

D- 394

UNIVERZITET U NOVOM SADU
PRIRODNO-MATEMATIČKI FAKULTET
INSTITUT ZA FIZIKU

УНИВЕРЗИТЕТ У НОВОМ САДУ
ПРИРОДНО-МАТЕМАТИЧКИ ФАКУЛТЕТ

ПРИМЉЕНО:	
ОРГАНИЗ ЈЕД.	БРОЈ
СБО'3	3/8

**PROVERA OSNOVNIH RADNIH KARAKTERISTIKA
POLUPROVODNIČKOG GAMMA-X HPGe
DETEKTORA**

-DIPLOMSKI RAD -

STUDENT:
Ljiljana Stanivuk

SADRŽAJ

UVOD.....	1
1. OPŠTE KARAKTERISTIKE DETEKTORA	2
1.1 Interakcija γ zračenja sa kristalom germanijuma	2
1.1.1 Fotoelektrični efekat.....	2
1.1.2 Komptonov efekat.....	4
1.1.3 Stvaranje para elektron-pozitron.....	6
1.2 Osnovne karakteristike poluprovodnika.....	7
1.3 Poluprovodnički PN spoj	8
1.4 Dobijanje i osnovne osobine poluprovodničkih detektora	11
1.4.1 Osetljivost	11
1.4.2 Odziv detektora	12
1.4.3 Energijska rezolucija. Fano faktor	13
1.4.4 Efikasnost detektora.....	17
1.4.5 Oblik vrha u spektru.....	19
1.4.6 Odnos vrha totalne apsorpcije i komptonskog kontinuuma (P/C)	21
1.5 Germanijumski detektori.....	21
1.5.1 γ spektroskopija germanijumskim detektorima	22
1.5.2 Gamma-X HPGe detektor.....	24
2. PROVERA OSNOVNIH RADNIH KARAKTERISTIKA DETEKTORA	
2.1 Standardizacija procedure kontrole kvaliteta poluprovodničkih γ spektrometara.....	27
2.2 Provera nivoa šuma.....	28
2.3 Deklarisane karakteristike spektrometra	28
2.4 Provera metroloških svojstava	29
2.4.1 Provera energetske zavisnosti	30
2.4.2 Provera efikasnosti	32
2.4.3 Provera reproducibilnosti broja impulsa i lokacije vrha ..	35
2.4.4 Provera rezolucije sistema.....	36
2.4.5 Provera odnosa P/C.....	39
ZAKLJUČAK.....	40
PRILOG: Deklarisane karakteristike spektrometra	41
LITERATURA	42

UVOD

Spektroskopija i detekcija γ zračenja pomoću poluprovodničkih detektora zasniva se na tri efekta: fotoelektričnom efektu, Komptonovom efektu i efektu stvaranja parova. Detekcija je posredna, pošto elektroni nastali u ovim interakcijama vrše dalju jonizaciju i eksitaciju, što nakon prikupljanja stvorenih nosilaca nanelektrisanja konačno daje naponski impuls direktno proporcionalan energiji koju je prilikom interakcije foton izgubio. Maksimalan signal se dobija kada u fotoelektričnoj interakciji foton preda kompletну svoju energiju jednom od elektrona. Ovo bi u spektru trebalo da se pokaže kao oštra linija, ali zbog statističke prirode nastanka samog fotona kao i stvaranja nanelektrisanih čestica, konačan izgled linije je razmazan – ima karakterističan oblik Gausove krive i naziva se linija fotovrha ili linija (pik) totalne apsorpcije. Svakoj monoenergetskoj grupi kvanata odgovara jedna ovakva spektralna linija, a njen intenzitet ili površina fotovrha, predstavlja broj kvanata koji se registruje u jedinici vremena u liniji totalne apsorpcije. Kod Komptonovog efekta elastičnim rasejanjem foton slobodnom elektronu predaje energiju od nulte do neke maksimalne što se na spektru uočava kao kontinuirani fon. Zračenje iz okoline detektora kao i šum elektronike dodatno doprinose fonu. Za sve spektroskopske analize koristi se pik totalne apsorpcije. Energija detektovanog zračenja se određuje iz položaja maksimuma pika u spektru, dok njegova površina (integral) daje informaciju o intenzitetu zračenja (aktivnosti izvora).

U ovom radu izvršena je provera osnovnih radnih karakteristika poluprovodničkog germanijumskog detektora. U prvom poglavlju opisane su interakcije koje se mogu desiti u aktivnoj zapremini detektora, nabrojane su osnovne karakteristike detektora sa posebnim osvrtom na poluprovodničke i Ge detektore. Takođe je opisan model spektrometra koji je našao svoju primenu u Laboratoriji za nuklearnu fiziku Prirodno-matematičkog fakulteta u Novom Sadu. U drugom delu rada priložena je standardizacija procedure kontrole kvaliteta poluprovodničkih gama spektrometara i date su konkretnе metode koje su primenjene u proveri karakteristika, kao i rezultati koji su dobijeni pri merenjima.



1. OPŠTE KARAKTERISTIKE DETEKTORA

Rad svih detektora zasnovan je na istom fundamentalnom principu: predaji celokupne ili dela energije detektoru, gde se ona konvertuje u oblik dostupan ljudskom opažanju. Naelektrisana čestica predaje svoju energiju materiji pri direktnom sudaru sa atomskim elektronima i tako eksčituje ili ionizuje atome. Nenaelektrisane čestice, sa druge strane, mora prvo da pretrpi neku vrstu reakcije unutar detektora u kojoj nastaju nenelektrisane čestice, koje ionizuju i eksčituju atome detektora. Oblik u kome se javlja konvertovana energija zavisi od detektora i njegove konstrukcije. Moderni detektori su električne prirode, što znači da se informacije unutar detektora prevode u električne impulse.

Radijacioni detektor bi, u idealnom slučaju, trebao da formira linijski spektar koji odgovara γ zracima dobro definisane energije. Realni γ spektar je kompleksniji, jer γ zraci mogu da prolaze kroz materiju bez promene, ne ostavljajući trag, ili mogu biti detektovani na osnovu sekundarnih elektrona koje stvaraju u jednom od tri glavne interakcije sa materijom.

1.1. Interakcija γ zračenja sa kristalom germanijuma

Sa stanovišta spektroskopije, najvažniji proizvodi interakcije γ zračenja sa materijom su sekundarni elektroni koji i nastaju i bivaju zaustavljeni u aktivnoj zapremini detektora. Svaka od ovih interakcija ima efikasni presek koji zavisi od energije γ zračenja i sredine u kojoj se interakcija događa i svaka od ovih interakcija na svoj način doprinosi opštem obliku spektra..

1.1.1. Fotoelektrični efekat

Foton energije E interaguje sa atomom apsorbera i u potpunosti nestaje izbacujući fotoelektron određene kinetičke energije, iz jedne od vezanih ljudskih (najčešće K- ljudskih), jer slobodni elektron ne može apsorbovati foton uz očuvanje impulsa. Kinetička energija fotoelektrona je jednaka razlici energije upadnog γ zračenja i energije veze elektrona. U slučaju germanijuma, $E_v = 11.1$ keV ili manja, u zavisnosti od toga da li se izbija elektron iz K ili neke od slabije vezanih ljudskih. Upravnjeno mesto u atomu biva popunjeno slabije vezanim elektronima, rezultujući u opštem slučaju kaskadom X zraka koji će u potpunosti biti apsorbovani u detektoru. Ovako se fotoelektrični proces ponaša kao da je celokupna energija predata fotoelektronu koju je on ostavio unutar detektora, što rezultira fotovrhom čija je visina proporcionalna ukupnoj energiji fotona.

Fotoelektrični efekat je najznačajniji za γ spektroskopiju. Ako se fotoefekat desi u blizini površine detektora, može se desiti da naknadno emitovani X zraci napuste detektor neapsorbovani. U tom slučaju, u spektru se javljaju parazitski vrhovi čije su energije:

$$E_\gamma - E_{K_\alpha} = E_\gamma - 9.88 \text{ keV} \quad \text{i} \quad E_\gamma - E_{K_\beta} = E_\gamma - 10.98 \text{ keV}$$

Verovatnoća za formiranje prvog vrha je više od pet puta veća od verovatnoće za formiranje drugog.

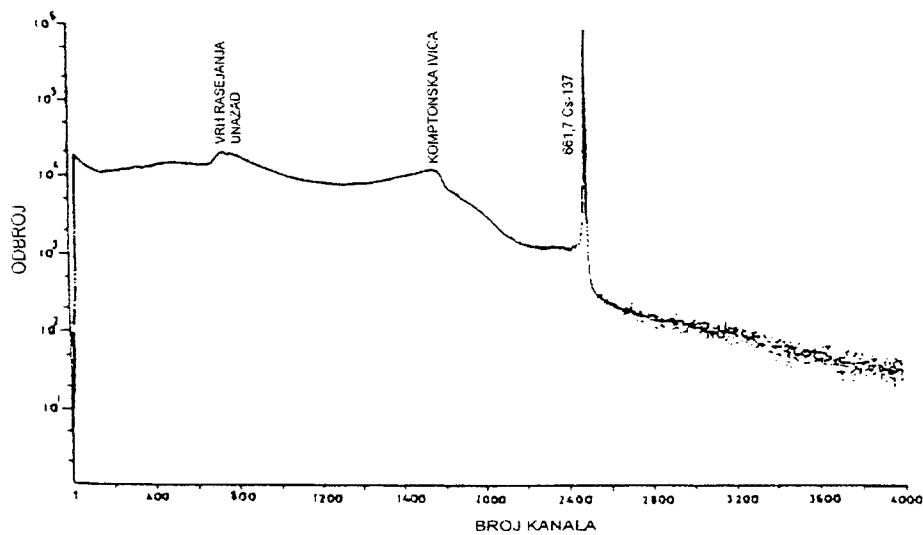
U slučaju nerelativističke aproksimacije ($h\nu \ll m_e c^2$), efikasni presek se može izračunati na osnovu Bornove aproksimacije:

$$\sigma_{foto} = 4\alpha^4 \sqrt{2} Z^5 \sigma_0 \left(\frac{m_e c^2}{h\nu} \right)^{1/2} \text{ po atomu}$$

$$\alpha = \frac{1}{137}$$

$$\sigma_0 = \frac{8\pi r_e^2}{3} = 6.651 \times 10^{-25} \text{ cm}^2$$

Zavisnost preseka od atomskog broja Z je različita pri različitim energijama fotona, ali u oblasti γ zračenja čija je energija reda veličine MeV, ona zavisi od Z^4 ili Z^5 što favorizuje materijale sa većim atomskim brojem u slučaju fotoelektrične apsorpcije. Ovo je jedan od odlučujućih faktora zašto je germanijum ($Z=32$) pogodniji materijal za detekciju γ zračenja nego silicijum ($Z=14$).



Sl.1 Gama spektar ^{137}Cs koji emituje γ zrake energije 661.7 keV (U spektru se vide i X zraci potomaka Ba i fluorescentno X zračenje olovne zaštite)

1.1.2. Komptonov efekat

Ovde se radi o neelastičnom rasejanju fotona na slobodnom ili kvazislobodnom elektronu apsorbera. Rasejani foton ima energiju:

$$h\nu' = \frac{h\nu}{1 + \frac{h\nu}{m_e c^2} (1 - \cos\theta)}$$

On može ili napustiti apsorber, ili pretrpeti nove interakcije u medijumu apsorbera. U ovom procesu elektron prima razliku energija upadnog i rasejanog fotona.

$$T_e = h\nu - h\nu' = h\nu \left(\frac{\frac{h\nu}{m_e c^2} (1 - \cos\theta)}{\left(1 + \frac{h\nu}{m_e c^2} \right) (1 - \cos\theta)} \right)$$

Kada se Komptonovo rasejanje odigra u aktivnoj zapremini detektora i rasejani foton napusti detektor dodatne interakcije, formira se signal koji odgovara energiji elektrona. Pošto ova energija zavisi od ugla rasejanja, dolazi do formiranja kontinualne raspodele impulsa sa maksimalnom energijom u slučaju $\theta=180^\circ$, što odgovara takozvanoj komptonskoj ivici.

$$E_{CE} = \frac{h\nu}{1 + \frac{m_e c^2}{2h\nu}}$$

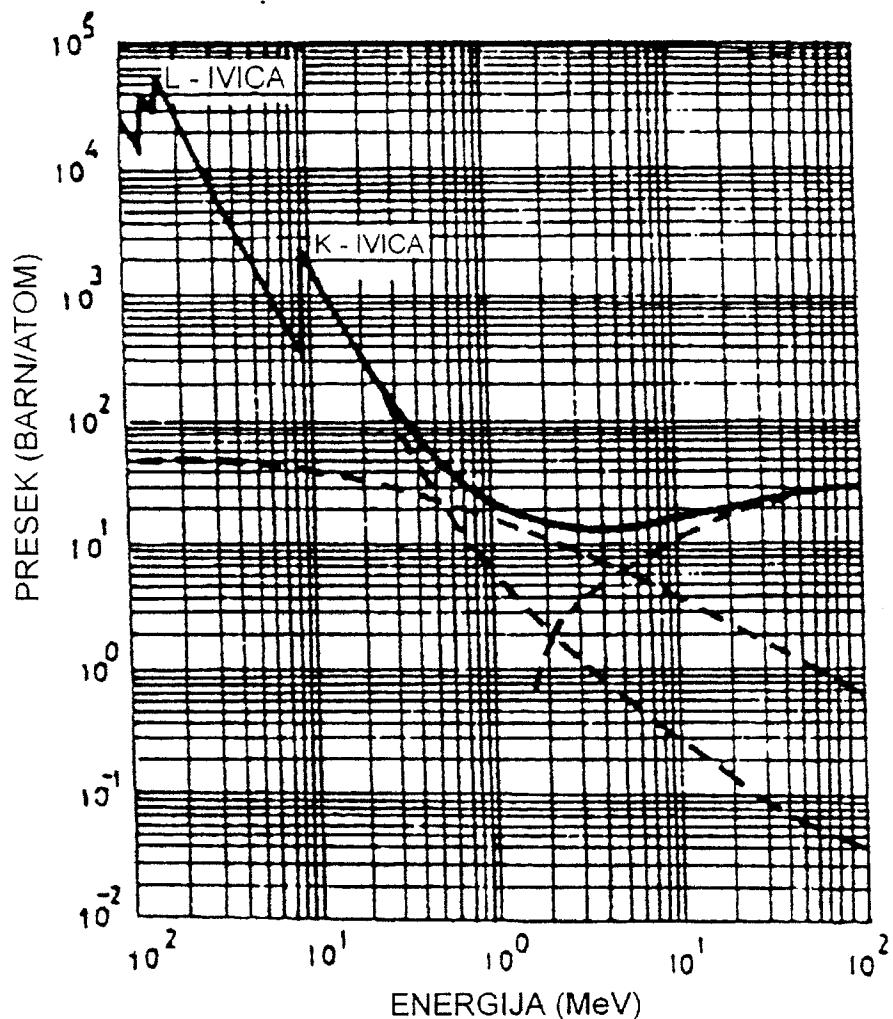
Efikasni presek za Komptonovo rasejanje se može izračunati na osnovu kvantne elektrodinamike i poznat je kao Klein- Nishina formula:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{r_e^2}{2} \frac{1}{[1 + \gamma(1 - \cos\theta)]^2} \left\{ 1 + \cos^2\theta + \frac{\gamma^2(1 - \cos\theta)^2}{1 + \gamma(1 - \cos\theta)} \right\}$$

Integracijom po $d\Omega$, dobija se efikasni presek po elektronu za Komptonovo rasejanje:

$$\sigma_c = 2\pi r_e^2 \left\{ \frac{1 + \gamma}{\gamma^2} \left[\frac{2(1 + \gamma)}{1 + 2\gamma} - \frac{1}{\gamma} h\nu(1 + 2\gamma) \right] + \frac{1}{2\gamma} h\nu(1 + 2\gamma) - \frac{1 - 3\gamma}{(1 + 2\gamma)^2} \right\}$$

Šum zbog Komptonovog efekta u detektoru je kontinuiran od nulte energije do energije E_{CE} - maksimalne energije elektrona za $\theta=180^\circ$. Rasejani fotoni sa određenom verovatnoćom mogu interagovati sa detektorom putem fotoefekta ili Komptonovog efekta, pa se mogu formirati odgovarajući signali između fotovrha (vrha totalne apsorpcije) i komptonske ivice.



