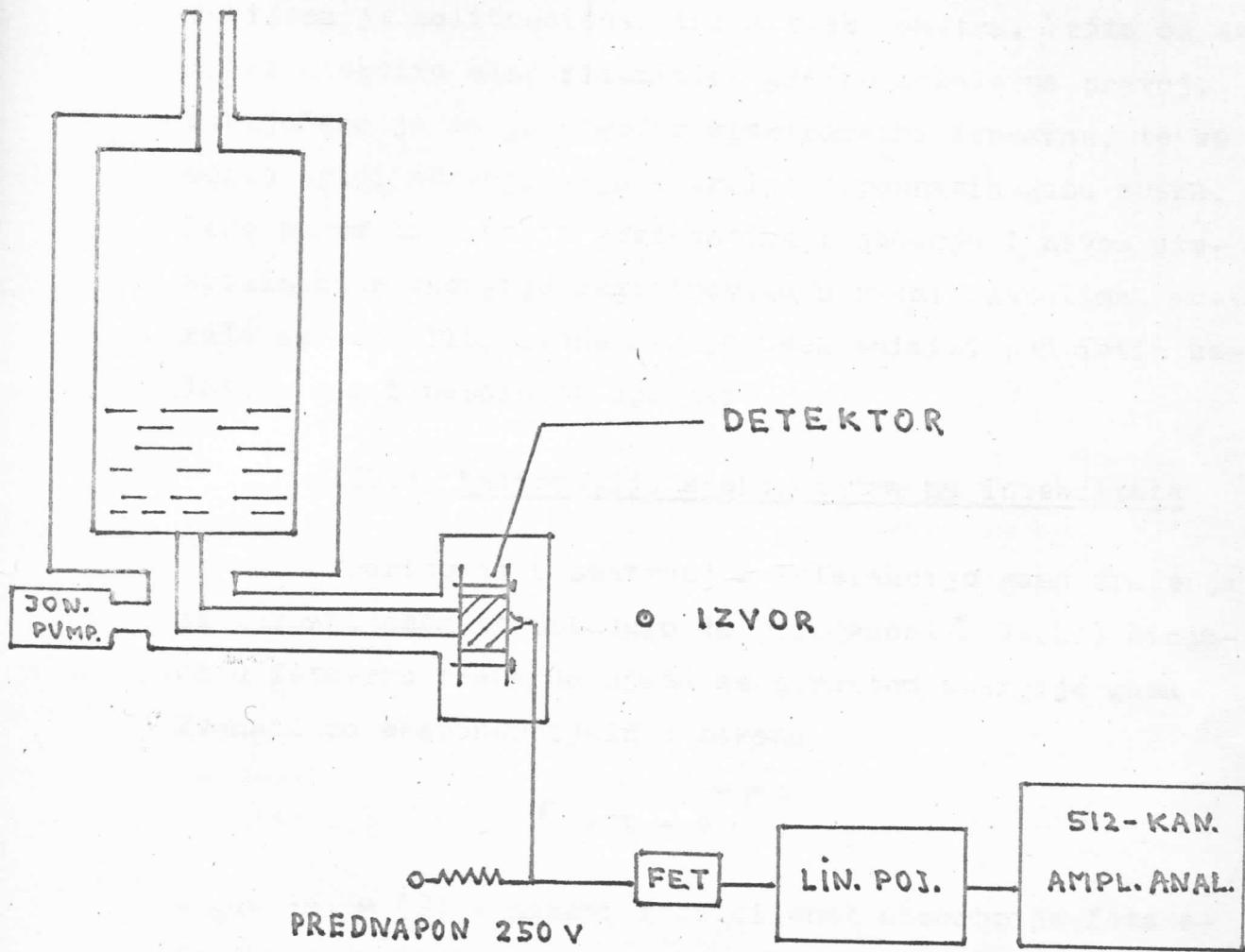
Slika 7..

Detektori za γ zrake (izvor: iz Sli. 3).

Šematski dijagram Ge(Li) detektora

III.2. Kalibracija spektrometra na energije

Energetska kalibracija spektrometra je vršena sa manje spektrala standardnih izvora. Koristi su sljedeći izvori: Ba^{133} , koji emisija gama kvanta energije 351, 273, 302, 356 i 385 KeV-a; Ru^{107} sa intenzivnim gama prelazom od 570 KeV-a i Co^{60} sa energijama od 1173 i 1330 KeV-a. Uverljivo utvrđenje je na spektro kalibracionog izvora



ŠEMA MERNOG UREĐAJA

Slika 8.

odabrana proizvoljna energetska skala i obeležene su vrednosti pojedinih linija. Spajanjem tako određenih tačaka dobijena je kalibraciona linija spektrometra. Pošto su sve tačke u okviru eksperimentalne greške ležale na pravoj, zaključeno je da je odgovor spektrometra linearan, te se moglo prići određivanju energije nepoznatih gama zraka. Kako su se pri raznim vrednostima pojačanja i nivoa diskriminacije energije registrovale u raznim kanalima, morale su se kalibracione linije uvek snimati pod istim uslovima kao i nepoznati spektar.

