



UNIVERZITET U NOVOM SADU  
PRIRODNO-MATEMATIČKI FAKULTET  
DEPARTMAN ZA FIZIKU



*Nataša Lalović*

**DOPRINOS ELASTIČNOG I NEELASTIČNOG RASEJANJA  
NEUTRONA NISKOENERGETSKOM DELU GAMA  
SPEKTRA HPGe DETEKTORA**

*-Master rad-*

*Novi Sad, jul 2012.*

*Ovaj master rad urađen je u Laboratoriji za gama spektroskopiju Katedre za nuklearnu fiziku Departmana za fiziku Prirodno-matematičkog fakulteta u Novom Sadu.*

*Svom mentoru, prof. dr Miodragu Krmaru najiskrenije se zahvaljujem na savetima prilikom odabira teme, mnogobrojnim idejama i nezamenljivoj pomoći pri pronalasku objašnjenja.*

*Najlepše se zahvaljujem dr Dejanu Jokoviću sa Instituta za fiziku u Zemunu na pomoći u oblasti Monte Karlo simulacija.*

*Zahvalnost dugujem prof. dr Jaroslavu Slivki na sugestijama pri korišćenju numeričkih metoda u obradi podataka, koje su u mnogome olakšale realizaciju ovog master rada.*

*Takođe se zahvaljujem ostalim zaposlenima na Katedri za nuklearnu fiziku na iskrenom interesovanju tokom izrade ovog rada.*

*Hvala mojim najbližima na beskompromisnom saosećanju, ali i tehničkoj podršci.*

*Autor*

## SADRŽAJ

<b>1. UVOD</b>	1
<b>2. NISKOFONSKA GAMA SPEKTROSKOPIJA I IZVORI FONSKOG ZRAČENJA</b>	4
2.1. Niskofonski spektroskopski sistemi sa germanijumskim detektorima	4
2.2. Izvori fonskog zračenja u niskofonskim gama spektroskopskim merenjima	6
2.2.1. Komponenta fona usled prirodne radioaktivnosti iz okruženja detektorskog sistema	7
2.2.2. Komponenta fona usled interakcija kosmičkog zračenja	10
2.2.2.1. Primarno kosmičko zračenje	11
2.2.2.2. Sekundarno kosmičko zračenje	13
2.2.2.3. Radionuklidi generisani kosmičkim zračenjem	14
2.2.3. Komponenta fona usled sopstvene radioaktivnosti detektora	15
2.2.4. Komponenta fona usled elektronike	17
<b>3. IZVORI NEUTRONA U NISKOFONSKIM GAMA SPEKTROSKOPSKIM SISTEMIMA</b>	18
3.1. Neutroni koji potiču od prirodne radioaktivnosti	19
3.2. Neutroni indukovani kosmičkim zračenjem	20
3.2.1. Neutroni kao komponenta sekundarnog kosmičkog zračenja u atmosferi	21
3.2.2. Neutroni generisani mionskim zahvatom	21
3.2.3. Neutroni visokih energija	24
<b>4. INTERAKCIJE NEUTRONA SA AKTIVNOM ZAPREMINOM GERMANIJUMSKOG DETEKTORA</b>	28
4.1. Reakcije neutrona	29
4.1.1. Zahvat neutrona	31
4.1.2. Rasejanje neutrona	31
4.1.2.1. Elastično rasejanje	32
4.1.2.2. Neelastično rasejanje	32
4.2. Interakcije neutrona sa atomima germanijuma	34
<b>5. EKSPERIMENTALNI DEO</b>	40
5.1. Osnovna ideja rada	40
5.2. Detektorski sistem	43

<b>6. REZULTATI I DISKUSIJA</b>	46
6.1. Niskoenergetski deo fonskog spektra	46
6.2. Gama linije koje prate neelastično rasejanje neutrona na jezgrima germanijuma	48
6.3. Rezultati simulacije koji se odnose na gama linije koje prate neelastično rasejanje neutrona	56
6.4. Poređenje intenziteta ( $n, n$ ) i doprinosa ( $n, n'$ ) niskoenergetskoj oblasti spektra	58
6.4.1. Određivanje ukupnog broja ( $n, n$ ) reakcija na osnovu linije od 691.3 keV	58
6.4.2. Određivanje intenziteta početne oblasti spektra na osnovu energetskog spektra uzmaka jezgra	61
<b>7. ZAKLJUČAK</b>	67
<b>8. LITERATURA</b>	70

## 1. UVOD

Tehnika merenja niskih gama aktivnosti našla je široku primenu u proučavanju najrazličitijih problema u fizici, kako u fizici elementarnih čestica, astrofizici, nuklearnoj fizici, geofizici, tako i u zaštiti životne sredine. Proučavanje fundamentalnih procesa u fizici čestica i astrofizici najvećim delom je dovelo do potrebe za što preciznijim i tačnijim merenjima niskih nivoa gama aktivnosti [1-3]. U eksperimentalnim tehnikama koje tretiraju dati aspekt moguće je koristiti različite detektore i sisteme, s tim što se u gama spektroskopiji niskih aktivnosti najvažnijim smatraju poluprovodnički i detektori sa čvrstim scintilatorima.