Sl. 2 Totalni presek za apsorpciju fotona u olovu

Ako se Komptonovo rasejanje desi u materijalu koji okružuje detektor, rasejani foton može biti detektovan u detektoru. Kada su uglovi rasejanja blizu 180° , manja je energija rasejanih fotona. Ovako rasejani fotoni detektovani u detektoru formiraju vrh rasejanja unazad (backscattering peak). Ovaj vrh je jasnije izražen kada je rasejanje ograničeno na užu oblast. Energije ovih vrhova se nalaze u oblasti od 100 do 250 keV, a jednake su rastojanju između fotovrha i Komptonske ivice. Pošto se "rasejanje unazad" može dogoditi i pri uglovima manjim od 180° , rasejano γ zračenje će imati kontinualnu raspodelu od vrha rasejanja unazad, do vrha totalne apsorpcije (tj. između komptonske ivice i vrha totalne apsorpcije). Ovaj efekat uz višestruko Komptonovo rasejanje daje

određenu asimetriju vrha totalne apsorpcije na niskoenergijskoj strani. Ova kontinualna raspodela impulsa se može smanjiti smanjivanjem neaktivne zapremine detektora, izborom oblika kriostata i zaštite detektora, kao i odgovarajućim radioaktivnim izvorom.

Verovatnoća Komptonovog efekta zavisi linearno od rednog broja materijala Z .

1.1.3. Stvaranje para elektron - pozitron

Kada je energija γ zračenja veća od $2m_e c^2$ (1.022 MeV), u polju jezgra može doći do stvaranja para elektron - pozitron. Verovatnoća ovog procesa zavisi od Z^2 i raste sa povećanjem energije upadnog zračenja. Kinetička energija i e^+ i e^- doprinosi stvaranju signala u detektoru. Kada pozitron potroši svu svoju energiju, anihilira se sa elektronom emitujući 2γ kvanta od po 511keV. U zavisnosti od toga da li oba fotona bivaju apsorbovana, jedan od njih (ili oba) uspevaju da izbegnu detekciju, formiraju se signali koji doprinose vrhu totalne apsorpcije, begu jednog γ zraka (single escape peak - SEP), ili begu oba γ zraka (double escape peak - DEP) sa energijama: E, E-511keV i E-1022keV. Sva tri vrha sadrže veoma korisne informacije i mogu se koristiti u spektroskopske svrhe.

Svaki od navedenih vrhova ima specifičan oblik:

- Vrh totalne apsorpcije je asimetričan na niskoenergijskoj strani i ima prilično ravnu komptonsku raspodelu.
- SEP nije asimetričan, a ima sopstvenu komptonsku ivicu, koja potiče od Komptonovog rasejanja anihilacionog kvanta koji nije u potpunosti apsorbovan.
- DEP nema odgovarajuću komptonsku ivicu, ali je izrazito asimetričan na visokoenergijskoj strani zbog Komptonovog rasejanja dva anihilaciona γ kvanta. Četvrti vrh koji se javlja na energiji 511keV, potiče od anihilacije pozitrona izvan detektora, pri čemu anihilacioni γ zrak biva detektovan. Pošto se anihilacija dešava na elektronu koji ima određenu kinetičku energiju, anihilacioni vrh je uvek doplerovski proširen, sa širinom na polovini visine od nekoliko keV.

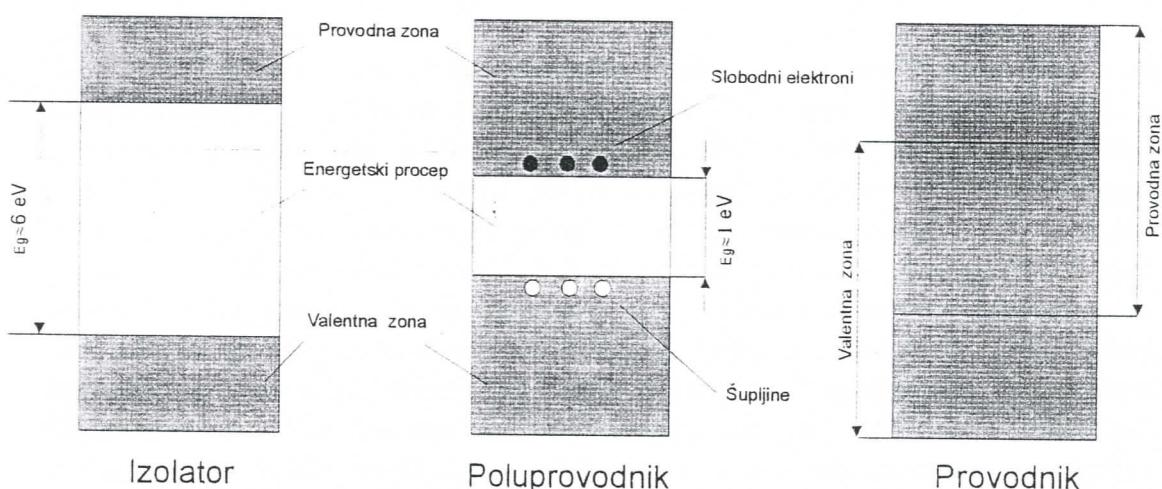
Zbog specifičnosti oblika pojedinih vrhova u spektru, kada se koriste računarski programi za njihovu analizu, potrebno je obratiti posebnu pažnju na njihove širine i asimetrije.

1.2. Osnovne karakteristike poluprovodnika

Električne karakteristike poluprovodničkih materijala su od izuzetnog značaja za njihovo korišćenje kao detektora zračenja.

Poluprovodnici su kristalni materijali čiji spoljašnji atomski nivoi imaju zonsku strukturu, koja se, u osnovi, sastoji od: valentne zone, zabranjene zone i provodne zone. Širina zabranjene zone poluprovodnika manja je od širine zabranjene zone izolatora, a veća od širine zabranjene zone provodnika, tako da samo nekoliko elektrona ima dovoljnu termičku energiju da pređe iz valentne u provodnu zonu i tako učestvuje u provođenju. To znači, da dovođenje električnog polja u poluprovodniku izaziva slabu struju. Hlađenjem poluprovodnika, gotovo svi elektroni iz provodne zone vraćaju se u valentnu zonu, čime se provodljivost poluprovodnika smanjuje.

Prenos nanelektrisanja kroz poluprovodnik obavlja se na dva načina: kretanjem slobodnih elektrona u provodnoj zoni i kretanjem šupljina u valentnoj zoni. Ovo je razlika u odnosu na metale gde struja nastaje isključivo kretanjem elektrona.



Sl. 3 Energetska struktura provodnika, poluprovodnika i izolatora

Elektron može da se rekombinuje sa šupljinom prelaskom iz provodne zone na upražnjen nivo u valentnoj zoni, pri čemu se emituje foton. Ova pojava se naziva rekombinacijom i obrnuta je pojavu stvaranja para elektron - šupljina. Pojava rekombinacije je retka, jer zakoni održanja energije i impulsa postavljaju stroge zahteve za vrednosti energije i impulsa elektrona i šupljine (vreme života elektrona i šupljina bi trebalo da bude veće od jedne sekunde da bi ovo bio jedini proces, a eksperimentalna merenja daju vremena reda od nanosekunde do nekoliko stotina mikrosekundi, što ukazuje da rekombinacija nije čest proces). Pojava rekombinacije se najčešće dešava preko centara za rekombinaciju koji se dobijaju od primesa (nečistoća) u kristalu. Primese menjaju energijsku zonsku strukturu tako što dodaju energijske nivoje u sredinu

zabranjene zone. Ova stanja mogu da zahvate elektron iz provodne zone i tada mogu da nastanu dve pojave:

1. Elektron se posle izvesnog vremena vraća u provodnu zonu
2. Posle vremena zadržavanja elektron zahvata šupljinu i anihilira

Rekombinacija primesa ima odlučujuću ulogu u detekciji zračenja, jer ona redukuje srednje vreme za koje nanelektrisanje postaje slobodno. Ovo vreme treba da bude duže od vremena koje je potrebno za sakupljanje nanelektrisanja, inače se nanelektrisanje gubi i dolazi do smanjenja rezolucije. Poluprovodnički detektori zato zahtevaju relativno čist kristal.

Drugi efekat nastaje zahvatom primesa. Neke primese su sposobne da zahvate samo jednu vrstu nanelektrisanja - elektron ili šupljinu, ali ne oba. Ako je vreme zahvata uporedivo sa vremenom kolekcije nanelektrisanja, tada dolazi do nepotpune kolekcije nanelektrisanja. Ako je vreme zahvata mnogo manje, tada je efekat slab, ili do njega uopšte ne dolazi.

1.3. Poluprovodnički PN spoj

Spoj između p- i n- tipa poluprovodnika naziva se PN spoj. Rad svih poluprovodničkih detektora zavisi od oblika PN spoja. Neki spojevi su, u elektronici poznati kao ispravljačke diode. Zbog razlike u koncentracijama elektrona i šupljina u p- i n- delu, dolazi do pojave difuzije - elektroni se kreću prema p- delu, a šupljine prema n- delu poluprovodnika. Kako su p- i n- deo poluprovodnika pre ovog procesa bili električno neutralni, pomenuto kretanje elektrona i šupljina dovodi do toga da p- deo postaje električno negativan, a n- deo postaje pozitivan. Ovo stvara gradijent električnog polja duž spoja koji eventualno zaustavlja difuziju i daje oblast sa nepokretnim prostornim nanelektrisanjem. Potencijalna razlika duž spoja naziva se kontaktni potencijal. Oblast u kojoj dolazi do promene potencijala naziva se oblast (zona) prostornog nanelektrisanja. U suštini, svaki elektron i šupljina koja se stvara ili ulazi u ovu zonu, skreće pod dejstvom električnog polja. Ove karakteristike oblasti prostornog nanelektrisanja su veoma bitne za detekciju zračenja. Jonizujuće zračenje koje ulazi u ovu zonu oslobađa par elektron - šupljina, koji se zatim skreće napolje pod dejstvom električnog polja. Ako se električni kontakt nalazi na jednom kraju spoja, dobija se strujni signal koji je proporcionalan jonizaciji.

Širina ove zone zavisi od koncentracije primesa u p- i n- delu (koncentracije akceptor-a i donora). Ako je poznata raspodela gustine nanelektrisanja $\rho(x)$, ona se može odrediti iz Poasonove jednačine:

$$\frac{d^2V}{dx^2} = -\frac{\rho(x)}{\epsilon}$$

gde je ϵ - dielektrična konstanta.

Sloj prostornog nanelektrisanja se nalazi dublje u onoj zoni koja je slabije dopirana.

Ukupna širina sloja prostornog nanelektrisanja je:

$$d = \left[\frac{2\epsilon V_0}{e} \cdot \frac{(N_A + N_D)}{N_A N_D} \right]^{1/2}$$

gde je: V_0 - kontaktni potencijal,

N_A – koncentracija akceptor-a u p- delu

N_D – koncentracija donora u n- delu

U slučaju kristala germanijuma, npr. širina sloja prostornog nanelektrisanja se može proceniti na:

$$d \approx \begin{cases} (\rho_n V_0)^{1/2} & \mu m \quad n - tip \\ 0.65(\rho_p V_0)^{1/2} & \mu m \quad p - tip \end{cases}$$

gde je: ρ_n - specifičan otpor n- dela

ρ_p - specifičan otpor p- dela

Navedene formule odnose se na slučaj jako dopiranog n- dela ($N_D \gg N_A$). Tada je sloj prostornog nanelektrisanja praktično sav u p- delu. Konstante u izrazu za debljinu sloja prostornog nanelektrisanja dobijene su uvrštavanjem konstantnih vrednosti za pokretljivost elektrona i šupljina, kao i dielektrične konstante.

Zbog električne konfiguracije, sloj prostornog nanelektrisanja ima određen kapacitet koji utiče na šum kada se PN spoj koristi kao detektor. Za planarnu geometriju, kapacitet je:

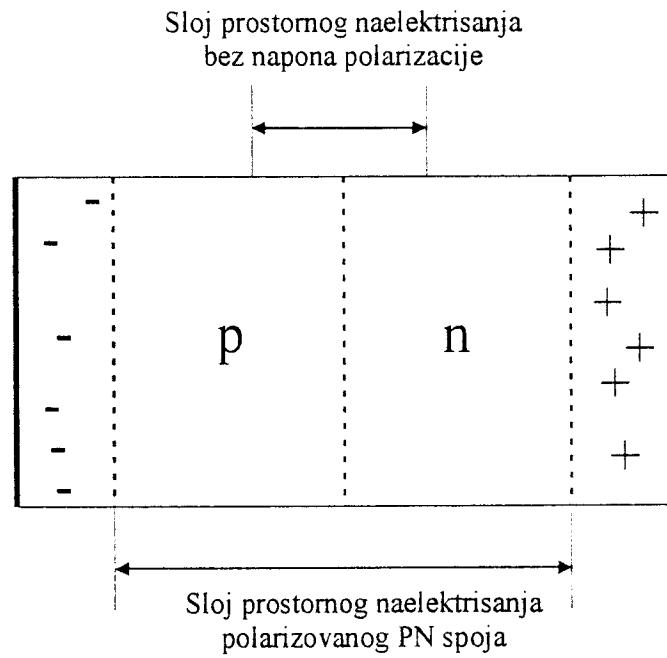
$$C = \varepsilon \frac{A}{d}$$

gde je: A- površina zone prostornog nanelektrisanja,
d- širina sloja prostornog nanelektrisanja
 ε - dielektrična konstanta

Zamenom vrednosti za d, za germanijumski poluprovodnik dobija se:

$$\frac{C}{A} = \begin{cases} 1.37(\rho_n V_0)^{-\frac{1}{2}} & \frac{pF}{mm^2} \quad n - tip \\ 2.12(\rho_p V_0)^{-\frac{1}{2}} & \frac{pF}{mm^2} \quad p - tip \end{cases}$$

Opisano unutrašnje električno polje PN spoja nije dovoljno kako da obezbedi efikasno prikupljanje nanelektrisanja u eventualnoj upotrebi direktnog PN spoja kao detektora. Debljina sloja prostornog nanelektrisanja je takva da može da zaustavi samo čestice najniže energije. To bi značilo veliki kapacitet i povećan šum u izlaznom signalu. Bolji rezultati se dobijaju primenom inverznog napona na spoju, tj. dovodenjem negativnog potencijala na p- deo, a pozitivnog na n- deo.