III.3. Kalibracija spektrometra na intenzitete

Teorijskim razmatranjem interakcije gama zračenja sa germanijumom se pokazalo da efikasnost ϵ Ge(Li) brojača u fotovrhу treba da opada sa porastom energije gama kvanata po eksponencijalnom zakonu:

$$\epsilon = 1 - e^{-\mu x}$$

- gde je μ (Σ) - maseni koeficijent absorbcije foto efektom u germanijumu, a
- $x = \rho \cdot d$ - gde je ρ - gustina germanijuma, dok je d - debljina osetljivog sloja brojača.

Iz ove formule je, korišćenjem tabuliranih vrednosti masenog koeficijenta absorbcije na raznim energijama, izračunata teorijska kriva efikasnosti u fotopiku, korištenog brojača.

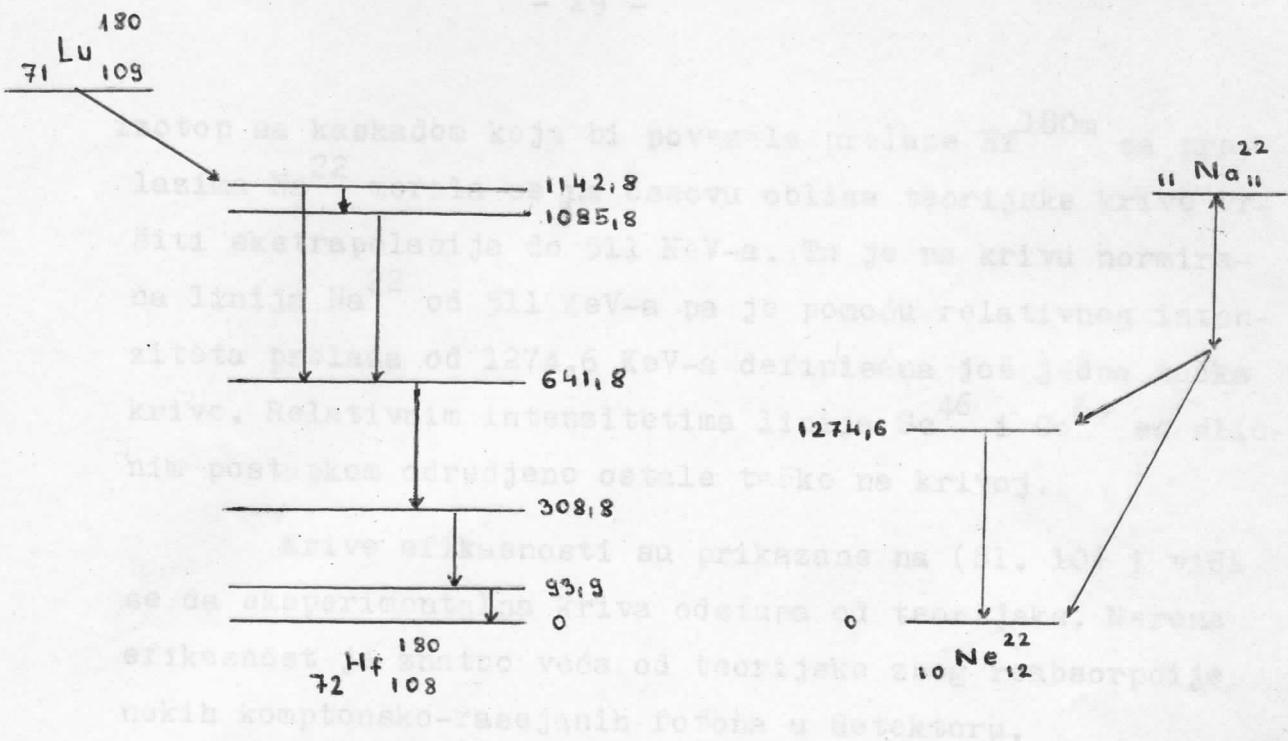
Energetska zavisnost efikasnosti brojača eksperimentalno se najtačnije određuje pomoću kalibriranih izvora, koji emituju gama zrake poznatog intenziteta. Pošto ovako

kalibriranih izvora nije bilo u Laboratoriji, morala se kriva efikasnosti spektrometra odrediti na drugi način, korišćenjem izvora koji zrače više gama-kvanata u kaskadi.