Prilikom merenja niskih aktivnosti značajni napori se ulažu u razrešenje problema pozadinskog zračenja. Naime, kosmičko zračenje presudno doprinosi fonu osnovnog detektora, pa je njegova redukcija veoma važna za mogućnost detekcije događaja od praktičnog interesa. Potiskivanje doprinosa kosmičkog zračenja fonu može se realizovati lociranjem čitavog detektorskog sistema duboko pod zemlju jer je u tom području intenzitet kosmičkih zraka smanjen za nekoliko redova veličine [3-5]. Međutim, izgradnja takvih laboratorijskih zahteva izdvajanje značajnih sredstava, pa se kompromis često nalazi u realizaciji plitko ukopanih laboratorijskih ili laboratorijskih površina uz izuzetnu spoljašnju zaštitu [6-9]. Detekcija niske aktivnosti usko je povezana i sa retkim nuklearnim događajima, pa je napredak na ovom polju istraživanja uslovljen redukcijom i analizom fona jer je to najčešće jedini način poboljšanja praga detekcije u ovim merenjima [10, 11].

Jednu od glavnih komponenata fonskog zračenja u gama spektroskopskim merenjima predstavljaju procesi generisani interakcijama neutrona. Oni potiču od prirodne radioaktivnosti radionuklida iz okruženja detektorskog sistema, kao i od kosmičkog zračenja [12, 13]. Neutroni se mogu identifikovati zahvaljujući gama aktivnosti koja se generiše usled interakcija sa materijalima detektorskog sistema. Upravo zbog ove činjenice je potpuno determinisanje gama aktivnosti generisane neutronima ključno u realizaciji niskofonskih gama spektroskopskih merenja.

Posledice analize neutronske komponente fonskog zračenja ogledaju se u raznim aktuelnim eksperimentima koji se bave pitanjima detekcije raspada protona, tamne materije, mase neutrina, kao i dvostrukog beta raspada, zatim hemijskog sastava planeta. Upravo je redukcija fona koji potiče od neutrona od suštinskog značaja za detekciju pomenutih procesa.

U astrofizici se slabo interagujuće masivne čestice (eng. Weakly Interacting Massive Particle: WIMP) smatraju popularnim kandidatima za konstituentne hladne tamne materije Univerzuma. Ove hipotetičke čestice interaguju posredstvom slabe interakcije i gravitacije, a

prepostavlja se i posredstvom neke druge (nove) interakcije koja ne bi trebalo da bude jača od slabe. S obzirom na njihovo svojstvo da ne interaguju posredstvom elektromagnetne interakcije, ne mogu se direktno opaziti. S druge strane, na njih ne deluje ni jaka nuklearna sila, kao reziduum jake interakcije. Iz navedenih razloga se pokušaji detekcije zasnivaju na merenju uzmaka jezgra do kog bi trebalo da dođe nakon što bi se WIMP-ovi rasejali unutar detektora [14,15]. Ovi događaji se beleže posredstvom jonizacije, scintilacije ili pobuđenih fonona kristalne rešetke [16]. Neutroni koji dospevaju do detektora, a indukovani su kosmičkim mionima, doživljavaju neelastično rasejanje i produkuju signale u istoj energetskoj oblasti kao što su oni koji bi se očekivali od interakcije WIMP-ova.

Pitanje mase neutrina jedno je od najkomplikovanijih aktuelnih pitanja fizike elementarnih čestica. Ispitivanje ovog fenomena eksperimentalno se može vršiti posmatranjem neutrinskih oscilacija i dvostrukog beta raspada. U prvom tipu eksperimenta, neophodno je izučavati interakcije neutrina sa protonima, a u kojima se kreiraju neutroni. Međutim, u ovim merenjima do izražaja dolaze i neutroni koji nemaju ovakvo poreklo jer ometaju i prikrivaju stvarni signal koji bi se odnosio na detekciju neutrina [17-19]. Ukoliko se nastoji da se detektuje dvostruki beta raspad, neophodno je izvršiti merenje gama aktivnosti potomaka jezgra koje je podložno dvostrukom beta raspadu. Ovi signali su gotovo neznatne verovatnoće, a dodatni otežavajući faktor je što se moraju razlučiti u spektru gde dominira fonsko zračenje.

Interakcije putem kojih neutroni deponuju energiju u poluprovodničkom HPGe detektoru veoma su dobro izučene. Objasnjenje strukture linija koje potiču od neelastičnog rasejanja neutrona na atomima germanijuma, a koje se uočavaju na gama spektru, takođe se može pronaći u literaturi [20]. Prilikom rasejanja neutrona na atomima germanijuma, ovi doživljavaju uzmak, pa je to još jedan mehanizam putem kog se energija ostavlja u detektoru. Ovaj proces je detaljno izučen, kako sa eksperimentalnog [21-23], tako i sa teorijskog stanovišta [24].

Kao što je već napomenuto, u niskofonskim gama spektroskopskim merenjima značajnu ulogu imaju događaji indukovani neutronima. Stoga je u ovom radu izvršena analiza porekla procesa u kojima se neutronima generiše gama aktivnost sa ciljem da se odredi doprinos dva najdominantnija procesa niskoenergetskom delu fonskog spektra HPGe detektora sa olovnom zaštitom. Drugim rečima, izvršena je procena doprinosa elastičnog i neelastičnog rasejanja neutrona pomenutom spektru. Eksperimentalni rad zasnovan je na dugotrajnim niskofonskim merenjima sprovedenim u Laboratoriji za gama spektroskopiju Departmana za fiziku Prirodno-matematičkog fakulteta u Novom Sadu. Na osnovu

prikupljenih podataka određeni su intenziteti gama linija od interesa, a uz rezultate Monte Karlo (Monte Carlo) simulacija pomoću programskog paketa GEANT4 dobijene su konačne procene doprinosa pomenutih procesa.