Sl. 4 Inverzno polarizovani PN spoj

Ovaj potencijal povećava širinu sloja prostornog nanelektrisanja (tako i osetljivu zapreminu spoja za detekciju zračenja). Viši spoljašnji napon daje veću osetljivu zapreminu i efikasnije sakupljanje nanelektrisanja. Maksimalni napon koji može da se primeni određen je otporom poluprovodnika.

Sada se širina sloja prostornog nanelektrisanja može izračunati iz već navedene formule, zamenom V_0 sa $V_0 + V_B$. V_B je inverzni napon. U praksi se često vrednost V_0 zanemaruje, jer je mnogo manja od inverznog napona.

Interesantno je da, zbog razlike u pokretljivosti elektrona i šupljina, isti inverzni napon daje širi sloj prostornog nanelektrisanja u materijalima n- tipa, nego u materijalima p- tipa. Da bi se dobio što širi sloj prostornog nanelektrisanja, koriste se materijali većeg specifičnog otpora - čistiji poluprovodnici.

1.4. Dobijanje i osnovne osobine poluprovodničkih detektora

Da bi širina sloja prostornog nanelektrisanja bila maksimalna, potrebno je koristiti materijale što veće otpornosti, kristale velike čistoće - male neto koncentracije nečistoća. Ovo se može postići na dva načina: usavršavanjem tehnika koje mogu da smanje koncentraciju nečistoća na oko 10^{10} atoma/cm³ ili kompenzacijom nečistoća jednog tipa istom koncentracijom nečistoća suprotnog tipa (driftovanjem litijumovih atoma u kristal germanijuma- takvi detektori se nazivaju Ge(Li) detektori). Proizvodnja Ge(Li) detektora je gotovo prestala zbog znatno lakšeg rukovanja detektorima sa ultračistim germanijumom. Ovi detektori se označavaju kao HPGe (*High-Purity Germanium*), a može se naći i naziv *Intrinsic Germanium* detektori. Pri pomenutoj koncentraciji nečistoća u germanijumu, širina sloja prostornog nanelektrisanja je oko 10mm i pri naponima nižim od 1000V. Ovakva koncentracija nečistoća odgovara nivou jedan deo u 10^{12} , što je najveći stepen čistoće materijala do sada poznat. To je moguće postići samo kod germanijuma. Početni materijal za dobijanje HPGe detektora je polikristalni germanijum koji se zonski prečišćava u kvarcnom kupatilu. Ovaj metod se zasniva na principu da se većina nečistoća koncentriše u tečnoj fazi dok materijal počinje da očvršćava. Ovaj postupak se ponavlja više puta, sve dok koncentracija nečistoća ne bude više od 100 puta manja od početne koncentracije nečistoća.

1.4.1. Osetljivost

Osetljivost je sposobnost detektora da proizvede upotrebljiv signal za dati tip zračenja i za datu energiju. Ona zavisi od nekoliko faktora:

1. preseka za ionizaciju u detektoru
2. mase detektora
3. prisutnog šuma u detektoru
4. zaštitnog materijala oko detektora

Presek za ionizaciju i masa detektora određeni su verovatnoćom da upadno zračenje izgubi deo ili celokupnu energiju na ionizaciju. Teške čestice jako ionizuju, pa u većini detektora, iako npr. male gustine i zapremine, dolazi do ionizacije unutar njihove osetljive zapremine. Neutralne čestice moraju prvo da, u interakciji sa materijalom detektora, proizvedu nanelektrisane čestice koje su sposobne da vrše ionizaciju unutar detektora, tako da je presek za ove interakcije obično mnogo manji. Za detektore veće gustine i zapremine neophodno je obezbediti odgovarajuću brzinu interakcije, inače detektor postaje transparentan za zračenje iz prirodnih izvora. Potrebna masa detektora zavisi od tipa zračenja i energije. Iako ionizacija nastaje unutar detektora, postoji određena minimalna količina stvorenih jona koja je neophodna da se dobije upotrebljiv signal. Ona je određena šumom unutar detektora i šumom koji potiče od elektrona. Šum se javlja kao fluktuacija napona ili struje na izlazu iz detektora i postoji bez obzira da li postoji zračenje ili ne. Ionizacioni signal mora biti veći od srednjeg šuma da bi se mogao iskoristiti. Za dati tip zračenja i datu energiju, ukupna količina stvorenih jona zavisi od osetljive zapremine. Materijal koji pokriva unutrašnjost prozora na osetljivoj zapremini detektora takođe je ograničavajući faktor. Zbog apsorpcije, samo zračenje određene energije može da prođe kroz prozor i da se detektuje. Debljina ovog materijala je donja granica energije koja se može detektovati.

1.4.2. Odziv detektora

Većina detektora je sposobna da da određene informacije o energiji zračenja. Ove vrednosti se dobijaju sve dok je količina ionizacije koju proizvodi zračenje u detektoru proporcionalna gubitku energije u osetljivoj zapremini. Ako je detektor dovoljno velik da se zračenje potpuno apsorbuje, ionizacija daje meru energije zračenja. Izlazni signal iz električnog detektora je u obliku strujnog impulsa. Detektori mogu da rade i u kontinualnom režimu gde je signal kontinualna promena struje ili napona u vremenu, u zavisnosti od intenziteta zračenja. Količina ionizacije se tada dobija kao električni impuls koji se sastoji od tih signala, to je integral impulsa u funkciji vremena. Oblik impulsa se ne menja od jednog događaja do drugog. Ovaj integral je direktno proporcionalan amplitudi ili visini signala. Idealan slučaj je da je relacija odziva linearna. Za većinu detektora, odziv je linearna ili približno linearana funkcija, on zavisi od energije i vrste čestice, što znači da detektor sa linearnim odzivom za jednu vrstu čestica ne mora imati linearan odziv i za druge čestice. Odziv je spektar koji se sastoji od impulsa koji registruje detektor kada se bombarduje monoenergetskim zračenjem. On ima oblik Gausove raspodele. Ako se zanemari konačna širina linije, što odgovara Dirakovoj delta funkciji, za određenu početnu energiju, izlazni signal ima jednu fiksnu amplitudu. Tada, ako je odziv linearan, spektar impulsa koji se dobija iz detektora odgovara direktno energiji spektra upadnog zračenja. U slučaju neutralnog zračenja često se ne dobija odziv u obliku Gausove raspodele, jer je odzivna funkcija

detektora za datu energiju određena različitim interakcijama zračenja unutar detektora i njegovom geometrijom.

Gama zraci se moraju prvo prevesti u nanelektrisane čestice da bi se mogli detektovati. Osnovni mehanizam je putem fotoefekta, Komptonovog rasejanja i stvaranja parova. U fotoefektu, energija gama zraka se predaje fotoelektronu koji se zaustavlja u detektoru. Sve dok je energija svih fotoelektrona ista, vrh je oštar kao što daje Gausov odziv. Neki gama zraci, međutim, trpe Komptonovo rasejanje. Raspodela po energijama za Komptonove elektrone je kontinualna i distribucija se javlja u funkciji odziva. Ovo narušava idealan delta - funkcionalni odziv. Događaji dobijeni stvaranjem parova na sličan način utiču na oblik funkcije odziva.

Ako se detektor koristi za merenje spektra gama zračenja, impulsna distribucija je zakrivljena, pa je funkcija odziva

$$PH(E) = \int S(E')R(E, E')dE$$

gde je: $R(E, E')$ funkcija upadne energije E' ,
 $S(E')$ spektar energija gama zraka

Za određivanje spektra gama zraka $S(E')$ iz izmerene impulsne distribucije, mora se znati $R(E, E')$ - funkcija upadne energije.

Vreme odziva je važna karakteristika detektora. To je vreme koje je potrebno detektoru da formira signal posle pada zračenja na detektor. Za dobar vremenski proračun, potrebno je da se signal brzo formira u oštar impuls sa rastućim bočnim stranama koje su, što je moguće bliže vertikali. Važno je i vreme trajanja signala. U tom periodu, drugi događaj se ne može registrovati delom zbog toga što je detektor neosetljiv, a i zbog toga što se drugi signal dodaje na prvi.

1.4.3. Energijska rezolucija. Fano faktor

Energijska rezolucija je mera sposobnosti detektora da razlikuje dve bliske linije u spektru. Ona je bitna karakteristika detektora koji služe za merenje energije upadnog zračenja. Rezolucija se obično daje u obliku širine na polovini visine pika FWHM određene energije E i izražava se u eV ili keV.

Relativna rezolucija energije jednaka je odnosu širine pika na polovini njegove visine i energije na kojoj se pik nalazi:

$$R = \frac{\Delta E}{E}$$

Vrednost relativne rezolucije izražava se u procentima.

Rezolucija je funkcija energije koja se deponuje u detektoru i bolja je pri višim energijama. To je uslovljeno Poasonovom statistikom ionizacije i eksitacije. Prosečna energija potrebna za ionizaciju je određen broj w , koji zavisi samo od materijala. Za neku energiju E očekuje se prosečno $J=E/w$ ionizacija. Sa porastom energije, broj ionizacija se povećava i rezultira malim relativnim fluktuacijama. Kod izračunavanja fluktuacija, razlikujemo dva slučaja:

1. Kod detektora u kojima se energija zračenja ne apsorbuje potpuno, broj signala koji se dobije u reakcijama je dat Poasonovom raspodelom. Odstupanje je dato sa:

$$\sigma^2 = J$$

gde je J srednji broj događaja. Zavisnost rezolucije ovih detektora od energije je data kao:

$$R = 2.35 \sqrt{\frac{J}{J}} = 2.35 \sqrt{\frac{w}{E}}$$

gde se faktor 2.35 odnosi na standardnu devijaciju Gausove raspodele na poluširini linije.

2. Kod detektora u kojima se celokupna energija zračenja apsorbuje, ne može se koristiti Poasonova statistika jer se dobija manja rezolucija nego što sledi iz ove raspodele. Razlog postojanja ove razlike leži u činjenici da je ukupna deponovana energija konstantna. Ukupan broj ionizacija koji se desio i energijski gubici na svaku ionizaciju se tada daju u tim vrednostima, što statistički nije primenljivo, jer ti događaji nisu nezavisni. Fano je dobio da je:

$$\sigma^2 = FJ$$

gde je J srednja vrednost jonizacije, a F je broj koji se zove Fano faktor.

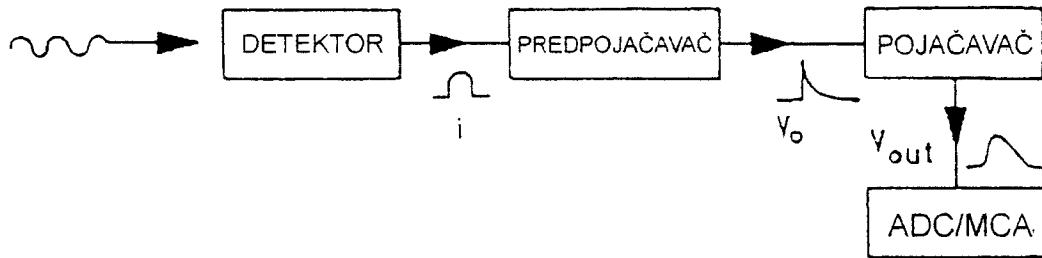
Fano faktor je funkcija svih različitih fundamentalnih procesa koji dovode do razmene energije u detektoru. On uključuje sve reakcije koje dovode do ionizacije. To je konstanta koja zavisi od materijala detektora. Teorijski, F je veoma teško odrediti tačno i zahteva poznavanje svih reakcija koje se dešavaju u detektoru. Rezolucija je sada:

$$R = 2.35 \sqrt{\frac{FJ}{J}} = 2.35 \sqrt{\frac{Fw}{E}}$$

Za $F=1$ varijacije su iste kao i za Poasonovu raspodelu. To je slučaj za scintilatore, međutim, za mnoge poluprovodničke detektore je $F<1$.

Metod standardno usvojen za merenje energetske rezolucije je opisan u ANSI/IEEE 325-1986.

γ zračenje koje pada na detektor generiše strujni signal koji se vodi u predpojačavač osetljiv na naelektrisanje (charge-sensitive preamplifier), gde se formira naponski signal. Signal se dalje oblikuje u pojačavaču, a zatim se, nakon analize visine signala u analogno-digitalnom konvertoru (ADC) i višekanalnom analizatoru (MCA) čuva u obliku energetskog histograma.



Sl. 5 Osnovni elementi spektroskopskog sistema

Ukupna energetska rezolucija koja se može postići germanijumskim spektrometrom je određena kombinacija tri faktora: inherentnom statističkom raspodelom broja stvorenih nosilaca naelektrisanja, varijacijama u efikasnosti sakupljanja naelektrisanja i doprinosom elektronskog šuma. Koja od navedenih karakteristika dominira, zavisi od energije zračenja, veličine i kvaliteta detektora. Puna širina na polovini visine tipičnog vrha u spektru, zbog detekcije monoenergetskih γ zraka u spektru se može izraziti na sledeći način:

$$(FWHM)_T^2 = (FWHM)_D^2 + (FWHM)_X^2 + (FWHM)_E^2$$

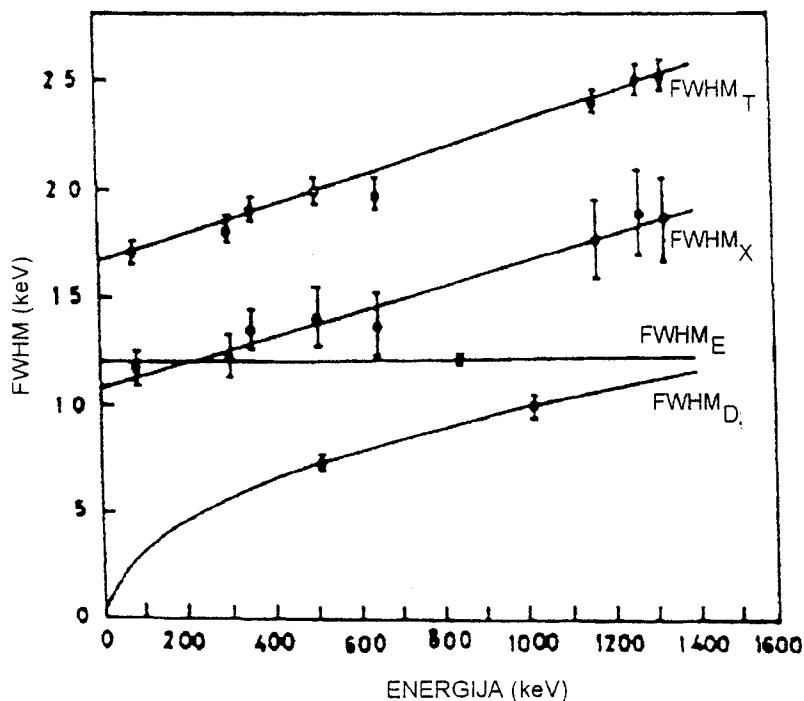
Prvi član na desnoj strani jednakosti potiče od statistike nosilaca naelektrisanja, drugi od sakupljanja nosilaca naelektrisanja, a treći od elektronskog šuma.