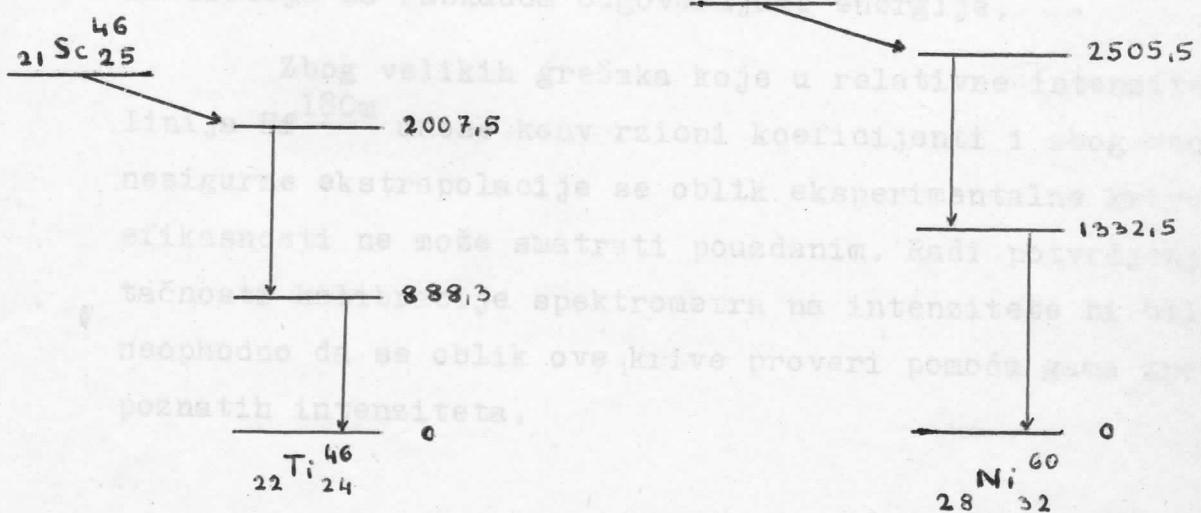
Gama prelazi koji se emituju u kaskadi bez grananja su istog intenziteta, ali se, zbog promene efikasnosti brojača za razne energije kaskade, u spektru registruju sa raznim intenzitetima. Ova činjenica je omogućila, da se snimanjem više kaskadnih prelaza, koji se energetski preklapaju i određivanjem relativnih intenziteta, kojima se stepeni tih kaskada u spektrometru registruju, dobije eksperimentalna kriva efikasnosti brojača.

Snimljeni su spektri izotopa: Hf^{180m} , Na^{22} , Sc^{46} i Co^{60} čije su šeme raspada prikazane na (Sl.9). Za kalibraciju spektrometra korišćeni su prelazi: Hf^{180m} sa energijama od 93,3, 215,5 i 332,4 KeV-a; Na^{22} sa energijama od 511 i 1274,6 KeV-a; Sc^{46} sa energijama od 888,3 i 1119 KeV-a i Co^{60} sa energijama od 1170 i 1330 KeV-a, s tim što su relativni intenziteti linija Hf^{180m} morali biti korigovani zbog interne konverzije, a intenzitet anihilacione linije Na^{22} od 511 KeV-a je trebalo deliti sa dva.

Sa poznatim relativnim intenzitetima (koji su dobijeni iz odnosa površina pod pikovima spektralnih liniјa, na način koji je opisan u pasusu IV.sa) linija pojedinih kaskada, kalibraciona kriva dobijena je na sledeći način. Intenzitet linije Hf^{180m} od 93,3 KeV-a je normiran na teorijsku krivu, pa su u odnosu na nju određeni relativni intenziteti linija od 215,5 i 332,4 KeV-a. Ovako su dobijene prve tri tačke krive. Kako se nije mogao nabaviti



Poznato je da efikasnost Be(11) krovča na sferoidima ispod 50 KeV-a nagle opada zbog absorpcije gama kvantova u matvom sloju kristala. Ova procesna efikasnost iznad 50 KeV-a u ovom radu nije odredjena zbog nedostatka izotoga sa kaskadom odgovarajućeg generalija,