## **2. NISKOFONSKA GAMA SPEKTROSKOPIJA I IZVORI FONSKOG ZRAČENJA**

### **2.1. Niskofonski spektroskopski sistemi sa germanijumskim detektorima**

Kada X- ili gama-zrak prolazi kroz neki materijal, on ne može direktno da vrši ni jonizaciju niti ekscitaciju jer nosi nulto nanelektrisanje. Shodno tome, detekcija gama-zraka uslovljena je interakcijom usled koje će foton predati svu svoju energiju, ili samo određenu porciju energije, elektronu u apsorbujućem medijumu. Kako su inicijalni gama fotoni praktično “nevidljivi” za detektor, informacije o upadnim gama zracima nose jedino elektroni kreirani u pomenutim reakcijama. Maksimalna energija ovih elektrona jednak je energiji upadnog fotona, i ove čestice će usporavati i time gubiti svoju energiju kao bilo koji brzi elektron, tj. beta čestica. Mehanizmi putem kojih čestica smanjuje svoju energiju su jonizacija, eksitacija i bremsstrahlung.

Da bi detektor mogao da služi kao gama spektrometar, mora da izvršava dve bitne funkcije:

- a) da se ponaša kao medijum za konverziju u kome za inicijalne gama fotone postoji značajna verovatnoća za interakciju i stvaranje jednog ili više brzih elektrona;
- b) da se ponaša kao konvencionalni detektor sekundarnih elektrona [25].

Osnovu poluprovodničkih detektora predstavljaju poluprovodnički kristalni materijali, najčešće silicijum i germanijum. Kada čestica jonizujućeg zračenja prođe kroz poluprovodnički materijal kreiraju se parovi elektrona i šupljina duž putanje koju je čestica prešla. Kako su elektroni nužni za protok električne struje, dovoljno ih je nekim spoljašnjim električnim poljem usmeriti ka odgovarajućoj diodi. Količina sakupljenog nanelektrisanja upravo je proporcionalna energiji deponovanoj u kristalu. Da bi se efekat jonizujućeg zračenja na poluprovodnički detektor mogao i izmeriti, potrebno je izvršiti konverziju sakupljenog nanelektrisanja u naponski signal, što se odvija u predpojačavaču.

U poređenju poluprovodničkih sa scintilacionim detektorima, scintilacioni imaju veoma slabu energetsku rezoluciju. Osim toga, suština njihovog funkcionisanja ogleda se u transformaciji upadnog zračenja u svetlost, a potom svetlosti u električni signal, što ne samo da dugo traje, već i drastično smanjuje efikasnost ovih sistema.

Za formiranje para elektron-šupljina potrebna je oko 10 puta manja energija od one potrebne za ionizaciju gasa, što poluprovodničke detektore stavlja i znatno ispred gasnih

brojača. Osim toga, gasovi imaju malu zaustavnu moć, pa zahtev za totalnu apsorpciju energije koja će se predati sekundarnom elektronu nije zadovoljen.

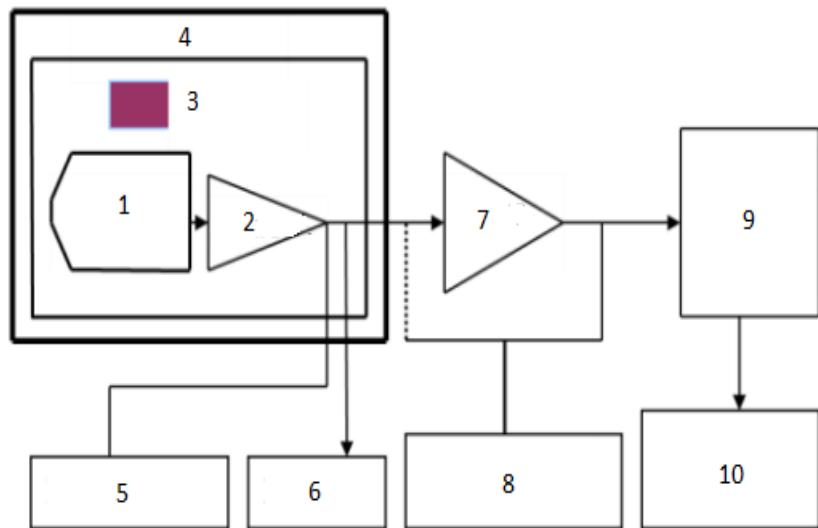
Uopšte uzev, sistem koji se danas najčešće koristi u gama spektrometriji niskih aktivnosti jeste germanijumski spektrometar. Uzorci ne zahtevaju naročite prirpreme, zahvaljujući velikoj prodornoj moći fotona, a mogu biti relativno velike mase, reda 1 kg. Visoka rezolucija ovih sistema efektivno smanjuje fon, daje vrlo pouzdanu identifikaciju gama zraka, te omogućava istovremeno određivanje koncentracije aktivnosti pojedinačnih radionuklida u njihovoj smeši. Međutim, poredeći germanijumske detektore sa drugim tipovima, mora se imati u vidu njihova mala ukupna efikasnost od svega nekoliko procenata.

Germanijum se mnogo više od silicijuma koristi kao materijal za detekciju gama zračenja. Naime, atomski broj germanijuma je veći ( $Z_{Ge} = 32$ ,  $Z_{Si} = 14$ ), pa je efikasni presek za fotoefekat, izražen zavisnošću  $Z^{4.5}$ , znatno veći.