U sledećoj tabeli data je zavisnost širine na polovini visine linije od energije za germanijum i silicijum na temperaturi 77K.

Energija	FWHM (eV) (F=0.12)	
	Si	Ge
1 keV	49	44
5 keV	109	99
10 keV	155	140
50 keV	346	313
100 keV	489	442
500 keV	1094	990
1 MeV	1547	1401
5 MeV	3459	3132
10 MeV	4891	4420



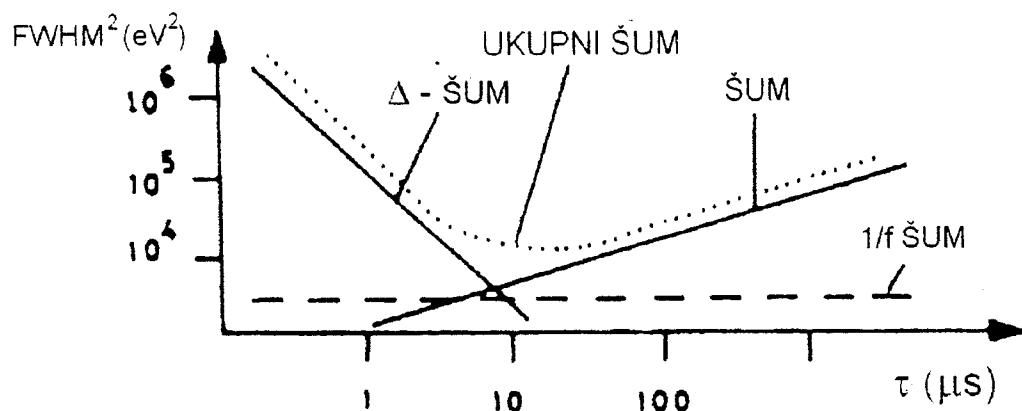
Kod HPGe detektora sa povećanjem temperature dolazi do povećanja struje curenja i elektronskog šuma pri temperaturama iznad 110 - 120K. Zbog različitih sposobnosti hlađenja različitih kristala, HPGe detektori normalno rade u intervalu temperature od 85 - 100K, te je stabilna temperatura od izuzetne važnosti. Pošto energija ionizacije varira sa temperaturom brzinom $2.53 \cdot 10^{-4} \text{ K}^{-1}$, temperaturne promene pomeraju položaj vrha i kvare energetske rezoluciju. Pri temperaturama nižim od 40K dolazi do pogoršanja energetske rezolucije zbog trapping efekta. Drugi član (FWHM_X) u jednačini potiče od nepotpunog sakupljanja nanelektrisanja i značajan je za detektore velike zapremine i pri niskim vrednostima električnog polja. Njegova veličina se obično određuje eksperimentalno serijom merenja FWHM varirajući primjenjeni napon.



Sl.6 Uticaj različitih komponenti šuma na rezoluciju detektora

Neželjene fluktuacije koje se superponiraju na signal i prouzrokuju šum. Njihova pojava u bilo kom delu detekcionog sistema direktno utiče na karakteristike detektora, pre svega na energetsku rezoluciju. Za praktične svrhe, vremenske karakteristike šuma su veoma značajne, jer omogućuju da se doprinos šuma minimalizuje izborom odgovarajuće vremenske konstante τ pojačavača. Glavni razlozi pojave šuma u detektorskom sistemu su: struja curenja, termalni šum u povratnom otporniku i diskretni karakter struje koja protiče kroz odgovarajuće delove pojačavača. Šum se može redukovati smanjenjem struje kroz detektor (tj. mereći pri nižim brzinama brojanja), izborom tranzistora sa visokom otpornošću, izborom odgovarajućeg niskošumnog FET-a i optimalnim izborom vremenske konstante τ . Redukcija jedne vrste šuma zahteva kraću, a druge vrste šuma dužu vremensku konstantu.

Najpogodniji ispitivanja rezolucije u funkciji vremenske konstante je pomoću generatora signala sa veoma stabilnom amplitudom. Za većinu detektora pri niskim brzinama brojanja optimalna vremenska konstanta leži između 3 i 8 μs .



Sl. 7 Šum u funkciji vremenske konstante τ

1.4.4. Efikasnost detektora

Efikasnost detekcije je mera verovatnoće da zračenje određene energije emitovano iz radioaktivnog izvora bude potpuno apsorbovano u aktivnoj (osetljivoj) zapremini detektora. Efikasnost može da bude absolutna i unutrašnja.

Apsolutna ili totalna efikasnost detektora se definiše kao broj događaja emitovanih iz izvora koji se registruje u detektoru

$$\varepsilon_{tot} = \frac{\text{detektovani dogadjaji}}{\text{događaji koje emituje izvor}}$$

Totalna efikasnost je funkcija geometrije detektora i verovatnoće za interakciju u detektoru. U slučaju cilindričnog detektora sa tačkastim izvorom na osi detektora i rastojanjem d od aktivne zapremine detektora, kada izvor emituje izotropno, verovatnoća da čestica emitovana pod uglom θ bude i detektovana, je:

$$P(\theta)d\theta = \frac{d\theta}{4\pi}$$

Verovatnoća da će čestica koja udara u detektor interagovati u njemu, zavisi od ukupnog preseka za interakciju:

$$d\epsilon_{tot} = \left[1 - e^{-x/\lambda} \right] \frac{d\Omega}{4\pi}$$

gde je x dužina puta u detektoru a λ je srednja slobodna dužina interakcije. Totalna efikasnost se dobija integracijom gornje jednačine po zapremini detektora. U većini slučajeva, međutim, vrednost x ne zavisi samo od ugla θ , a vrednost λ je toliko mala da se eksponencijalni član može zanemariti. Apsolutna efikasnost se tada može podeliti na dva dela: unutrašnju i geometrijsku efikasnost. Totalna efikasnost detektora je proizvod ove dve efikasnosti.

$$\epsilon_{tot} = \epsilon_{int} \cdot \epsilon_{geom}$$

$\epsilon_{int} = \text{registrovani događaji} / \text{događaji koji padaju na detektor}$

Unutrašnja efikasnost zavisi od preseka za interakciju upadnog zračenja i detektora. Unutrašnja efikasnost je funkcija vrste zračenja, njegove energije i materijala detektora. Problem efikasnosti je od izuzetne važnosti kod neutralnih čestica pošto one prvo moraju da interaguju da bi stvorile sekundarne nanelektrisane čestice. Ove interakcije su mnogo ređe, pa zahvat većeg broja upadnih neutralnih čestica nije uvek osiguran. Dimenzije detektora su bitne za postizanje veće verovatnoće za interakciju.

1. U slučaju niskoenergetskog γ zračenja $E\gamma < 100\text{keV}$ fotoelektrični efekat dominira u odnosu na druge mehanizme interakcije. Verovatnoća apsorpcije se približava 100%. Efikasnost detekcije u tom slučaju može se napisati na sledeći način:

$$\epsilon = \epsilon_{geom} \cdot T$$

$$T = T_1 \cdot T_2 \cdots$$

T je ukupna verovatnoća transmisije γ zračenja kroz različite slojeve materijala između izvora i aktivne zapremine detektora.

2. Pri energijama γ zračenja između 200keV i 2MeV dominantan mehanizam interakcije sa kristalom germanijuma je Komptonov efekat. Vrh totalne apsorpcije ne potiče samo od fotoelektričnog efekta, nego i od jedne ili više uzastopnih Komptonovih interakcija praćenih fotoelektričnim efektom ili proizvodnjom para unutar aktivne zapremine detektora. Proračuni ovakvih

višestrukih interakcija baziraju se na kompjuterskim programima (Monte Karlo metoda). Na ovim energijama verovatnoća totalne apsorpcije γ zračenja raste sa zapreminom detektora. Ipak egzaktna geometrija detektorskog kristala igra važnu ulogu u obliku krive zavisnosti efikasnosti energije od detekcije. Pri višim energijama primarnih fotona, komptonski rasejani fotoni imaju tendenciju da nastave putanju u pravcu prvobitnog kretanja. Tako je na primer, u slučaju merenja $E\gamma > 1\text{MeV}$ korisnije imati dugačak kristal da bi se povećala unutrašnja efikasnost detekcije, dok je u spektroskopiji na niskim energijama korisnije imati kristal velikog poluprečnika da bi se povećao geometrijski faktor.

3. Pri energiji primarnih fotona većoj od 2MeV , verovatnoća za proizvodnju para elektron-pozitron raste i postaje dominantni mehanizam interakcije. Pored vrha totalne apsorpcije i SEP(single escape peak) i DEP(double escape peak) se na ovim energijama primarnog zračenja mogu koristiti u spektroskopske svrhe. Verovatnoća njihovog pojavljivanja zavisi od preseka dve relevantne interakcije (fotoelektrični efekat na 511 keV i proizvodnja para na energiji primarnih fotona) i od dimenzije samog detektora.

Geometrijska efikasnost zavisi od geometrije izvora i detektora. Ugaona raspodela upadnog zračenja se mora uzeti u obzir. Za tačkasti izvor koji se nalazi na osi detektora, geometrijski faktor efikasnosti se može izračunati po sledećoj formuli:

$$\epsilon_{geom} = \frac{1 - \cos(\arctg \frac{r}{d})}{2}$$

gde je r radius detektora, a d rastojanje između izvora i aktivne zapremine detektora. Pri izračunavanju d treba imati na umu da je aktivna zapremina detektora udaljena oko 3-5 mm od spoljne zaštite (endcap) detektora. U slučaju izvora konačnih dimenzija, ili kada se tačkasti izvor ne nalazi na osi detektora, ne može se izvesti jednostavna formula za geometrijsku efikasnost.

1.4.5 Oblik vrha u spektru

Pošto pretvaranje energije u određeni broj slobodnih nosilaca nanelektrisanja podleže Poasonovojoj statistici, oblik vrha totalne apsorpcije kako ga registruje višekanalni analizator (MCA), treba da ima oblik Gausove raspodele oko energije E .

$$f(x) = e^{-\frac{(x-E)^2}{2\sigma^2}}$$

Ova formula ima maksimum za $x=E$. Polovina maksimuma ($f(x) = \frac{1}{2}$) se dobija za $x = E \pm 1.177\sigma$. To znači da je širina vrha na polovini visine $2 \times 1.177\sigma$ što je 2.355σ . Teorijske širine za različite "frakcije maksimuma" su prikazane u tabeli:

Deo maksimalnog inteziteta	Odgovarajuća širina	Odgovarajuća širina/FWHM
1/2	2.35σ	1
1/10	4.29σ	1.82
1/20	4.90σ	2.08
1/50	5.59σ	2.37

Odnos širine vrha na 1/10 visine (FWTM) i širine na 1/2 visine se najčešće uzima kao mera oblika vrha u spektru. Odstupanja od teorijskih odnosa mogu da ukažu na određenje nepravilnosti u detektorskom sistemu.

1) Eksperimentalni odnos FWTM i FWHM može biti manji od 1.82 ako je tokom sakupljanja podataka došlo do pomeranja vrha.

2) Odnos FWTM i FWHM može biti veći od 1.82 iz nekoliko razloga. Ako dolazi do vidljivog proširenja vrha na visokoenergetskoj strani, to je znak nepravilnog rada elektronike, najčešće nepravilno podešenog signala na nulu (pole zero setting).

Nepravilan oblik na niskoenergetskoj strani vrha (low energy tailing) se može pojaviti iz više razloga. To može biti indikacija problema sa elektronikom, ali isto tako i prisustva određenih nepravilnosti u Ge-detektoru (trapping centres). Zbog nepravilnosti u kristalnoj strukturi ili hemijskih nečistoća u Ge mogu se formirati određena stanja između valentne i provodne zone koja ima tendenciju da zadrže elektrone i šupljine određeno vreme. Srednje ili prosečno vreme koje nosioci naielktrisanja postoje slobodni je dato njihovim vremenom života τ . Pomenuti centri redukuju ovo vreme zbog čega dolazi do smanjenja

$$\frac{E_\gamma \cdot q}{e} \text{ maksimuma signala od vrednosti na}$$

$$Q = E_\gamma \frac{q}{e} \left(1 - \frac{d}{\mu E \tau}\right)$$

d – dimenzije kristala

τ - srednje vreme života nosilaca naielktrisanja

E – jačina električnog polja

μ - pokretljivost elektrona odnosno šupljina

Da bi se dobilo prikupljanje naelektrisanja, potrebno je da $\mu E \tau \gg d$. Minimum vrednosti τ za poluprovodnički Ge-detektor je $20 \mu\text{s}$ na 77K . Vrednost pokretljivosti naelektrisanja u Ge na 77K je:

$$\mu = \begin{cases} 40000 \text{ cm}^2/\text{Vs} & \text{za elektrone} \\ 42000 \text{ cm}^2/\text{Vs} & \text{za šupljine} \end{cases}$$

1.4.6 Odnos vrha totalne apsorpcije i komptonskog kontinuma (P/C)

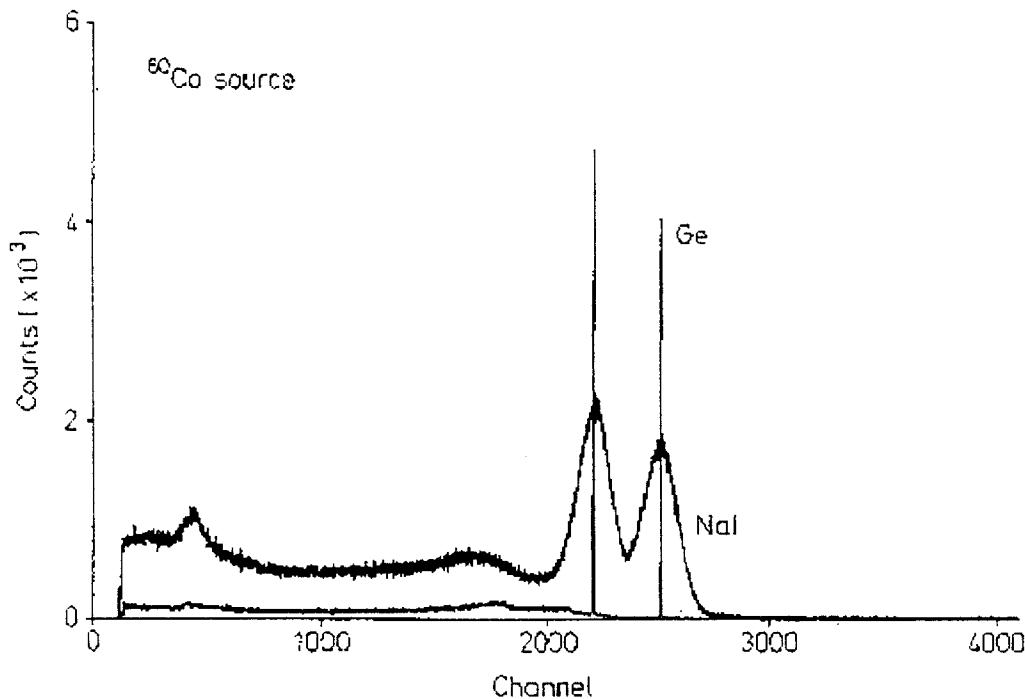
Odnos vrha totalne apsorpcije prema komptonskom kontinumu se takođe meri u skladu sa ANSI/IEEE 325 – 1986. i predstavlja najvažniji parametar sposobnosti detektora da detektuje mali vrh na niskim energijama u prisustvu visokoenergetskog zračenja. Komptonski plato potiče od komptonske interakcije u detektoru pri čemu rezultujući foton smanjenje energije pobegne iz aktivne zapremine detektora. Prema IEEE standardu ovaj parametar predstavlja odnos maksimalnog u vrhu (jednog kanala u vrhu γ zračenja $E_\gamma=1332.5 \text{ keV}$ radioaktivnog ^{60}Co i prosečnog odbroja po kanalu kanalu komptonskog kontinuma između 1040 i 1096keV . Na ovaj način se izbegava komptonska ivica. Ovaj parametar je dobar pokazatelj karakteristika detektora za sve energije γ zračenja između 150keV i 7MeV gde je komptonova interakcija dominantan proces. P/C raste sa povećanjem verovatnoće za totalnu apsorpciju, bilo preko jednostrukog fotoelektričnog efekta, višestrukog komptonskog rasejanja ili proizvodnje para. Vrednost P/C je obrnuto proporcionalna sa rezolucijom (FWHM). Prisustvo nekog materijala u blizini aktivne zapremine detektora će zbog rasejanja uticati na smanjivanje P/C. Vrednost P/C dakle zavisi od: efikasnosti detektora, rezolucije, geometrijskih uslova merenja, debljine kontakata, načina montiranja detektora, konstrukcije kriostata kao i sastava samog radioaktivnog izvora.