ŠEME RASPADA KALIBRACIONIH IZVORA

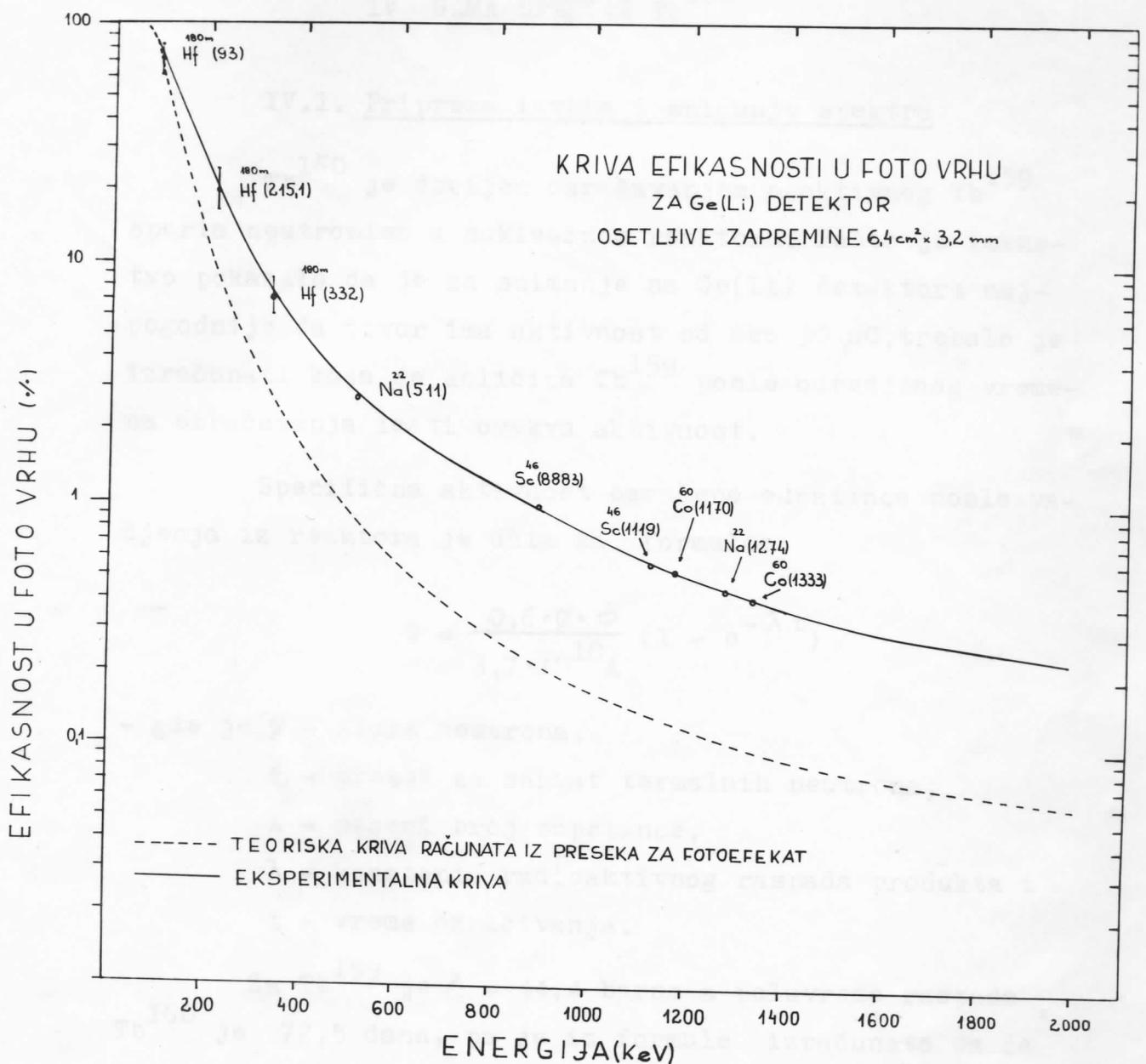
Slika 9.

izotop sa kaskadom koja bi povezala prelaze Hf^{180m} sa prelazima Na^{22} morala se na osnovu oblika teorijske krive vršiti ekstrapolacija do 511 KeV-a. Tu je na krivu normirana linija Na^{22} od 511 KeV-a pa je pomoću relativnog intenziteta prelaza od 1274,6 KeV-a definisana još jedna tačka krive. Relativnim intenzitetima linija Sc^{46} i Co^{60} su sličnim postupkom odredjene ostale tačke na krivoj.

Krive efikasnosti su prikazane na (Sl. 10) i vidi se da eksperimentalna kriva odstupa od teorijske. Merena efikasnost je znatno veća od teorijske zbog reabsorpcije nekih komptonsko-rasejanih fotona u detektoru.

Poznato je da efikasnost Ge(Li) brojača na energijama ispod 90 KeV-a naglo opada zbog absorbcije gama kvanata u mrtvom sloju kristala. Ova promena efikasnosti ispod 90 KeV-a u ovom radu nije odredjena zbog nedostatka izotopa sa kaskadom odgovarajuće energije.

Zbog velikih grešaka koje u relativne intenzitete linija Hf^{180m} unose konverzionalni koeficijenti i zbog veoma nesigurne ekstrapolacije se oblik eksperimentalne krive efikasnosti ne može smatrati pouzdanim. Radi potvrđenja tačnosti kalibracije spektrometra na intenzitete bi bilo neophodno da se oblik ove krive proveri pomoću gama zraka poznatih intenziteta.



Slika 10.

IV GAMA SPEKTAR Tb¹⁶⁰

IV.1. Priprema izvora i snimanje spektra

Tb¹⁶⁰ je dobijen ozračavanjem neaktivnog Tb¹⁵⁹ sporim neutronima u nuklearnom reaktoru. Pošto je iskustvo pokazalo da je za snimanje na Ge(Li) detektoru najpogodnije da izvor ima aktivnost od oko 30 μ C, trebalo je izračunati koja će količina Tb¹⁵⁹ posle određenog vremena ozračavanja imati ovakvu aktivnost.

Specifična aktivnost ozračene supstance posle vajanja iz reaktora je data sa formulom:

$$Q = \frac{0,6 \cdot \phi \cdot \sigma}{3,7 \cdot 10^{10} A} (1 - e^{-\lambda t})$$

- gde je ϕ - fluks neutrona,

σ - presek za zahvat termalnih neutrona,

A - maseni broj supstance,

λ - konstanta radioaktivnog raspada produkta i

t - vreme ozračivanja.

Za Tb¹⁵⁹ je $\sigma = 44,4$ barna a poluvreme raspada Tb¹⁶⁰ je 72,5 dana, pa je iz formule izračunato da će se tražena aktivnost dobiti ako se 0,36 mgr. Tb¹⁵⁹ zrači u neutronskom fluksu od 2×10^{12} nedelju dana.