HPGe detektori (eng. High Purity Germanium) su naročita vrsta poluprovodničkih detektora jer se izrađuju od ultra-čistog germanijuma. Tehnike za fabrikaciju germanijuma te čistoće, kod kog su koncentracije primesa svega oko  $10^{10}$  atoma/cm<sup>3</sup>, razvijene su sredinom sedamdesetih godina prošlog veka. Materijal od koga se polazi je svakako germanijum, ali u sirovoj formi, koji bi se prerađivao u poluprovodničkoj industriji. Iako ovaj materijal već ima izuzetan nivo čistoće, neophodno ga je dalje prerađivati tehnikama refinacije zona. Tako visok nivo čistoće koji se zahteva od ovih sistema u vezi je sa zonom prostornog nanelektrisanja, koja treba da bude što je moguće šira.

Pošto je energijski rascep između zona veoma mali (oko 0.7 eV), funkcionisanje germanijumskih detektora na sobnoj temperaturi nije moguće pošto bi se indukovala veoma velika termalna struja curenja. Stoga se germanijumski detektori moraju hladiti da bi se pomenuta struja curenja do te mere smanjila, da električni šum koji ona predstavlja ne bi ometao energetsku rezoluciju detektora. Uobičajena temperatura na kojoj germanijumski detektori funkcionišu iznosi 77 K, a postignuta je pomoću izolovanog Djuarovog (J. Dewar) suda u kom se rezervoar sa tečnim azotom drži u termalnom kontaktu sa detektorom. U literaturi se napominje da je nekada pogodno podešiti temperaturu HPGe detektora iznad nominalne vrednosti od 77 K [26, 27]. Pokazano je da funkcionisanje detektora nije ugroženo sve dok temperatura ne pređe 130 K.

Poluprovodnički detektorski sistem se sastoji od čitavog niza komponenata (slika 1 [28]), čije se karakteristike mogu podešavati u skladu sa performansama detektora koje se tiču određene procedure merenja [29].



Slika 1. Blok šema detektorskog sistema sa HPGe detektorom

1–HPGe detektor; 2–Predpojačavač; 3–Uzorak; 4–Zaštita; 5–Izvor visokog napona; 6–Pulser;  
7–Pojačavač; 8–Osciloskop; 9–Višekanalni analizator; 10–PC

## 2.2. Izvori fonskog zračenja u niskofonskim gama spektroskopskim merenjima

Pozadinsko zračenje predstavlja neizostavnu komponentu događaja detektovanih gama spektroskopskim sistemima. Danas se mnogi veliki projekti oslanjaju na detaljne analize ovog zračenja, da bi dobro poznavanje fona implementirali u rezultate eksperimenata, te time verifikovali ili demantovali predskazane retke procese [30, 31]. U ove svrhe se zahtevaju sistemi kod kojih je fon nekoliko redova veličine manji od onog koji je mogao biti detektovan ranijim sistemima. Rezultat se dobija u vidu spektra koji predstavlja diferencijalnu raspodelu energije apsorbovane u detektoru, a formira se kombinacijom različitih izvora fona [32-34]:

- a) prirodna radioaktivnost koja potiče od materijala iz detektorskog okruženja;
- b) doprinos kosmičkog zračenja;
- c) sopstvena radioaktivnost detektora, tj. aktivnost koja potiče od radionuklida smeštenih u samom detektorskom sistemu;
- d) elektronika.

## **2.2.1. Komponenta fona usled prirodne radioaktivnosti iz okruženja detektorskog sistema**

Prirodni radionuklidi su radioaktivni izotopi koji su postojali i pre nastanka Zemlje ili su, pak, formirani u atmosferi, zemljisu i vodi usled uticaja iz kosmosa. Upravo zahvaljujući prirodnim radionuklidima, kontaminacija životne sredine je neminovna, naročito u pogledu onog tipa kontaminacije do koje dolazi bez uticaja čoveka. Međutim, do emisije radioaktivnih supstanci dolazi i u nenuklearnim industrijama (sagorevanje drveta, fosfatna industrija, rudarstvo i sl.), baš kao i u različitim tehnologijama tretiranja nekih radioizotopa poput radijuma, tricijuma, kriptona, torijuma, uranijuma i drugih.

Sa druge strane, kontaminaciju životne sredine izaziva i emisija radionuklida kreiranih veštačkim putem prilikom proizvodnje i testiranja nuklearnog oružja, oslobođanja različitih nus produkata iz nuklearnih postrojenja u normalnom režimu rada, ali i tokom odvijanja nuklearnih akcidenata.

Prilikom formiranja Sunčevog sistema bilo je prisutno mnogo dugoživećih radionuklida, a danas se svega njih 17 može pronaći van radioaktivnih nizova (tabela 1 [35]). Ono što je njihova reprezentativna osobina je da svi imaju vreme poluživota veće od starosti Sunčevog sistema. Sa stanovišta izloženosti ljudi, najvažniji su  $^{40}\text{K}$  ( $T_{\frac{1}{2}} = 1.28 \cdot 10^9$  god.) i  $^{87}\text{Rb}$  ( $T_{\frac{1}{2}} = 1.41 \cdot 10^9$  god.). Radionuklidi uranijum i torijum predstavljaju rodonačelnike radioaktivnih nizova. Članovi ovih radioaktivnih nizova mogu biti vrlo značajni, bilo zbog svog uticaja na ozračivanje ljudi, bilo zbog sopstvenih radioaktivnih osobina. U prirodi postoje tri radioaktivna niza koji potiču od  $^{238}\text{U}$ ,  $^{235}\text{U}$  i  $^{232}\text{Th}$ .