1.5. Germanijumski detektori

Kao što je već rečeno, kristal germanijuma je bolji za detekciju γ zraka od silicijuma. Razlog je veći atomski broj germanijuma ($Z_{\text{Ge}}=32$, $Z_{\text{Si}}=14$). Presek za fotoefekat kod germanijuma je oko 60 puta veći kod germanijuma nego kod silicijuma, mada se mora koristiti na niskoj temperaturi, zbog male širine zabranjene zone. Germanijumski detektori imaju ogromnu efikasnost. Mogu se koristiti kao detektori nanelektrisanih čestica, iako je ovde povoljnije koristiti silicijumske detektore.

1.5.1. γ spektroskopija germanijumskim detektorima

Osnovna primena germanijumskog detektora je γ spektroskopija. Germanijumski detektori obezbeđuju najveću rezoluciju za γ zrake energije od nekoliko keV do 10MeV. Na slici 8 se vidi spektar ^{60}Co dobijen NaI detektorom i isti spektar dobijen germanijumskim detektorom.



Sl. 8

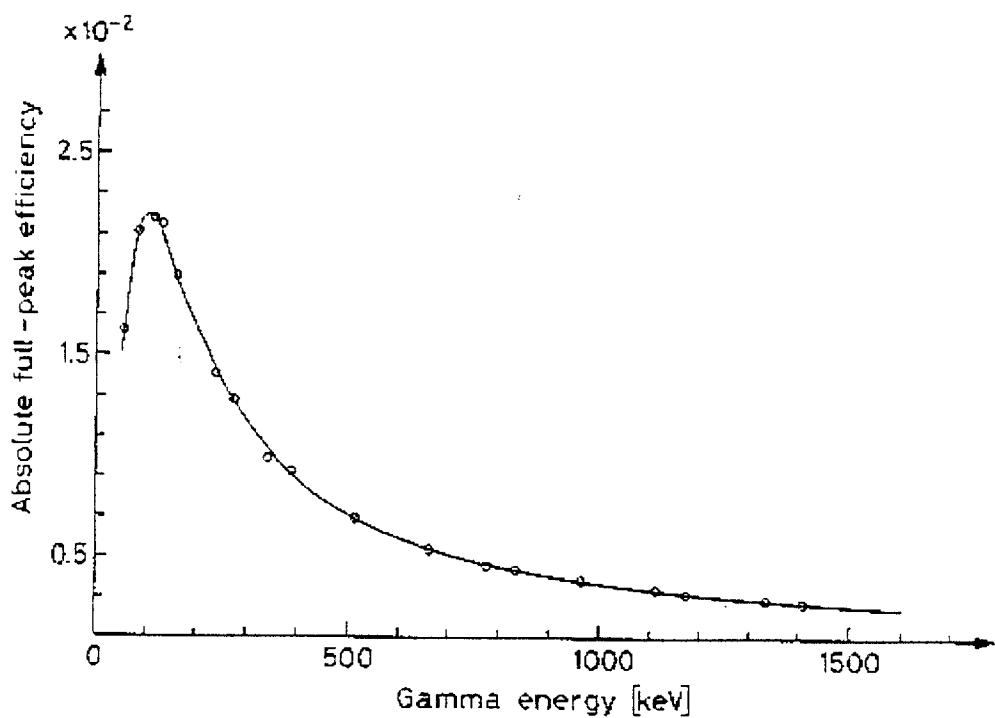
Razlike su očigledne. Na 1.33MeV germanijumski detektor ima rezoluciju 0.15%, dok je ova vrednost za NaI oko 8%. Komptonska ivica je mnogo veća zbog većeg preseka za fotoefekat za germanijum.

Kod preciznih spektrometrijskih merenja, energetska rezolucija i odnos signal-šum se može povećati korišćenjem optičke povratne sprege sa predpojačavačem. Mora se obratiti pažnja i na brzinu brojanja. Ona ne sme da bude suviše velika da bi se izbegao efekat nagomilavanja koji može da iskrivi spektar.

Da bi se merili apsolutni intenziteti, potrebno je izvršiti kalibraciju apsolutne efikasnosti detekcije. Ovo se mora izvršiti pomoću kalibracionih izvora koji obuhvataju energijsku oblast koja nas interesuje. Gama izvori čije su izlazne vrednosti kalibrirane unutar 1 ili 2% mogu se koristiti za komercijalne svrhe. U većini slučajeva, to je efikasnost za fotoelektričnu konverziju (full peak efficiency). Ona se daje kao ukupna brzina brojanja u fotopiku podeljena sa ukupnim izlaznim vrednostima za izvor. Komptonska ivica se zanemaruje.

Geometrijski odnos izvor-detektor je takođe od velike važnosti. Kalibracija se mora primeniti na razdaljinu izvor-detektor i ovo rastojanje se mora ponavljati.

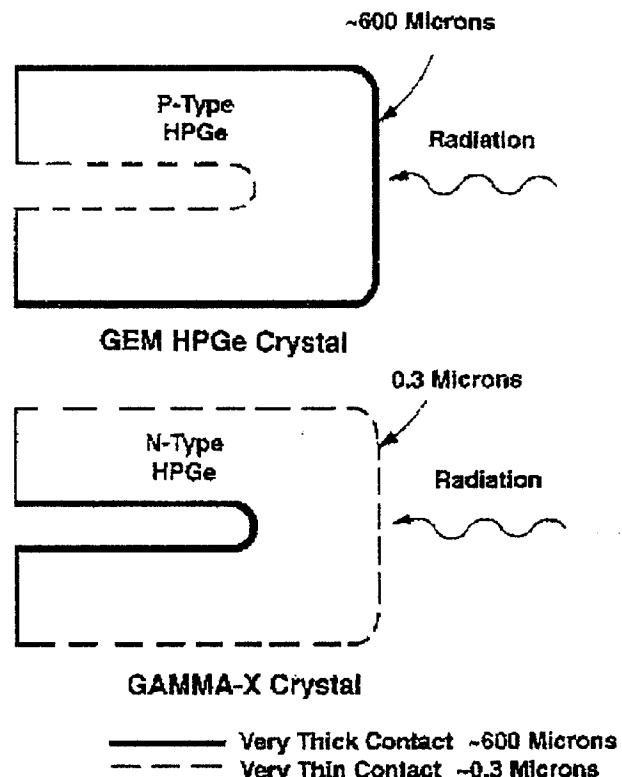
Za spektralna merenja potrebno je održavati nivoe brzine brojanja. Ako je moguće, dobro je izvršiti i kalibraciju brzine brojanja. Za velike brzine, slučajne koincidencije između dva γ zraka iz istog izvora, mogu smanjiti odbroj u njihovim stvarnim pikovima preko povratne veze. Dva γ zraka se tako registruju na energiji koja odgovara sumi njihovih pojedinačnih energija. Ovaj efekat je veoma važan za izvore koji emituju mnogo fotona u kaskadi. Ako je shema raspada i ugao emisije između svih γ zraka poznat, ovaj efekat se tada može izračunati. Za većinu izvora, međutim, nije moguće. Mrtvo vreme detektora takođe utiče na iskrivljenje i gubitke u dobijenom spektru.



Sl. 9 Zavisnost efikasnosti od energije kod koaksijalnog Ge detektora

1.5.2. Gamma-X HPGe detektor

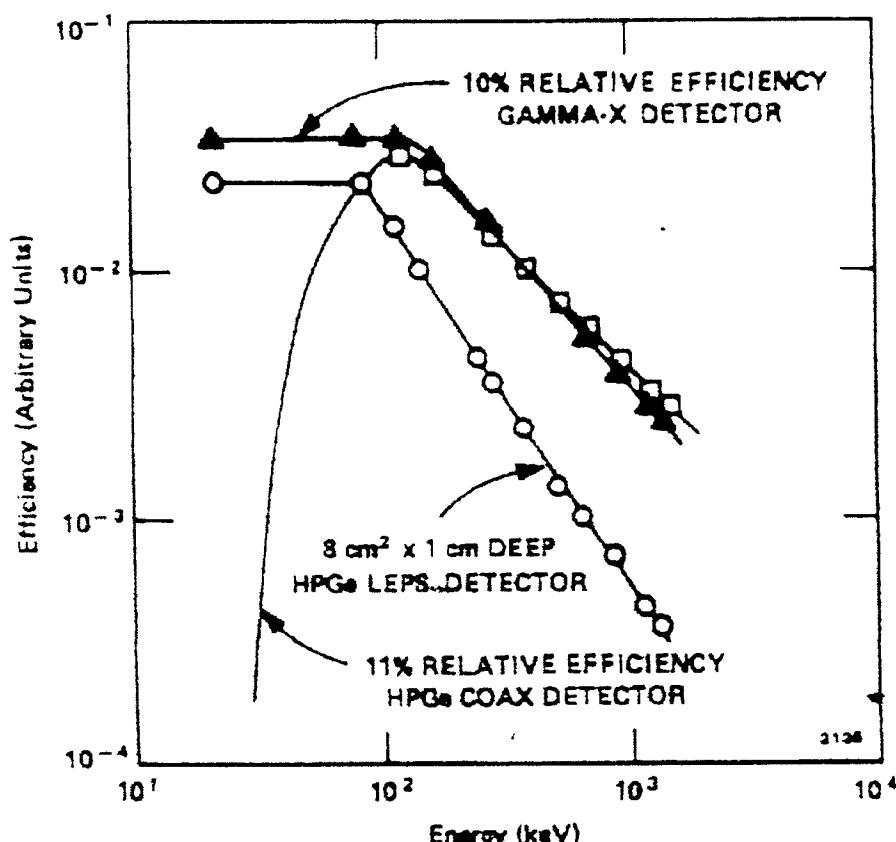
Gamma-X detektor je koaksijalni Ge detektor sa tankim ulaznim prozorom. Dok većina koaksijalnih detektora ima ulazne prozore od 500 do 1000 μm debljine, ulazni prozor Gamma-X detektora je debljine 0.3 μm sa jonski implantiranim kontaktom.



Sl. 10 Konfiguracija koaksijalnih germanijumovih kristala

Na slici su upoređene dve različite vrste detektora.

Gamma-X detektor je jedini Ge spektrometar dizajniran i za γ i za X spektroskopiju. Ovo može biti ilustrovano poređenjem Gamma-X detektora sa LEPS (Low Energy Photon Spektrometar) i sa jednim HPGe (High Purity Germanium) koaksijalnim detektorom.

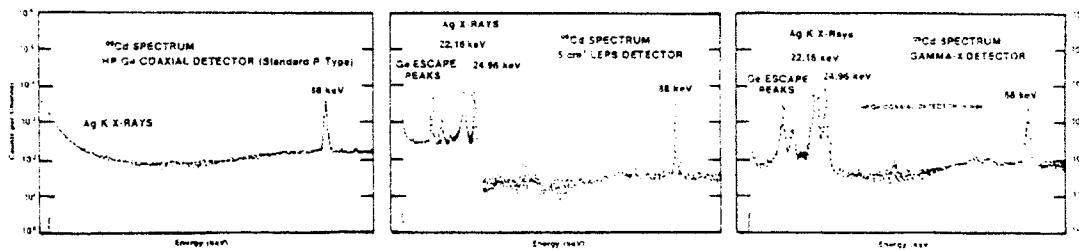


Sl.11 Poređenje efikasnosti različitih germanijumskih detektora

Gamma-X detektor predstavlja kombinaciju LEPS-a na niskim energijama i koaksijalnog detektora na višim energijama. Visokoenergetska performansa Gamma-X detektora definisana je njegovom relativnom efikasnošću, rezolucijom i odnosom P/C za ^{60}Co . Niskoenergetska performansa ovog detektora definisana je njegovom rezolucijom na 5.9keV, njegovom površinom i debljinom detektorskog prozora. Debljina ulaznog kontakta Gamma-X detektora je opisana odnosom intenziteta dva pika raspoloživog izvora. Pikovi koji su izabrani su 88keV gama iz spektra ^{109}Cd i 22.16keV AgK X iz istog izvora. Garantovan prozorski odnos atenuacije je:

$$W = \frac{\text{visina pika na } 22.16 \text{ keV}}{\text{visina pika na } 88 \text{ keV}} = 20$$

Očito, sposobnost da se vidi i izmeri rezolucija tačno na 5.9keV pouzdano govori o debljini ulaznog prozora. Sledeće slike prikazuju niskoenergetske performanse GEM HPGe koaksijalnog detektora (5cm aktivne oblasti), LEPS-a 10mm dubokog i Gamma-X detektora.



SI. 12. ^{109}Cd Spectrum Observed with a 10% Relative Efficiency HPGe Coaxial Detector.

SI. 13. ^{109}Cd Spectrum Observed with a 5- cm^2 Active Area, 10-mm Active Depth HPGe LEPS Detector.

SI. 14. ^{109}Cd Spectrum Observed with a 10% Relative Efficiency Gamma-X Detector.