Tb¹⁶⁰ beta raspadom prelazi na pobudjene nivoe Dy¹⁶⁰ sa kojih se emituju gama zraci koje je trebalo snimiti. Prvo je sniman ceo spekter i odredjene su energije intenzivnih linija. Zatim je radi detaljne analize snimljen spektar u dva dela. Nisko energetski deo od 0 do 400 KeV-a je sniman 1 sat i dobijena je statistika od oko 10^5

odbroja u najvećem piku. Za postizanje slične statistike u visokoenergetskim linijama je deo spektra od 750 do 1330 KeV-a sniman oko 50 sati. Dobijeni spektri su prikazani na slikama 11 i 12.

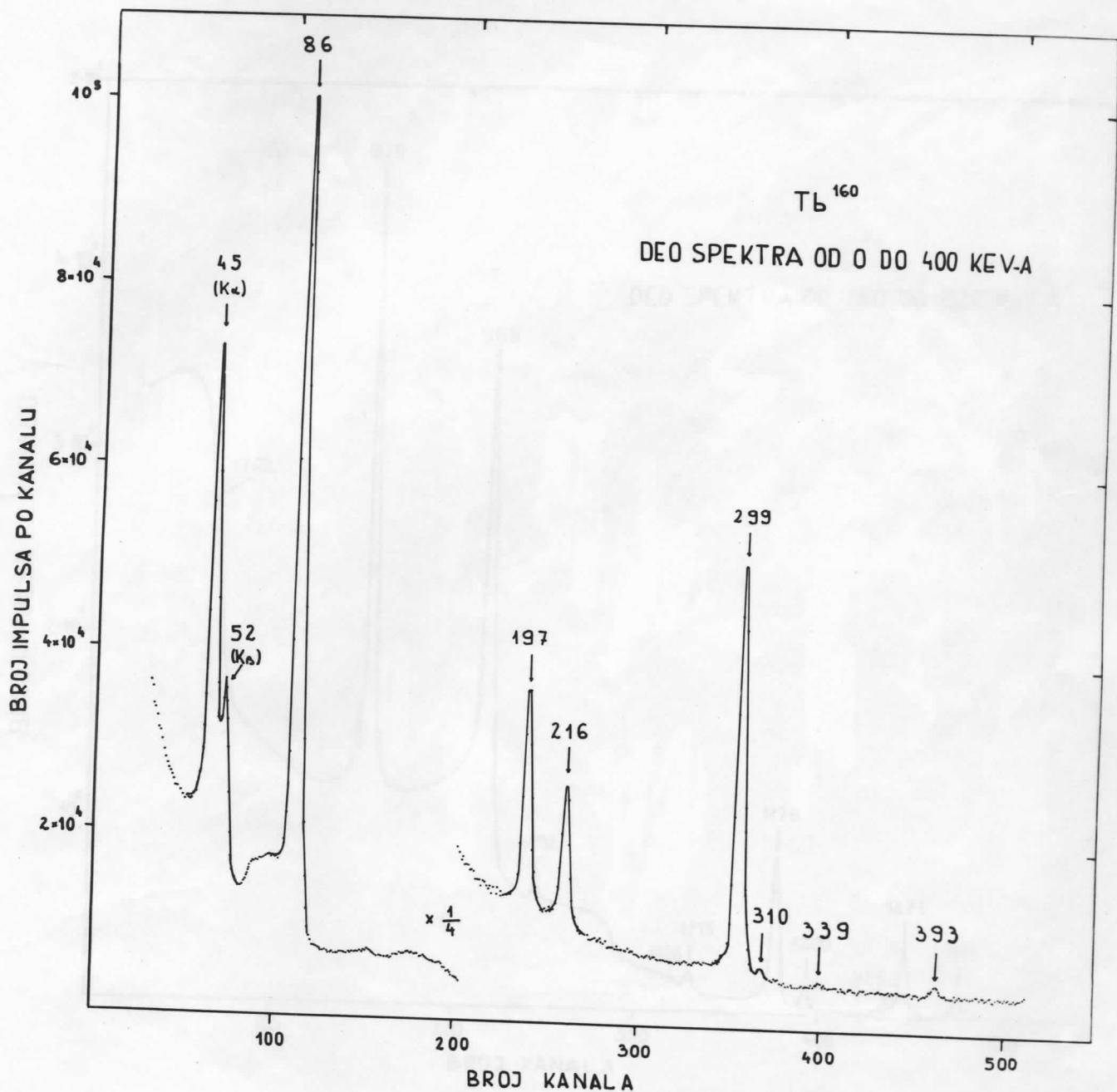
IV.2. Odredjivanje energije gama prelaza

Pomoću kalibracionih linija su odredjene energije navedene u tabeli 1. Na snimljenim spektrima je bilo više od jednog KeV-a po kanalu te se nije mogla postići veća tačnost u odredjivanju energija od ± 1 KeV-a. Pošto su energije ovih prelaza već ranije mnogo tačnije izmerene nije poklanjana posebna pažnja njihovom tačnom odredjivanju. U tabeli 1 su navedene i energije koje daju drugi autori radi poređenja sa dobijenim rezultatima.