Primordijalni radionuklid koji je prilično rasprostranjen i čiji se efekti aktivnosti praktično ne mogu izbeći je  $^{40}\text{K}$ , koji je emiter beta i gama zračenja. U prirodnom kalijumu se javlja sa udelom od 0.012 %. Smatra se biološki veoma važnim elementom, a njegova koncentracija u telu je pod homeostatskom kontrolom. Radioizotop kalijuma se može naći u stenama i zemljisu. Procenjuje se da je njegova prosečna aktivnost u zemljisu oko 420 Bq/kg [36].

Tabela 1. Primordijalni radionuklidi koji se i dalje mogu pronaći izolovani

Radionuklid	Raspad	Poluživot (god.)	Elementalni udeo (%)	Radionuklid	Raspad	Poluživot (god.)	Elementalni udeo (%)
$^{40}\text{K}$	$\beta^-$ EC $\beta^+$	$1.27 \cdot 10^9$	0.0117	$^{50}\text{V}$	$\beta^-$ EC	$1.4 \cdot 10^{17}$	0.250
$^{87}\text{Rb}$	$\beta^-$	$4.88 \cdot 10^{10}$	27.84	$^{113}\text{Cd}$	$\beta^-$	$9.0 \cdot 10^{15}$	12.22
$^{115}\text{In}$	$\beta^-$	$4.4 \cdot 10^{14}$	95.71	$^{123}\text{Te}$	EC	$> 1.3 \cdot 10^{13}$	0.908
$^{138}\text{La}$	EC $\beta^-$	$1.05 \cdot 10^{11}$	0.090	$^{114}\text{Nd}$	$\alpha$	$2.38 \cdot 10^{15}$	23.80
$^{147}\text{Sm}$	$\alpha$	$1.06 \cdot 10^{11}$	15.0	$^{148}\text{Sm}$	$\alpha$	$7.0 \cdot 10^{15}$	11.3
$^{152}\text{Gd}$	$\alpha$	$1.1 \cdot 10^{14}$	0.20	$^{176}\text{Lu}$	$\beta^-$	$3.78 \cdot 10^{10}$	2.59
$^{174}\text{Hf}$	$\alpha$	$2.0 \cdot 10^{15}$	0.162	$^{180}\text{Ta}$	EC $\beta^+$	$> 1.2 \cdot 10^{15}$	0.012
$^{187}\text{Re}$	$\beta^-$	$4.3 \cdot 10^{10}$	62.60	$^{186}\text{Os}$	$\alpha$	$2.0 \cdot 10^{15}$	1.58
$^{190}\text{Pt}$	$\alpha$	$6.5 \cdot 10^{11}$	0.01				

Jedan od prirodnih radionuklida koji je otkriven i istražen među prvima početkom 20. veka je radon [37]. Klasificuje se kao plemeniti gas, a formira se u zemljишtu iz kog se delimično može oslobađati u vazduh i to krećući se kroz pore među česticama zemljista.  $^{219}\text{Rn}$  (emanacija aktinijuma) ima veoma malo vreme poluživota od 3.96 s, tako da gotovo nema šanse da se probije do gornjih slojeva zemljista. Nasuprot njemu,  $^{220}\text{Rn}$  ili toron (emanacija torijuma) ima vreme poluživota od 55.6 s, tako da difunduje do površine. Emanacija radijuma, radon ili  $^{222}\text{Rn}$  može da dospe do površine sa još većim dubinama u odnosu na toron, s obzirom na činjenicu da je njegovo vreme poluživota 3.82 dana. Radon se nalazi u građevinskim materijalima koji mogu sadržati značajne koncentracije uranijuma i radijuma, te se difuzijom kroz zidove, tavanice i podove može naći i u unutrašnjosti životnog i radnog prostora. Utvrđeno je da koncentracija radona u ovim prostorijama može da varira u opsegu 0.1-100 Bq/m<sup>-3</sup> [38].

Mnoge ljudske aktivnosti doprinose zastupljenosti radionuklida u prirodnoj sredini u manjoj ili većoj meri. Tako, na primer, proizvodnja fosforne kiseline iz fosfatnih stena rezultuje oslobađanjem prirodnih radionuklida u okolinu. Međutim, nekim drugim aktivnostima poput generisanja električne korišćenjem nuklearne energije ili testiranja nuklearnog oružja, može doći do stvaranja novih radionuklida. Ovako nastali izvori radioaktivnosti nazivaju se antropogenim radionuklidima. Među ovim radionuklidima izdvajaju se relativno dugoživeći  $^{137}\text{Cs}$  i  $^{90}\text{Sr}$ . Nakon akcidenta u Černobilju, u životnu sredinu su dospele veće količine  $^{137}\text{Cs}$ . S obzirom na to da ovi radionuklidi mogu uticati na

nivo fona u gama spektroskopskim merenjima, nakon pomenute nezgode trebalo je pažljivo vršiti odabir materijala za izgradnju sistema u pogledu moguće kontaminacije  $^{137}\text{Cs}$ .

Na osnovu izloženog, jasno je da je gama zračenje iz okruženja značajan izvor fona, te ga je neophodno smanjiti korišćenjem masivne metalne zaštite. Osim toga, veoma je bitno analizirati gama linije koje su uočljive u fonskim gama spektrima, a potiču od radionuklida iz okruženja detektora. Najintezivnije od njih i one koje se standardno registruju date su u tabeli 2 [39].