Kod GEM koaksijalnog detektora, debo spoljašnji kontakt potpuno apsorbuje AgK X zrake iz spektra ^{109}Cd . Samo γ linija na 88keV je vidljiva. Kod Gamma-X detektora, ulazni prozor detektorskog elementa je debljine 0.3 μm , tako da su AgK X zraci perfektno vidljivi. Escape peaks koji su na veoma niskim energijama, vidljivi su kod Gamma-X detektora, dok su kod HPGe koaksijalnog detektora potpuno odsutni. Druga slika iz serije pokazuje spektar dobijen HPGe detektorom dizajniranim za rad na energijama ispod 100keV.

Detektor je opremljen berilijumskim prozorom debljine 0.020inča, koeficijenta transparencije $\approx 95\%$ na 5.9keV. Da bi se postigla dobra energetska rezolucija na 5.9keV, tehnologija ovog detektora mora biti dobro shvaćena od korisnika. Gamma-X detektori imaju visokonaponsku zaštitu i high-rate indicator. Ako je dovod tečnog azota iscrpljen i detektor počne da se zagreva dok je visoki način uključen, visokonaponska zaštita automatski isključuje, štiteći FET od oštećenja. Ovo je postignuto temperaturnim senzorom lociranim iza detektora, koji isključuje visoki napon da bi se izbegla mogućnost probaja PN spoja.

Kod GEM detektora kod kojih je spoljašnji kontakt pozitivno polarisan (p-tip), šupljinska struja je dominantna. Kod Gamma-X detektora, dominantna je elektronska struja. Brzi neutroni generišu *hole trapping centers* koji su negativno nanelektrisani defekti koji zahvataju šupljine, ali ne i elektrone. Zato je Gamma-X detektor, kod koga je šupljinska struja od sekundarnog značaja, u osnovi manje podložan radijacionim oštećenjima, za razliku od koaksijalnih Ge uređaja kod kojih je šupljinska struja od primarne važnosti. Gamma-X detektori bi trebali biti održavani na temperaturi što bližoj 77K, da bi se što više smanjila mogućnost radijacionih oštećenja. Za to služi protočni kriostat.

2. PROVERA OSNOVNIH RADNIH KARAKTERISTIKA DETEKTORA

2.1 Standardizacija procedure kontrole kvaliteta poluprovodničkih γ spektrometara

U SRJ metrološki uslovi koje moraju da zadovoljavaju poluprovodnički γ spektrometri određeni su Pravilnikom o metrološkim uslovima za poluprovodničke brojače- spektrometre gama zračenja, službeni list SFRJ br. 22, od 29. marta 1991. godine i Metrološkim uputstvom za pregled poluprovodničkih brojača - spektrometara gama zračenja objavljenim u Glasniku br.2 od 30. juna 1991. godine. Osnova za pravljenje ovih materijala je "IEEE Test Procedures for Germanium Detectors for Ionizing Radiation", ANSI/IEEE Standard 325- 1986.

Poluprovodnički gama spektrometri služe za merenje radioaktivnosti u energetskom opsegu od 40keV do 3MeV.

Pri određivanju aktivnosti radioaktivnih izvora dozvoljena merna nesigurnost mora biti u granicama $\pm 10\%$. Referentni uslovi pri kojima je utvrđen ovaj opseg su:

1. Temperatura okoline: $20 \pm 2^\circ\text{C}$
2. Referentni pritisak: apsolutni atmosferski pritisak na mestu merenja
3. Relativna vlažnost vazduha: ispod 80%.

Poluprovodnički gama spektrometar se sastoji od:

1. Detektora sa zaštitnim oklopom
2. Izvora napajanja
3. Predpojačavača i pojačavača
4. Višekanalnog analizatora impulsa
5. Uredaja za zapis rezultata merenja.

Detektor mora da ima sledeće karakteristike:

1. Materijal: Ge(Li) ili čisti Germanijum
2. Oblik kristala: planarni, koaksijalni, ili sa tunelom (jamom)
3. Širina na poluvisini vrha (FWHM): na 1332keV ispod 2.5keV
4. Širina na desetini visine vrha (FWTM): na 1332keV ispod 5keV
5. Odnos P/C: od 10 do 60:1
6. Relativna efikasnost: jednaka ili veća od 10%.

Ako detektor ima relativnu efikasnost 10%, zaštitni oklop tog detektora mora da obezbedi najmanje toliko sniženje fona da brzina brojanja impulsa u spektru od 40keV do 3MeV ne prelazi $3s^{-1}$.

Izvor napajanja mora da obezbedi radni napon na detektoru tako da on može kontinualno da se menja, sa stabilnošću boljom od 1% pri promeni napona na mreži do 10%.

Predpojačavač i pojačavač moraju biti takvi da minimalno stvaraju dodatni šum, tako da karakteristika detektora ne odstupa za više od 0.5keV ili 20%.

Višekanalni analizator impulsa mora da pokriva celu širinu opsega energije i mora imati najmanje 2000 kanala. Širina na poluvisini vrha mora da bude pokrivena sa najmanje 2 kanala.

2.2 Provera nivoa šuma

Bez primjenjenog visokog napona šuma na izlazu iz predpojačavača bio je 30 mV DC=70 mV.

Napon [V]	Šum [mV]	DC [mV]
500	20	70
1000	15	70
1500	12	70
2000	11-12	70
2500	11-12	70

Može se videti da se nivo šuma smanjuje sa povećanjem viskog napona.

Vremenska konstanta pojačavača, čiji je uticaj na nivo šuma značajan, odabrana je tako da je rezolucija detektora optimalna. Njena vrednost je u skladu sa preporukom proizvođača i iznosi 6 μ s.

2.3 Deklarisane karakteristike spektrometra

Merna grupa za γ spektroskopiju Laboratorije za nuklearnu fiziku na Institutu za fiziku, Prirodno-matematičkog fakulteta u Novom Sadu, sastoji se od Poluprovodničkog HPGe detektora (γ spektrometar)

Tip: GMX-20190-P
Serijski broj: 39-N21405A
Proizvođač: Ortec, SAD

Spoljašnjim pregledom utvrđeno je da se merna grupa sastoji od:

1. Izvor stabilisanog napona	
2. Izvor visokog napona do 5kV:	659, ORTEC
3. Spektroskopski pojačavač:	2021, Canberra, SAD
4. Višekanalni analizator:	35 Plus, Canberra, SAD
5. Poluprovodnički HPGe detektor: Serijski broj:	GMX-20190-P, ORTEC, SAD 39-N21405A
Godina proizvodnje:	1999.
Rezolucija:	1.90keV na $E_{\gamma}=1332.50$ keV za ^{60}Co
Odnos P/C:	48 za $E_{\gamma}=1332.50$ keV za ^{60}Co
Relativna efikasnost	20% za $E_{\gamma}=1332.50$ keV za ^{60}Co
6. Kriostat zapremine 30l:	ORTEC, SAD
7. Računar Softverski paket:	modifikovani Sampo
Štampač	
8. Niskofonska gvozdena zaštitna komora -debljina zidova:	250 mm
-korisna zapremina:	1m ³
-proizvođač:	Geosonda, Jugoslavija

2.4. Provera metroloških svojstava

U proveru metroloških svojstava spada:

1. Provera energetske zavisnosti (provera linearnosti odziva)
2. Provera efikasnosti
3. Provera reproducibilnosti
4. Provera rezolucije sistema
5. Provera odnosa P/C

U daljem tekstu biće opisane metode koje se u navedenim merenjima koriste, kao i rezultati koje smo dobili za nama interesantan Gamma-X HPGe detektor. Radionuklidi koje smo koristili pri proveri metroloških karakteristika, kao i njihove relevantne karakteristike, navedeni su u sledećoj tabeli.

Radionuklid	Aktivnost [μ Ci] 01.06.1976	Greška [%]	$T_{1/2}$ [godina]	E [keV]	P_γ [%]
^{133}Ba	11.23	4.8	10.54	53.148(11) 80.989(5) 276.388(9) 302.851(9) 355.999(10) 383.841(9)	2.17(4) 34.2(19) 7.09(14) 18.4(4) 62.2 8.92(18)
^{137}Cs	11.36	3.7	30.0(2)	661.660(3)	85.21
^{60}Co	10.40	1.9	5.271(1)	1173.237(4) 1332.501(5)	99.90(2) 99.9824(5)
^{241}Am	11.16	5	432.7(5)	59.5364(10)	35.7

2.4.1. Provera energetske zavisnosti

Energetska zavisnost se proverava radionuklidima koji se preporučuju u metrološkom uputstvu, čije energije obuhvataju najmanje 50% potrebnog energetskog opsega.

Za proveru energetske zavisnosti (linearnosti odziva), potrebno je:

1. Metodom najmanjih kvadrata odrediti krivu zavisnosti stvarne energije pika od njegove lokacije u spektru.
2. Izračunati koeficijent korelacije koji po apsolutnoj vrednosti mora da je jednak sa dozvoljenim odstupanjem do $\pm 5\%$.

Broj impulsa u jedinici vremena za ceo spektar za ma koji izvor i geometriju ne sme da prelazi 5000s^{-1} .

Pri snimanju spektara, korišćeni su tačkasti izvori radionuklida već navedenih u prethodnoj tabeli. Svi izvori su bili na osi detektora, na rastojanju 25cm. Vreme merenja za svaki izvor odabранo je tako da dobijeni vrhovi u spektru imaju približno isti odbroj, to jest da njihovi položaji budu određeni sa istom tačnošću.

Dobijeni rezultati su navedeni u sledećoj tabeli:

Radionuklid	E [keV]	Redni broj kanala
¹³³ Ba	53.148(11)	65
²⁴¹ Am	59.5364(10)	77
¹³³ Ba	276.388(9)	481
¹³³ Ba	302.851(9)	531
¹³³ Ba	355.999(10)	630
¹³³ Ba	383.841(9)	682
¹³⁷ Cs	661.660(3)	1200
⁶⁰ Co	1173.237(4)	2154
⁶⁰ Co	1332.501(5)	2451

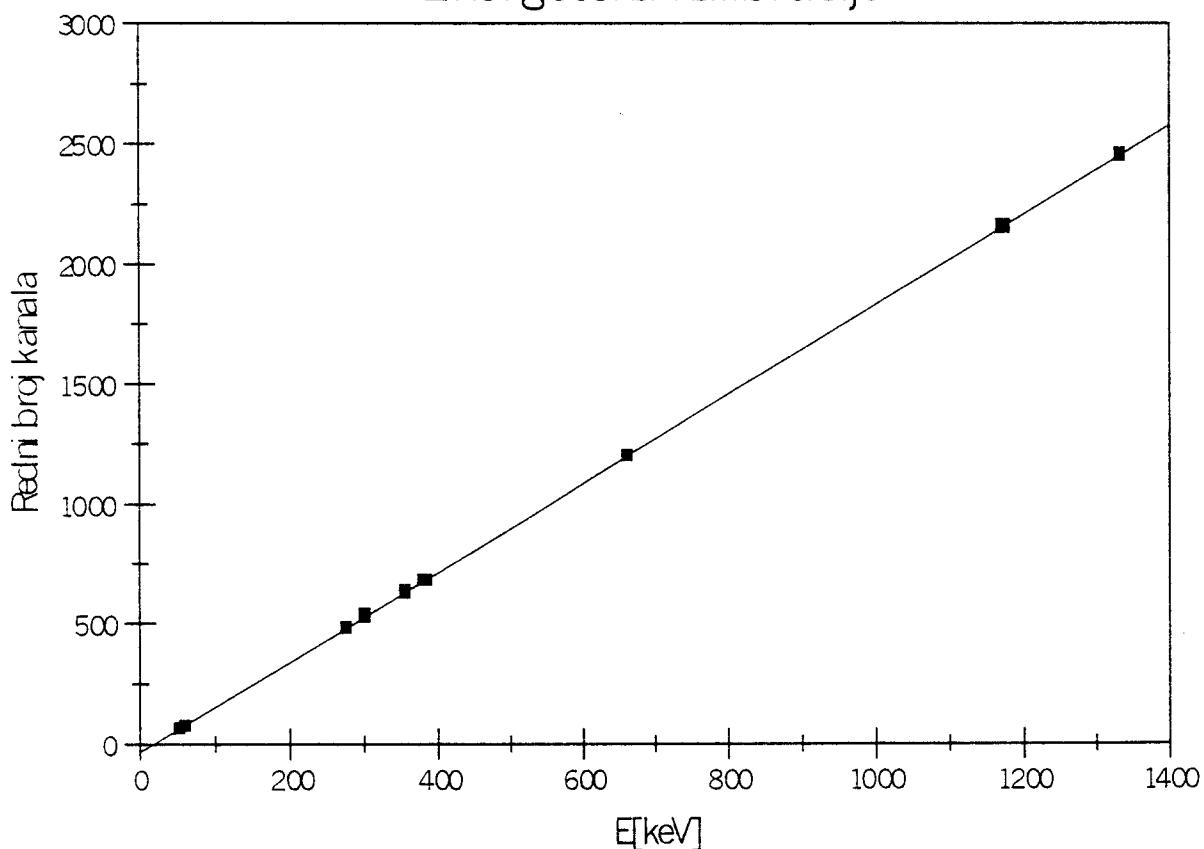
Linear Regression:

$$Y = A + B * X$$

Param	Value
A	-34.03761
B	1.86498

$$R = 1$$

Energetska kalibracija



Koeficijent korelacije pokazuje izuzetno visok stepen linearnosti odziva i po kvalitetu daleko premašuje Metrološkim uputstvom dozvoljeno odstupanje od $\pm 5\%$.

2.4.2. Provera efikasnosti

Za proveru efikasnosti se takođe koriste radionuklidi iz pomenute tabele. Aktivnost korišćenih radionuklida treba da bude poznata sa mernom nesigurnošću boljom od $\pm 5\%$. Za izvor centriran aksijalno, absolutna efikasnost se određuje na određenoj udaljenosti od gornje površine detektora.