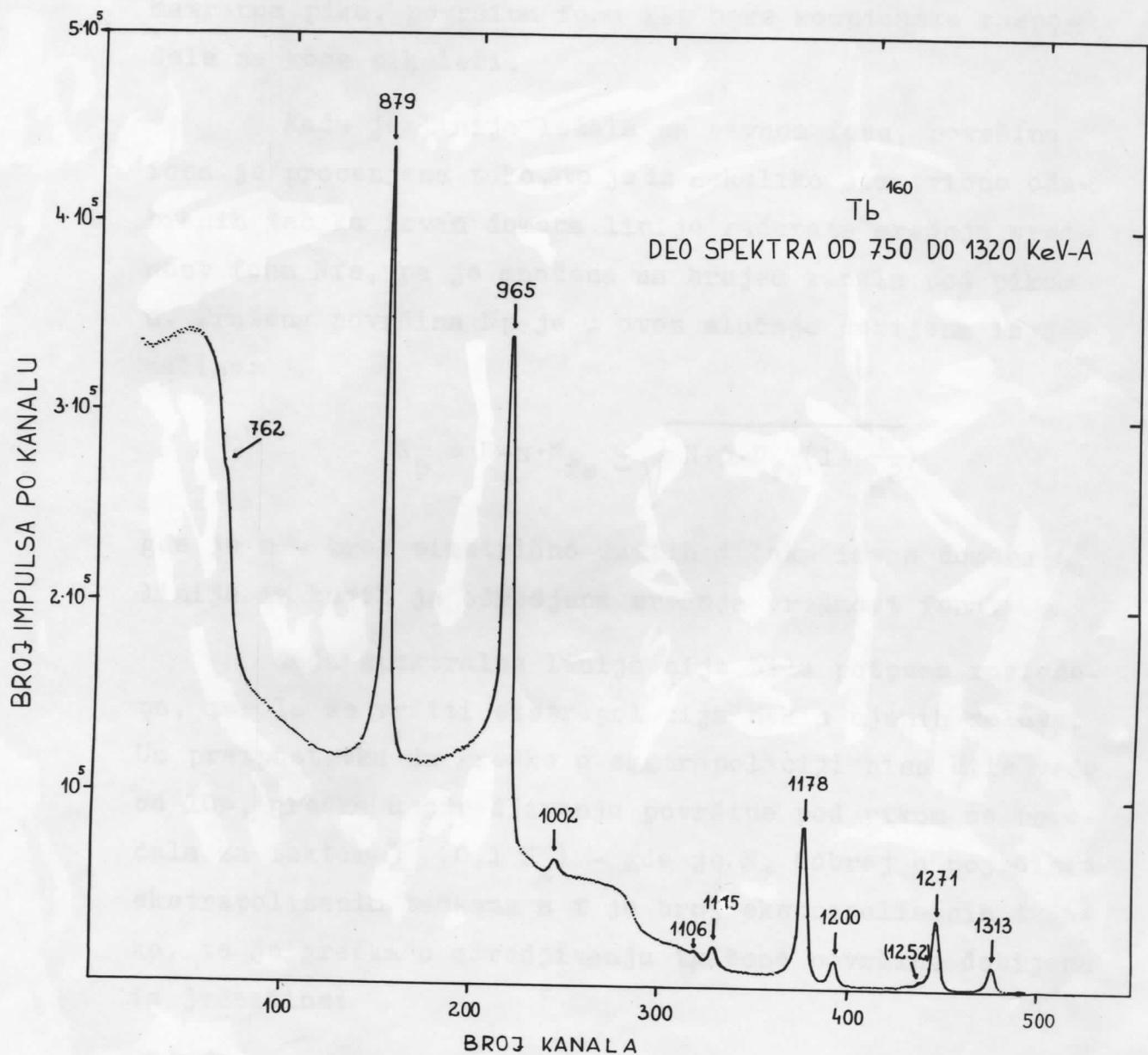
IV.3. Odredjivanje relativnih intenziteta gama prelaza

Odredjivanje relativnih intenziteta prelaza u Dy^{160} je bio osnovni cilj izvršenih merenja. Kao mere relativnih intenziteta prelaza su služile površine pod pikovima spektralnih linija i rezultati su dobijeni: a) određivanjem površina pod pikovima, b) svodjenjem svih linija na isto vreme snimanja, c) korekcijom zbog promene efikasnosti brojača i d) normiranjem na jednu izabranu liniiju.

a) Odredjivanje površine pod pikom. Površine pod pikovima spektralnih linija su odredjene na sledeći način. Prvo je procenjeno koji su kanali u domenu spektralne linije pa je odredjena suma odbroja N u tim kanalima. Brojem N je odredjena ukupna površina pod spektralnom linijom i



Slika 11.



Slika 12.

od nje je trebalo oduzeti površinu koja ne pripada posmatranom piku, površinu fona ili neke komptonske raspodele na kome pik leži.

Kada je linija ležala na ravnom fonu, površina fona je procenjena tako što je iz nekoliko simetrično odabralih tačaka izvan domena linije računata srednja vrednost fona N_{fs} , pa je množena sa brojem kanala pod pikom n . Tražena površina N_p je u ovom slučaju dobijena iz jednačine:

$$N_p = N - n \cdot N_{fs} \pm \sqrt{N + n \cdot N_{fs} \left(1 + \frac{n}{m^2}\right)}$$

gde je m - broj simetrično uzetih tačaka izvan domena linije iz kojih je određena srednja vrednost fona.