Tabela 2. Karakteristične gama linije u fonskom spektru koje potiču od prirodne radioaktivnosti iz okruženja detektora

Energija [keV]	Radionuklid	Energija [keV]	Radionuklid
46.5	$^{210}\text{Pb}$	806.2	$^{214}\text{Bi} (^{226}\text{Ra})$
53.2	$^{214}\text{Pb}$	860.4	$^{208}\text{Tl}$
63.3	$^{234}\text{Th}$	911.3	$^{228}\text{Ac} (^{232}\text{Th})$
92.6	$^{234}\text{Th} (^{235}\text{U})$	934	$^{214}\text{Bi} (^{226}\text{Ra})$
144	$^{235}\text{U}$	964	$^{228}\text{Ac} (^{232}\text{Th})$
163.4	$^{234}\text{Th} (^{235}\text{U})$	1120	$^{214}\text{Bi} (^{226}\text{Ra})$
185.7	$^{235}\text{U}$	1155	$^{214}\text{Bi} (^{226}\text{Ra})$
186	$^{226}\text{Ra}$	1172	$^{60}\text{Co}$
238.6	$^{212}\text{Pb} (^{232}\text{Th})$	1280	$^{214}\text{Bi} (^{226}\text{Ra})$
241.9	$^{214}\text{Pb} (^{226}\text{Ra})$	1332	$^{60}\text{Co}$
277.4	$^{208}\text{Tl} (^{232}\text{Th})$	1377	$^{214}\text{Bi} (^{226}\text{Ra})$
295.2	$^{214}\text{Pb} (^{226}\text{Ra})$	1385	$^{214}\text{Bi} (^{226}\text{Ra})$
300.1	$^{212}\text{Pb} (^{232}\text{Th})$	1401	$^{214}\text{Bi} (^{226}\text{Ra})$
338.4	$^{228}\text{Ac} (^{232}\text{Th})$	1460	$^{40}\text{K}$
351.9	$^{214}\text{Pb} (^{226}\text{Ra})$	1509	$^{214}\text{Bi} (^{226}\text{Ra})$
463	$^{228}\text{Ac} (^{232}\text{Th})$	1538	$^{214}\text{Bi} (^{226}\text{Ra})$
511	anihilaciona radijacija	1660	$^{214}\text{Bi} (^{226}\text{Ra})$
583.4	$^{208}\text{Tl} (^{232}\text{Th})$	1729	$^{214}\text{Bi} (^{226}\text{Ra})$
609.3	$^{214}\text{Bi} (^{226}\text{Ra})$	1764	$^{214}\text{Bi} (^{226}\text{Ra})$
661.7	$^{137}\text{Cs}$	1847	$^{214}\text{Bi} (^{226}\text{Ra})$
665.5	$^{214}\text{Bi} (^{226}\text{Ra})$	2117	$^{214}\text{Bi} (^{226}\text{Ra})$

727.2	$^{212}\text{Bi}$ ( $^{232}\text{Th}$ )	2203	$^{214}\text{Bi}$ ( $^{226}\text{Ra}$ )
768.4	$^{214}\text{Bi}$ ( $^{226}\text{Ra}$ )	2447	
785.7	$^{214}\text{Pb}$	2614	$^{208}\text{Tl}$ ( $^{232}\text{Th}$ )

### 2.2.2. Komponenta fona usled interakcija kosmičkog zračenja

Prilikom merenja niskih nivoa zračenja veliki problem stvara deo fona kome doprinosi kosmičko zračenje. S tim u vezi neophodno je dobro poznavanje osobina kosmičkog zračenja, kao i analiza interakcija u kojima oni mogu proizvesti gama aktivnost koja se može odrediti na osnovu niskofonskih gama spektroskopskih merenja. Pomenuta komponenta fona se može produkovati prilikom interakcija sa materijalima detektorskog okruženja i samim detektorom, zatim produkcijom radionuklida i generisanjem sekundarnog kosmičkog zračenja koje i samo značajno doprinosi fonu.

Kosmičko zračenje čine stabilne čestice i jezgra sa vremenom života većim od  $10^6$  godina, koji do Zemljine atmosfere stižu iz međuzvezdanog prostora, kao i čestice koje se generišu njihovom interakcijom sa atomima u atmosferi. U svakoj sekundi do Zemljine atmosfere pristigne oko 1000 čestica kosmičkog zračenja po metru kvadratnom. Njih čine protoni (oko 90%), alfa čestice (oko 9%), dok ostatak predstavljaju teža jezgra. Sve ove čestice jasno se uočavaju prilikom merenja zbog svojih visokih energija. Najvećim delom su relativističke, sa energijama koje su uporedive sa njihovom masom mirovanja ili, pak, veće od nje. Samo mali deo ovih čestica ima ultrarelativističke energije koje mogu dostići vrednost od čak  $10^{20}$  eV, što je za 11 redova veličine veća energija od mase mirovanja protona [13].