Pri proveri absolutne efikasnosti izvora u vrhu treba da se akumulira najmanje 20000 impulsa. Absolutna efikasnost se određuje iz odnosa:

$$\varepsilon(E) = \frac{N(E)}{P(E)At}$$

$N(E)$ – broj impulsa pod površinom pika energije E korigovan na fon

$P(E)$ – verovatnoća emisije fotona energije E u jednom raspadu radionuklida

A – aktivnost radionuklida u Bq

t – vreme merenja

Relativna efikasnost je definisana u obliku:

$$\varepsilon_r(25) = \frac{\varepsilon(E)}{1.2 \cdot 10^{-3}}$$

Vrednost relativne efikasnosti ne sme da se razlikuje za više od $\pm 10\%$ od deklarisane i ne sme da varira za više od $\pm 3\%$ između dve kalibracije.

$$E_\gamma = 1332.5 \text{ keV}$$

$$A = 384.80 \text{ kBq} \pm 1.9\%, \quad (1.\text{VI}.1976.)$$

$$T_{1/2} = 1925.5 \text{ dana}$$

$$P_\gamma = 0.9998$$

$$T = 8558 \text{ dana} - \text{vreme proteklo od } 1.\text{VI} 1976. \text{ do dana merenja}$$

$$A = 17689(337) \text{ Bq} - \text{aktivnost u trenutku merenja}$$

$$N = 24016(155)$$

$$t = 3200 \text{ s}$$

$$d = 25 \text{ cm}$$

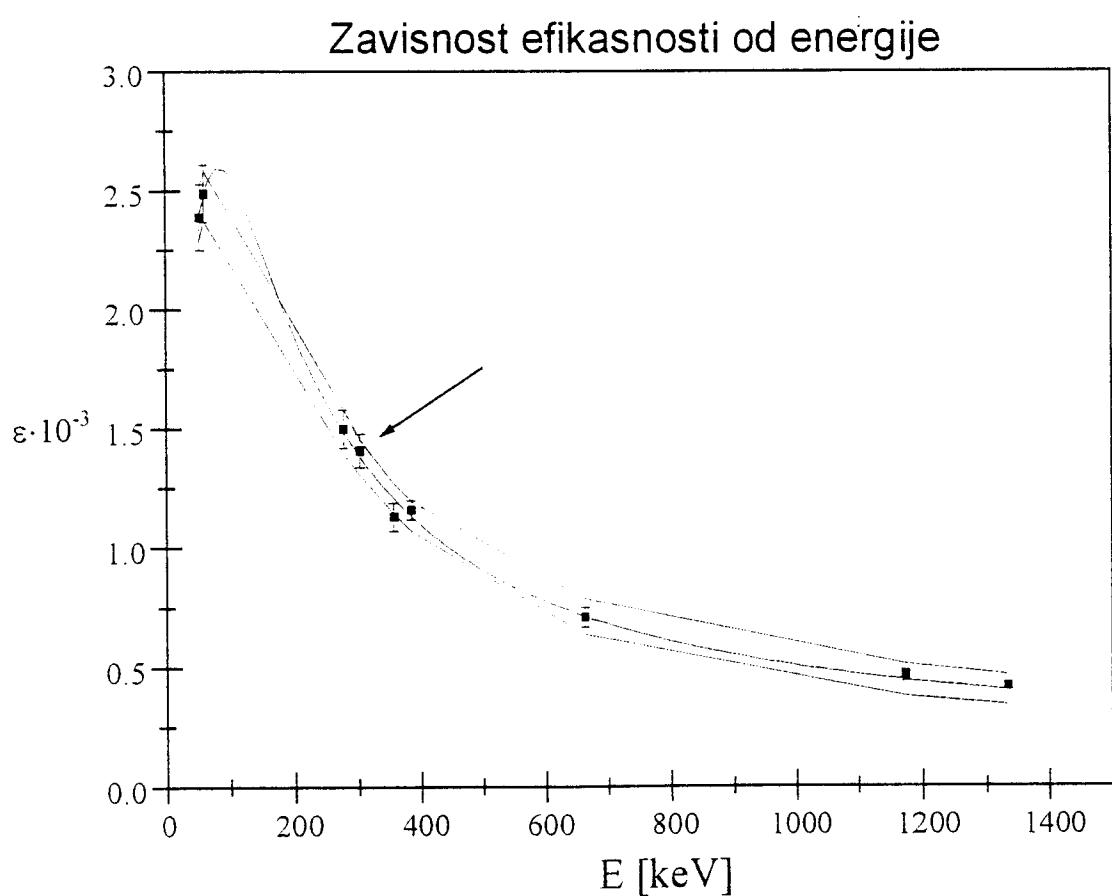
$$\varepsilon(1332.5) = \frac{24016}{17689 \cdot 0.9998 \cdot 3200} = 0.422(8) \cdot 10^{-3}$$

$$\varepsilon_r = \frac{0.422(8) \cdot 10^{-3}}{1.2 \cdot 10^{-3}} = 35.2(7)\%$$

Vrednost ε_r deklarisana od proizvođača dana 23.09.1999 iznosi 32.4 %. Odstupanje od deklarisane vrednosti je 8.64 %, što je u granici dozvoljenih $\pm 10\%$.

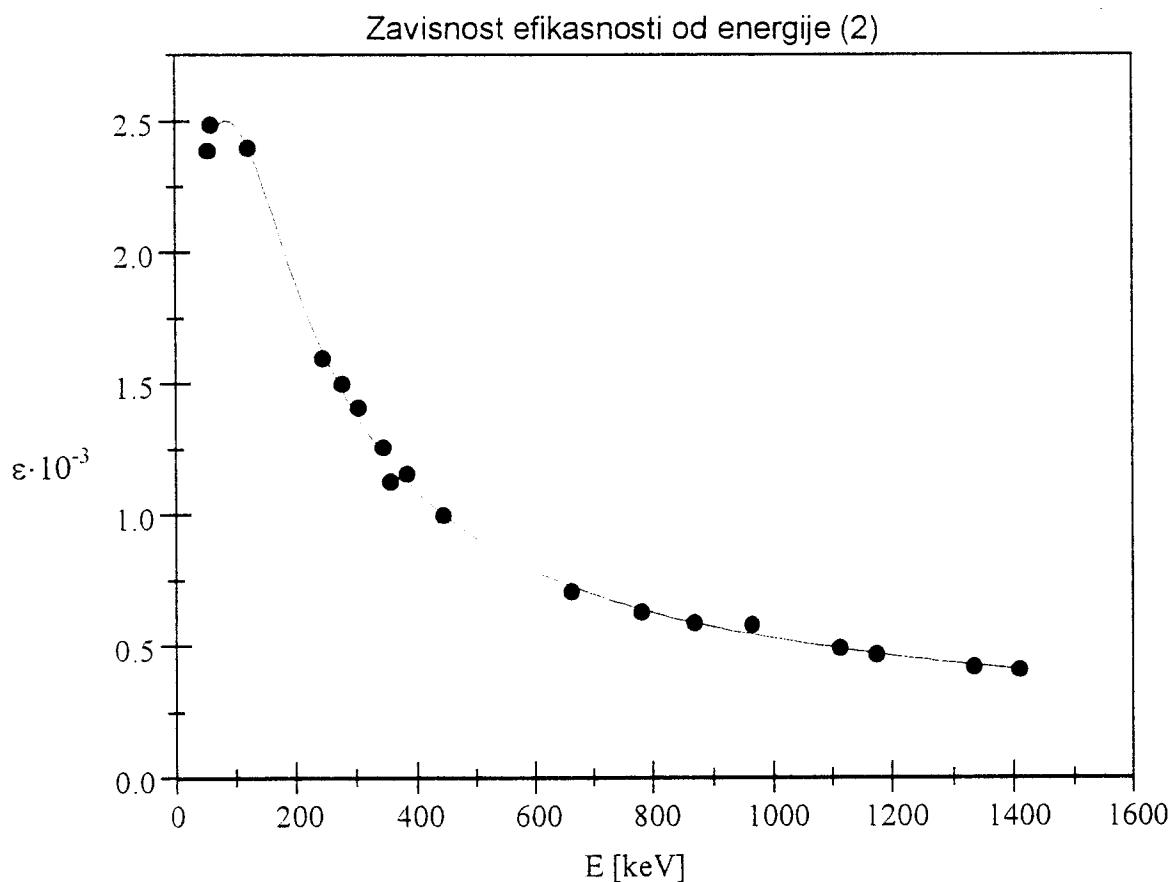
Osim toga, pratili smo zavisnost efikasnosti od energije za pomenute radionuklide. Dobijeni rezultati prikazani su u sledećoj tabeli:

Radionuklid	E [keV]	P_γ [%]	N [1/s]	$\varepsilon \times 10^{-3}$
^{133}Ba	53.148(11)	2.17(4)	4.63(15)	2.39(14)
^{241}Am	59.5364(10)	35.7	353.5(8)	2.49(12)
^{133}Ba	276.388(9)	7.09(14)	9.49(17)	1.50(8)
^{133}Ba	302.851(9)	18.4(4)	23.06(24)	1.41(7)
^{133}Ba	355.999(10)	62.2	62.6(4)	1.13(6)
^{133}Ba	383.841(9)	8.92(18)	9.19(14)	1.16(6)
^{137}Cs	661.660(3)	85.21	14.8(5)	0.71(4)
^{60}Co	1173.237(4)	99.90(2)	8.22(10)	0.465(11)
^{60}Co	1332.501(5)	99.9824(5)	7.46(10)	0.42(8)



Na grafiku je prikazan i koridor greške. Interval poverenja aproksimacije je 99%. Oblast označena strelicom je oblast sa najvećim brojem eksperimentalnih vrednosti – najbolje interpoliran deo funkcije. Da bismo dobili što više informacija o promeni efikasnosti sa energijom, iskoristili smo obeleženi deo krive, da bi izvršili normiranje za uzorak europijuma koji se sastoji od smeše ^{152}Eu i ^{154}Eu čiji spektri obiluju linijama u nama interesantnoj oblasti, a za koje nemamo podataka o aktivnosti. Merena efikasnost u funkciji energije za kalibrirani ^{152}Eu (^{154}Eu) prikazana je u sledećoj tabeli.

E [keV]	$P_\gamma [\%]$	N [1/s]	$\varepsilon \cdot 10^{-3}$
121.7758(4)	28.4(6)	88.57(9)	2.40(10)
244.6923	7.51(15)	15.6(4)	1.60(8)
344.286(2)	26.6(5)	43.5(2)	1.26(6)
443.894(13)	2.80(6)	3.65(8)	1.00(5)
778.920(4)	12.98(25)	10.64(12)	0.63(3)
867.384(6)	4.21(8)	3.24(7)	0.59(3)
964.110(12)	14.5(3)	10.23(10)	0.58(3)
1112.075(6)	13.6(3)	8.69(10)	0.49(2)
1408.002(7)	20.8(4)	10.95(10)	0.41(2)



Može se uočiti da je kriva zavisnosti u skladu sa našim očekivanjem: velika efikasnost za niske energije i njen pad sa porastom energije. Preciznija zavisnost za niže energije dobila bi se skidanjem zaštitnog prozora, čija apsorpcija utiče na efikasnost detektora. Na niskim energijama susreli smo se i sa problemom X linija koje su, uglavnom, dubleti, i za čije bi razdvajanje bilo potrebno veće iskustvo i ozbiljan rad za računarom.

2.4.3 Provera reproducibilnosti broja impulsa i lokacija vrha

Reproducibilnost broja impulsa i lokacija pika za pojedine radionuklide se proverava periodično, a najmanje dva puta godišnje korišćenjem bar jednog dugo živećeg radionuklida pri čemu odstupanje nije veće od $\pm 1\%$ za godinu dana.

Provera reproducibilnosti broja impulsa i položaja vrha je izvršena pomoću radioaktivnih izvora ^{133}Ba , ^{137}Cs , ^{60}Co dobijeni rezultati dati su u tabeli.

Radionuklid	E [keV]	Površina pika	σ	3σ
^{133}Ba	80.989(5)	73731	272	816
		73686	271	813
	276.388(9)	9179	96	288
		9185	96	288
	302.851(9)	20393	143	426
		20505	143	429
	355.999(10)	58317	241	723
		58842	243	729
^{137}Cs	383.841(9)	8179	90	270
		8017	90	270
^{60}Co	661.660(3)	131201	362	1086
		132339	364	1092
^{60}Co	1173.237(4)	7170	85	252
		7255	85	257
	1332.501(5)	6496	81	243
		6509	81	243

Vreme merenja pojedinih izvora iznosilo je 1000s.

Pet od osam posmatranih linija posle određenog vremena (u toku kojeg je detektor bio isključen i napunjen) imale su površinu pika u okviru vrednosti $\pm \sigma$, dok su preostale tri linije imale površinu pika u okvirima greške od $\pm 3\sigma$. Iz tabele se može videti da su reproducibilnost lokacije pika i broja impulsa dobre.

2.4.4 Provera rezolucije sistema

Provera deklarisane energetske rezolucije detektora izvršena je pomoću tačkastog izvora ^{60}Co na energije $E_{\gamma} = 1332.501$ keV, na rastojanju 25 cm od aktivne površine detektora.

Dobijene su sledeće vrednosti

$$\text{FWHM} = 1.905 \text{ keV}$$

$$\text{FWTM} = 3.57 \text{ keV}$$

$$\text{FWTM}/\text{FWHM} = 1.87$$

Odgovarajuće vrednosti koje je deklarisao proizvođač 23.09.1999 iznose

$$\text{FWHM} = 1.83 \text{ keV}$$

$$\text{FWTM}/\text{FWHM} = 1.89$$

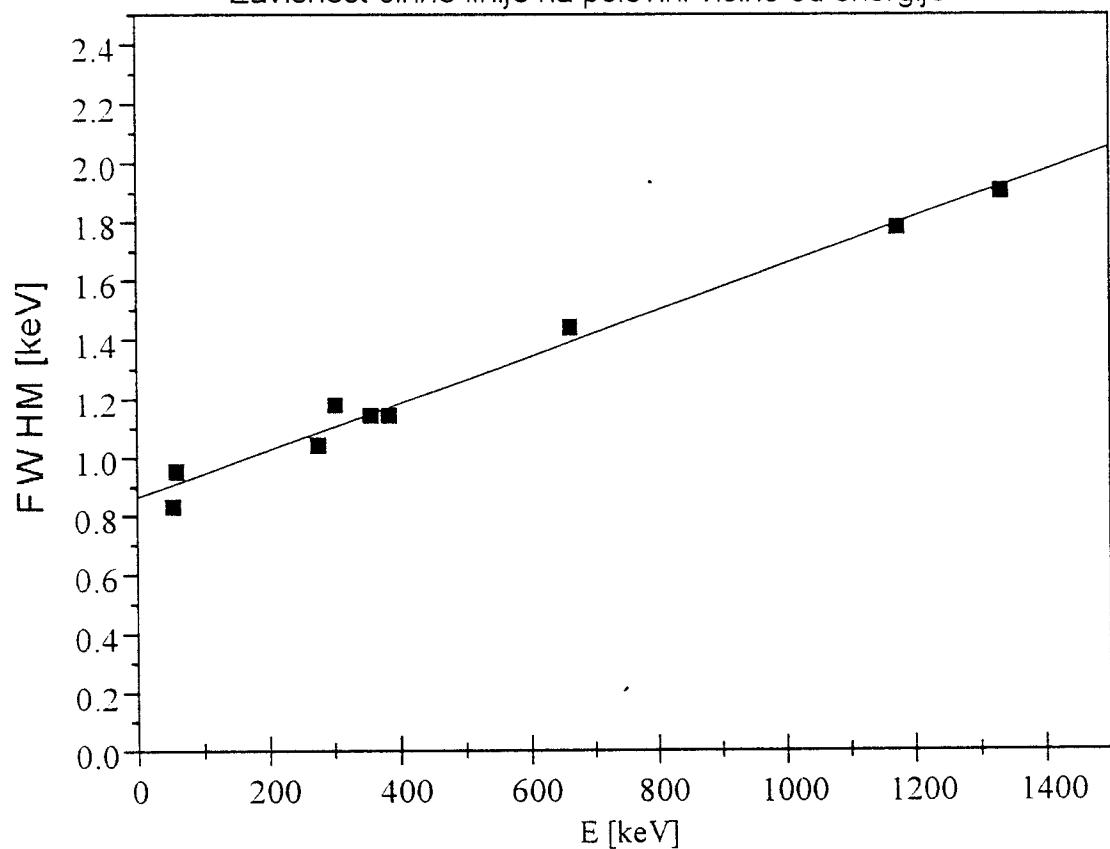
Širina na polovini visine treba da bude manja od 2.5 keV, dok širina na desetini visine treba da bude manja od 5 keV, kao što je propisano Pravilnikom, što je dobijenim rezultatima merenja i potvrđeno.