Kada spektralna linija nije bila potpuno razložena, morala se vršiti ekstrapolacija nekih njenih delova. Uz pretpostavku da greške u ekstrapolaciji nisu bile veće od 10%, greška u određivanju površine pod pikom se povećala za faktor $\sum_t (0,1 N_t)$ - gde je N_t odbroj u pojedinim ekstrapolisanim tačkama a t je broj ekstrapolisanih tačaka, te je greška u određivanju tražene površine dobijena iz jednačine:

$$\Delta N_p = \pm \sqrt{N + n N_{fs} \left(1 + \frac{n}{m^2}\right) + \sum_t (0,1 N_t)^2}$$

Kada je linija ležala na komptonskoj raspodeli, površina pod komptonskom raspodelom je određivana interpolacijom dela komptonske krive, koja leži pod pikom. Interpolacija je vršena na osnovu oblika posebno snimljene komptonske krive, odgovarajuće energije i uz pretpostavku da se

pri tome nije pogrešilo više od 10% je površina fotovrha računata iz formule:

$$N_p = N - N_c \pm \sqrt{N + N_c + \sum_t (0,1 N_t)^2}$$

b) Svodjenje na isto vreme snimanja. Pošto je spektar Tb^{160} sniman u dva dela sa različitim vremenima snimanja, trebalo je, pre upoređivanja površina linija, svesti oba spektra na isto vreme. Ovo je učinjeno na taj način što je na snimku celog spektra odredjen odnos zbiru površine linija od 299 i 310 KeV-a prema površini linije od 879 KeV-a. Dobijen je rezultat $N_p(299 + 310) : N_p(879) = 9,99 \pm 0,16$. Da bi ove dve površine i na odvojenim snimcima pokazale isti odnos trebalo je zbir površina linija od 299 i 310 KeV-a množiti sa faktorom $A = 253 \pm 4,52$. Faktor A je svodio oba dela spektra na isto vreme snimanja i njim su množene sve površine linija u delu spektra od 0 do 400 KeV-a.

c) Korekcija zbog promene efikasnosti brojača. Pošto efikasnost Ge(Li) brojača opada sa porastom energije gama kvanata, trebalo je dobijene površine linija korisiti pomoću krive efikasnosti brojača. Koefficijenti efikasnosti su za svaku energiju očitavani sa krive efikasnosti i sa njima su deljene izračunate površine linija.

d) Normalizacija. Relativni intenziteti linija su izraženi u procentima u odnosu na liniju od 878,8 KeV-a, jer je ona bila najbolje definisana i unosila je najmanju grešku u normalizaciju.

Odredjeni relativni intenziteti su navedeni u tabeli 2 i uporedjeni su sa rezultatima drugih autora, koji su takođe normirani na liniju od 878,8 KeV-a.

Zbog veoma slabe statistike nije se mogao odrediti relativni intenzitet linije od 399 KeV-a.

Nije odredjen relativni intenzitet nedovoljno definisane linije od 762 KeV-a.

Pošto spektrometer nije bio kalibriran ispod 90 KeV-a nije određivan relativni intenzitet linije od 86 KeV-a.

IV.4. Zaključak

Iz tabele 1 se vidi da se vrednosti odredjenih energija u okviru eksperimentalne greške slažu sa rezultatima drugih autora sem vrednosti slabo definisanih linija od 339 i 762 KeV-a, koji se razlikuju za više od jednog KeV-a od rezultata drugih merenja. U spektru nije registrovana linija od 683 KeV-a, koju u svojim rezultatima navode Funk /7/, Dingus /8/, Ewan /9/ i Reidy /6/. Linija od 962 KeV-a koju navode svi autori (sem Reidy-a) nije registrovana odvojeno od linije na 965 KeV-a zbog nedovoljnog razlaganja spektrometra, ali njenu egzistenciju potvrđuje povećana širina linije od 965 KeV-a. Primećen je veoma slab prelaz na 1252 KeV-a, koju jedino Dingus navodi kao liniju od 1250 KeV-a, međutim njen postojanje nije detaljno ispitano.

U tabeli 2 navedeni su izmereni relativni intenziteti prelaza sa statističkim greškama. Greška koju u

rezultate unosi ekstrapolacija u krivoj efikasnosti i greška same metode nisu procenjene i mogle bi se odrediti samo višekratnim ponavljanjem svih merenja. U tabeli 2 navedeni rezultati raznih autora trilično se razilaze i zbog slabe rezolucije scintilacionih detektora, kojim su merili Ewan /9/, Grigoriev /11/ i Keove /12/, kao i zbog nedovoljne efikasnosti Ge(Li) detektora sa osetljivom dubinom od 2 mm kojim je merio Funk /7/, mogu pružiti samo opštu orijentaciju o relativnim intenzitetima pojedinih prelaza. Rezultati ovog merenja nigde ne pokazuju jednostrano odstupanje od rezultata ovih autora, te možemo smatrati da je kalibracija spektrometra dobro uradjena i da se u obradi rezultata nije sistematski gresilo.