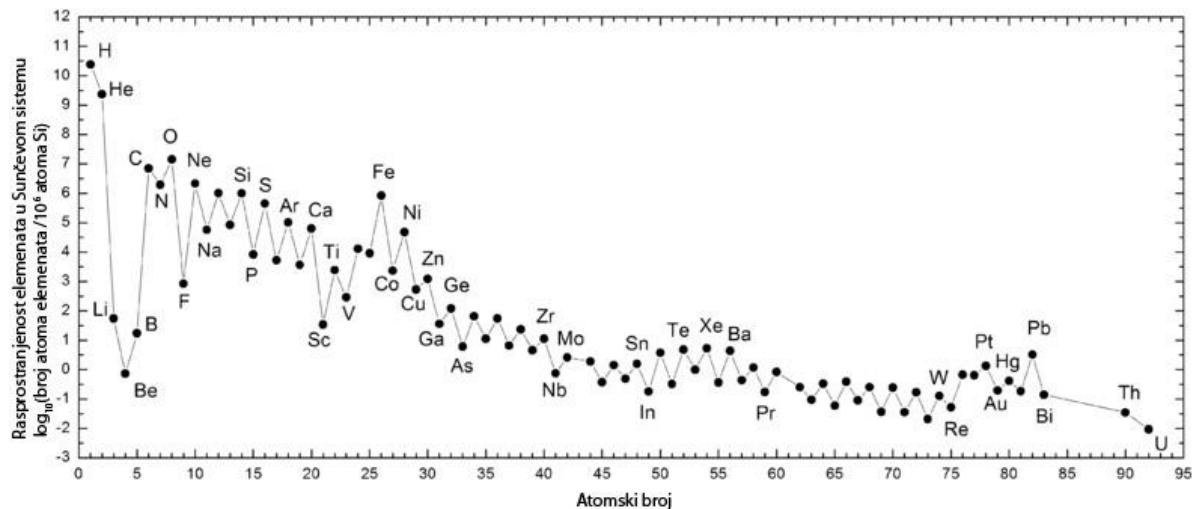
Kosmičko zračenje se može podeliti na dve grupe: primarno i sekundarno. Primarno kosmičko zračenje se uglavnom sastoji od pozitivnih čestica, tj. potpuno ogoljenih jezgara: od vodonikovog do jezgara teških elemenata. Neke čestice ovog zračenja odlikuju se energijama nekoliko redi veličine većim od maksimalnih energija koje je danas moguće postići u najmoćnijim akceleratorima. Sekundarno kosmičko zračenje nastaje nakon interakcija primarnog zračenja sa jezgrima, najčešće azota i kiseonika, u gornjim slojevima atmosfere. Tom prilikom se generiše veliki broj različitih čestica veoma visokih energija, poput hiperiona, nukleona, mezona itd. Interakcija ovih čestica sa jezgrima doprinosi nastajanju novih čestica, tako da se proces lavinski nastavlja do površine Zemlje. Čestice primarnog kosmičkog zračenja se ne mogu probiti do nižih slojeva atmosfere. Razlog za ovo

je činjenica da srednji slobodni put visokoenergetskog protona u odnosu na interakciju sa jezgrom otprilike predstavlja trinaesti deo ukupne debljine atmosfere. No, ova osobina ne važi za lake čestice, tako da uglavnom mioni i elektroni dospevaju do nivoa mora.

### 2.2.2.1. Primarno kosmičko zračenje

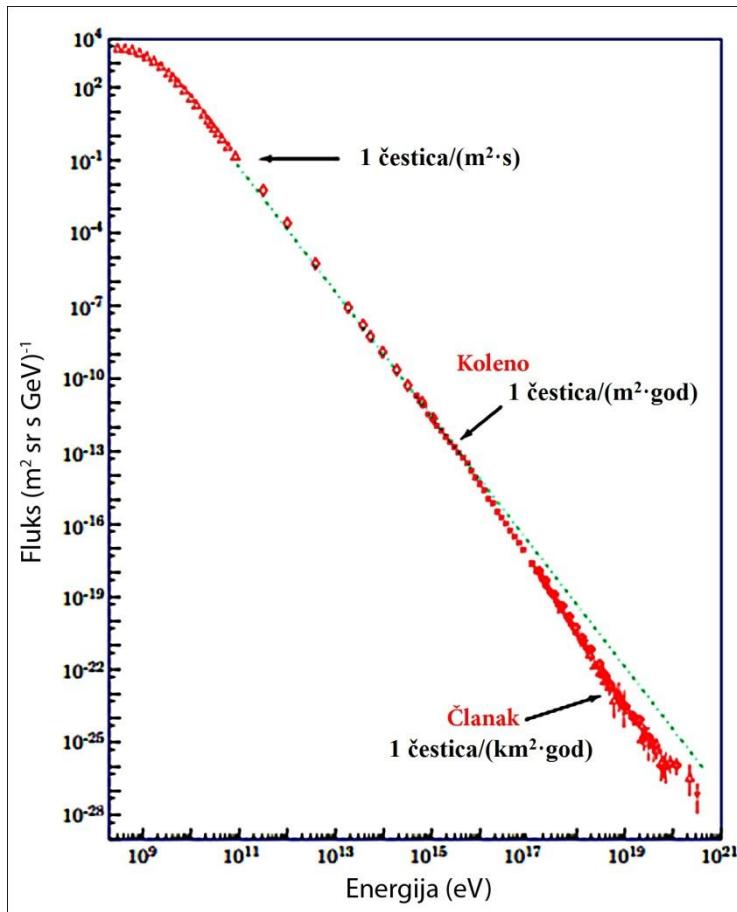
Primarno i sekundarno zračenje se na nivou mora potpuno razlikuju po svom sastavu. Priroda samog primarnog zračenja značajno zavisi od geografske širine mesta na kome se merenje vrši [40]. Po svom poreklu, ovaj tip kosmičkog zračenja može biti intergalaktičko, galaktičko i solarno.