Odstupanje izmerene vrednosti FWHM od deklarisane je 4 %, što je u dozvoljenim granicama ($\pm 5\%$).

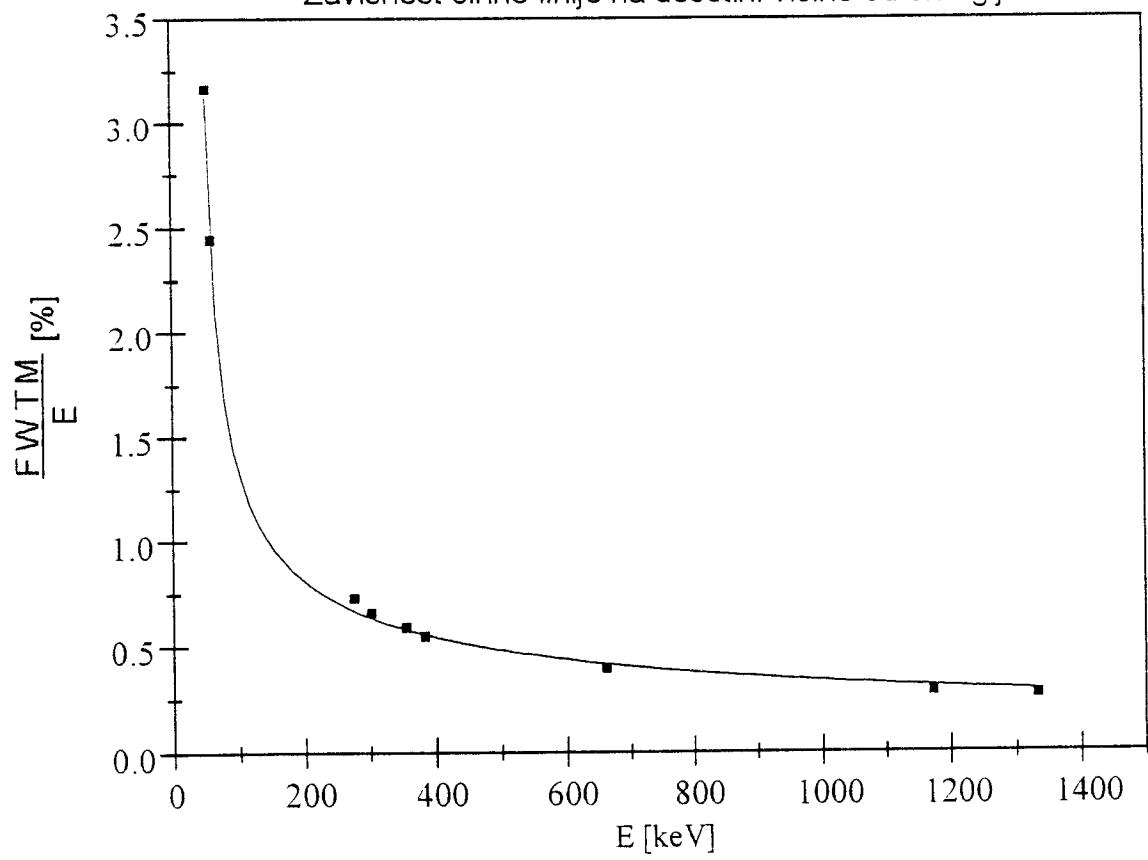
Izvršeno je merenje energetske rezolucije (FWHM,FWTM, kao i relativne rezolucije) na različitim energijama. Rezultati merenja prikazani su u sledećoj tabeli:

E [keV]	FWHM [keV]	FWHM	FWTM
		E rel. rezolucija [%]	E [%]
53.148(11)	0.833	1.567	3.163
59.5364(10)	0.954	1.602	2.442
276.388(9)	1.041	0.377	0.729
302.851(9)	1.179	0.389	0.662
355.999(10)	1.144	0.321	0.590
383.841(9)	1.144	0.298	0.548
661.660(3)	1.44	0.2176	0.394
1173.237(4)	1.781	0.152	0.283
1332.501(5)	1.905	0.143	0.268

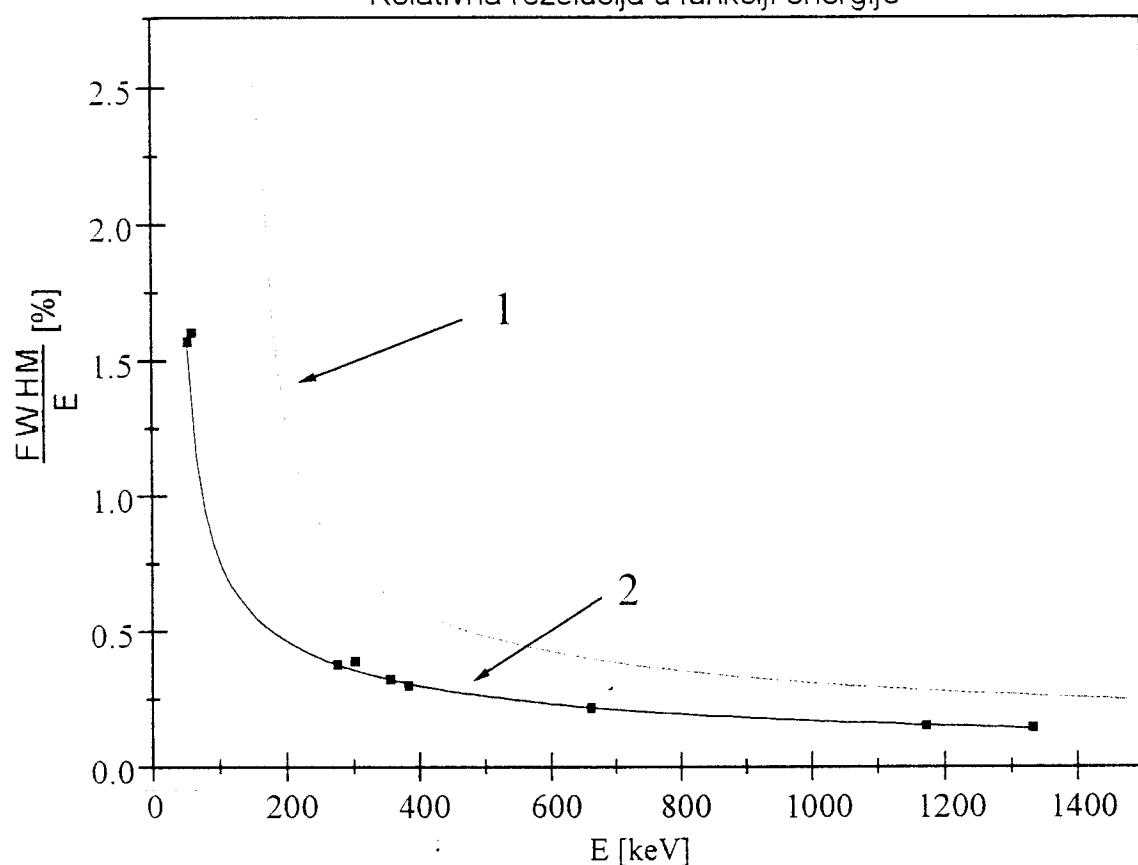
Zavisnost širine linije na polovini visine od energije



Zavisnost širine linije na desetini visine od energije



Relativna rezolucija u funkciji energije



Kriva 1 predstavlja grafik funkcije $\frac{A}{\sqrt{E-B}} - C$

gde su A,B i C konstante odabране tako da se pokaže da se kriva 2 (kriva zavisnosti relativne efikasnosti od energije) ponaša kao funkcija od $1/\sqrt{E}$

2.4.5 Provera odnosa P/C

Komptonov kontinuum je definisan za ^{137}Cs u energetskom intervalu od 358 keV do 382 keV, odnosno za ^{60}Co u intervalu od 1040 keV do 1096 keV. Odnos P/C se izračunava tako što se uzima maksimalno izmereni broj impulsa po kanalu u opsegu u kojem je lociran vrh i srednji broj impulsa prave linije komptonovog kontinuuma (korigovano na fon).

Provera je izvršena pomoću tačkastog izvora ^{60}Co koji se nalazio na osi detektora na rastojanju od 25 cm. Odbroj u kanalu maksimuma vrha $E_{\gamma}=1332.501$ keV iznosio je $P_{\max}=1519$. Komptonski plato imao je integralni odbroj 3144. Odbroj po kanalu komptonskog kontinuuma bio je:

$$C = \frac{3144}{105} = 29.9(5)$$

$$P = 1519(40)$$

$$\frac{P}{C} = 50.8(16)$$

$$\frac{\Delta\left(\frac{P}{C}\right)}{\frac{P}{C}} = \sqrt{\left(\frac{\Delta P}{P}\right)^2 + \left(\frac{\Delta C}{C}\right)^2} = 3\%$$

$$\Delta\left(\frac{P}{C}\right) = 1.6$$

$$\frac{P}{C} = 50.8(16) : 1$$

Vrednost deklarisana od proizvođača je 51.0. Očigledno je da detektor zadovoljava deklarisani odnos P/C.

ZAKLJUČAK

Pri merenjima koja su izvršena ispoštovana je procedura kontrole kvaliteta poluprovodničkih spektrometara određena Pravilnikom o metrološkim uslovima za poluprovodničke brojače-spektrometre gama zračenja, iz Službenog lista SFRJ iz 1991. godine, kao i Metrološko uputstvo za pregled poluprovodničkih brojača-spektrometara gama zračenja objavljenog u Glasniku br.2, 1991. godine. Dobijeni rezultati ukazuju na činjenicu da detektor Laboratorije za nuklearnu fiziku u Novom Sadu zadovoljava kriterijume propisane zakonom. Takođe se može zaključiti da je slaganje eksperimentalno dobijenih rezultata sa deklarisanim zadovoljavajuće.

QUALITY ASSURANCE DATA SHEET

GMX Series HPGe GAMMA-X HPGe (High-Purity Germanium) Coaxial Photon Detector System

Model and Serial Numbers

Detector Model No. GMD-20190
 Cryostat Configuration LLB-GMD-HJ
 Dewar Model 30
 Preamplifier Model 130-6
 Preamplifier S/N 169
 H. V. Filter Model 119B
 H. V. Filter S/N 2717

Important Reference Data

Ship Date 9-23-99
 Serial No. 39-N21405A

When calling Customer Service, always reference this Detector Serial No.

Cryogenic Information

Dewar Capacity 302 Static Holding Time 10 Days Detector Cool-Down Time 34 hrs

Dimensions

Crystal Diameter 56.0 mm
 Crystal Length 165.3 mm
 End Cap to Crystal 3 mm
 Total Active Volume — cc

Absorbing Layers
 Beryllium 0.5 mm
 Aluminum — mm
 Inactive Germanium 0.3 mic

High Voltage Bias

Recommended Operation Bias, NEGATIVE 2500 V

Performance Specifications*

	Warranted	Measured	Amplifier Time Constant
Resolution (FWHM) at 1.33 MeV, ⁵⁹ Co	<u>1.90</u> keV	<u>1.83</u> keV	<u>6</u> us
Peak-to-Compton Ratio, ⁵⁹ Co	<u>48</u>	<u>57.0</u>	<u>6</u> us
Relative Efficiency at 1.33 MeV, ⁵⁹ Co	<u>30</u> %	<u>33.4</u> %	<u>6</u> us
Peak Shape (FWTM/FWHM), ⁵⁹ Co	<u>1.95</u>	<u>1.89</u>	<u>6</u> us
Peak Shape (FWFM/FWHM), ⁵⁹ Co	<u>2.80</u>	<u>2.59</u>	<u>6</u> us
Resolution (FWHM) at 122 keV, ⁵⁷ Co	<u>—</u> eV	<u>—</u> eV	
Resolution (FWHM) at 5.9 keV, ⁵⁵ Fe	<u>1.90</u> eV	<u>537</u> eV	

Other _____

Data Certified By Pete Kelly Date 9-23-99

*Measured at a nominal rate of 1000 counts/s unless otherwise specified.

LITERATURA

1. Leo,W.R. Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments, Springer- Verlag, Berlin Heidelberg, NewYork 1994.
2. G.F.Knoll, Radiation Detection and Measurements (second edition) John Wiley and sons, NewYork,1989.
3. IEEE Test Procedures for Germanium detectors for Ionising Radiation, ANSI/IEEE Standard 325- 1986.update 1996.
4. EG&G ORTEC Modular Pulse- Processing Electronics and Semiconductor Radiation Detectors, 1995.
5. Virginia S. Shirley, Table of Radioactive Isotopes, John Wiley & sons, 1986.
6. Pravilnik o metrološkim uslovima za poluprovodničke brojače- spektrometre γ zračenja, Službeni list SFRJ broj 22, 29.mart 1991.
7. Metrološko uputstvo za pregled poluprovodničkih brojača- spektrometara γ zračenja, Savezni zavod za mere i dragocene metale, Beograd, Glasnik broj 2, od 30.juna 1991.
8. Modular Pulse- Processing Electronics and Semiconductor Radiation Detectors- EG & G ORTEC Catalog 97/98
9. Applied Nuclear Spectroscopy- EG & G ORTEC Catalog 97/98

UNIVERZITET U NOVOM SADU
PRIRODNO-MATEMATIČKI FAKULTET
KLJUČNA DOKUMENTACIJSKA INFORMACIJA

Redni broj:	NO
RBR	
Identifikacioni broj:	Naučna disciplina: Nuklearna fizika
IBR	ND
Tip dokumentacije	Predmetna odrednica/ ključne reči:
TD	gamma, Ge detektor, spektroskopija
Tip zapisa:Tekstualni štampani	PO
materijal	
TZ	Čuva se: Biblioteka Instituta za
Vrsta rada: Diplomski rad	fiziku, PMF Novi Sad
VR	ČU
Autor: Ljiljana Stanivuk,292/91	Važna napomena: nema
AU	VN
Mentor:Dr Miroslav Vesković,	Izvod: U radu je izvršena provera
vanredni profesor PMF Novi Sad	radnih karakteristika
MN	poluprovodničkog gama
Naslov rada: Provera osnovnih	spektrometra
radnih karakteristika	IZ
poluprovodničkog Gamma-X HPGe	Datum prihvatanja teme od strane
detektora	veća:
NR	DP
Jezik publikacije: srpski (latinica)	Datum odbrane:
JP	DO
Zemlja publikovanja: Jugoslavija	Članovi komisije:
ZP	Predsednik:
Uže geografsko područje:	Dr Ištvan Bikit, redovni profesor,
Vojvodina	PMF, Novi Sad
UGP	Članovi:
Godina: 2000.	Dr Radomir Kobilarov, PMF,
GO	Novi Sad
Izdavač: Autorski reprint	Dr Miroslav Vesković, vanredni
IZ	profesor
Mesto i adresa: Prirodno-	KO
matematički fakultet, Trg Dositeja	
Obradovića 4, 21000 Novi Sad	
MA	
Fizički opis rada: (2/41/0/9/14/6/1)	
FO	
Naučna oblast: Fizika	