Pošto je izvršeno samo jedno merenje, ne može se tvrditi da su relativni intenziteti prelaza u Dy^{160} u ovom radu sasvim tačno odredjeni. Za davanje definitivnog suda o njihovoj veličini, bilo bi neophodno da se merenje ponovi na tačnije kalibrисаном detektoru veće osetljive zapremine.

TAB. 1.

ODO MERENJE	REIDY DIFR. SP.	16/	17/	18/	19/	10/
E_γ /KeV/	E_γ	E_γ	E_γ	E_γ	E_γ	E_γ
86	$86,793 \pm 0,004$	87	86	86,7	86,7	
197	—	197	197	197,0	196,5	
216	$215,652 \pm 0,008$	216	215	215,5	215,5	
	$230,496 \pm 0,027$	—	—	—	—	
299	$298,605 \pm 0,008$	298	298	298,6	298,2	
310	$309,576 \pm 0,016$	309	—	309,4	309	
359	—	—	—	—	341	
393	—	392	392	392,5	391,8	
	$682,79 \pm 0,17$	683	683	682,2	—	
762	$765,245 \pm 0,074$	766	766	765,5	—	
879	$879,42 \pm 0,10$	879	879	879,2	878,8	
	—	962	962	962,1	961,6	
965	—	966	966	965,8	965,6	
1002	$1002,44 \pm 0,29$	1003	1003	1002,7	1002	
1106	—	—	—	—	1106	
1115	—	—	1115	1115,0	1115	
1178	$1177,47 \pm 0,23$	1178	1178	1177,7	1178	
1200	$1200,2 \pm 1,00$	1200	1200	1199,8	1199,9	
/1252/	—	—	1250	—	—	
1271	$1272,33 \pm 0,31$	1272	1272	1271,5	1270,9	
1313	$1311,77 \pm 0,35$	—	1312	1311,8	1312,6	

TAB. 2.

	OVO MERENJE	19/ EWAH S.C. S.P.	111/ GRIGORIEV S.C. S.P.	12/ KEOVE S.C. S.P.	17/ FUNK GE / LI /	113/ VOINOVA S.C. S.P.
E _r	J _r REL. (%)	J _r REL.	J _r REL.	J _r REL.	J _r REL.	J _r REL.
197	20 ± 2,56	14	14 ± 3	16	16	—
216	16 ± 2,46	11	29 ± 3	21	13	—
299	111 ± 13,98	91	88 ± 16	95	77	95 ± 9,9
310	—	—	—	—	2,6	—
359	—	—	—	—	—	—
393	54 ± 0,78	4,8	—	3	3,6	11 ± 2
379	100 ± 0,90	100	100 ± 16	100	100	100 ± 6
962	—	33	129 ± 24	105	26	41
965	(94 ± 4,61)	76	—	—	88	83
1002	2,6 ± 0,15	3	—	—	3,9	3 ± 0,6
1106	< 1	—	—	—	—	~ 3
1115	3,9 ± 0,10	5,1	—	—	—	~ 4
1178	53 ± 0,49	51	57 ± 12	53	49,8	53 ± 3,7
1200	6,9 ± 0,20	7,5	8 ± 1,6	—	7,5	7 ± 3,5
1252	27 ± 0,31	24	31 ± 6	26	23,3	6 ± 1,2
1271	—	—	—	—	—	23, ± 2,4
1313	9,6 ± 0,11	8	—	—	—	9 ± 1,3

REFERENCE

1. E.L.STOLAROVA:
Prikladnaja spektrometrija ioniziruših izličeni.
2. VLADIMIR AJDAČIĆ:
Nova metoda apsolutnog merenja fluksa neutrona u reaktorima (IBK-120)
3. ILFAN A.SLAVIĆ:
Poluprovodnički gama spektrometar (IBK-409)
4. FRED S.GOULDING:
Semiconductor detectors for nuclear spectrometry (U.C.R.L. - 16231)
5. G.T.EWAN and A.J.TAVENDALE:
High - resolution studies of gamma-ray spectra using lithium drift germanium gama-ray spectrometers (A.E.C.L. No 2079).
6. J.J.REIDY:
(TID - 21826)
7. F.G.FUNK, J.M.JAKLEVIC, J.W. MICHELICH:
(COO - 498 - 56)
8. K.S.DINGUS, TALBERT, HATCH:
(IS - 1032)
9. G.T.EWAN, R.L.GRAHAM, I.S.GEIGER
Nucl. Phys. 22 610 (1961)
10. R.L.HEATH, J.E.CLINE:
(IDO - 17188)
11. E.P.GRIGORIJEV, A.V.ZOLOTAVIN, V.KRACIK, M.AVOTIN:
(DAN SSSR 119 № 6 (58))
12. A.KEOVE, A.STARRUSTE;
Arch. Math. Naturwid №. 6B (58)
13. H.A.VOINOVA, B.S.DŽELEPOV, H.H.ŽUKOVSKI, N.V.HOLJMOV:
Izv. AH SSSR (ser. fiz.) 24 852 (1960).