Sastav galaktičkog kosmičkog zračenja u mnogome podseća na relativnu prisutnost elemenata u prirodi, što se može uočiti na slici 2. Imajući u vidu očiglednu korelaciju, nameće se zaključak da su kosmički zraci upravo jezgra elemenata koji se mogu naći u prirodi, s tom razlikom što imaju veoma visoke energije. Osim toga, na slici 2 se uočava da su dve grupe elemenata više zastupljene u kosmičkim zracima nego u prirodi. Jednu grupu čine Li, Be i B, dok drugoj pripadaju Sc, Ti, V, Cr i Mn, a zbog njihovog oskudnog prisustva u prirodi mala je verovatnoća da su u većoj meri stvoreni u izvorima kosmičkog zračenja.



Slika 2. Kompozicija galaktičkog kosmičkog zračenja i relativna rasprostranjenost elemenata u Sunčevom sistemu

Energije čestica kosmičkog zračenja nalaze se u veoma širokom opsegu: od nekoliko MeV do preko  $10^{20}$  eV. Smatra se da dobar deo čestica energija oko PeV ( $10^{15}$  eV) potiče upravo iz naše galaksije. Iznad te energije (slika 3), diferencijalni spektar energija čestica postaje strmiji i nekadašnja zavisnost predstavljena sa  $E^{-2.7}$  postaje  $E^{-3.2}$ . Ova promena se naziva "kolenom" (eng. knee), a njeno potpuno objašnjenje je predmet mnogih istraživanja [41]. Osim "kolena", na spektru se može uočiti još jedna strmina koja se naziva "člankom" (eng. ankle), a u njegovoj okolini ( $5 \cdot 10^{18}$  eV) spektar se ponovo "zaravnjuje" do zavisnosti  $E^{-2.8}$ . Iako nepotpuno jasna osobenost, često se objašnjava prelaskom sa strme galaktičke na intergalaktičku komponentu zračenja.



Slika 3. Integralni fluks svih čestica kosmičkog zračenja

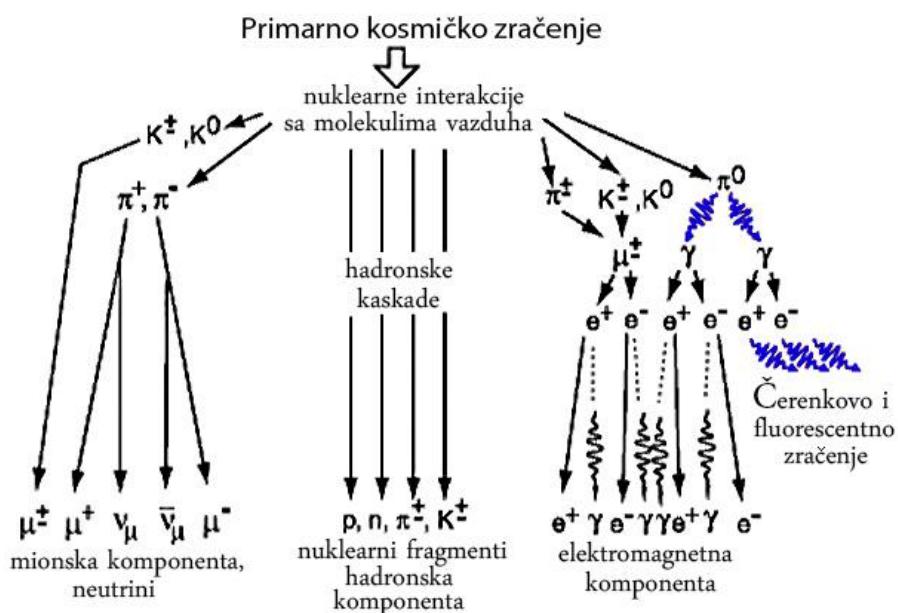
Vrednost fluksa primarnih čestica galaktičkog kosmičkog zračenja na granici sa atmosferom iznosi svega oko  $1\text{cm}^2\cdot\text{s}^{-1}$ . Imajući u vidu spektar energija ovog zračenja, jednostavno je proceniti gustinu energije kosmičkog zračenja u našoj galaksiji i ona iznosi oko  $1.3 \text{ eV/cm}^3$ . Navedena vrednost je značajno veća od srednje gustine energije turbulentnog kretanja međuzvezdanog gasa od  $0.4 \text{ eV/cm}^3$ . Osim toga, ona je veća i od

gustine ukupne energije koju emituju zvezde od  $0.6 \text{ eV/cm}^3$ . Razlog za ovako visoku vrednost gustine energije kosmičkog zračenja je jedno od glavnih obeležja ovog fenomena, tj. izuzetno visoka energija.

Jedno od problematičnih pitanja u vezi sa kosmičkim zračenja jeste mehanizam putem kog njegovi konstituenti dobijaju tako visoke energije. Ukoliko se ovim visokoenergetskim česticama traži izvor, prva logična pretpostavka bi bila zvezdana jezgra. Temperature u ovim oblastima iznose  $10^9 \text{ K}$ , pa ako bi energije čestica kosmičkog zračenja bile termalnog porekla, njihove vrednosti ne bi bile veće od  $1 \text{ MeV}$ , što upućuje na neophodnost nekog drugog mehanizma ubrzavanja čestica. Međutim, ovo je još jedna od osobenosti kosmičkog zračenja za koju fizika još ne nudi zadovoljavajuće objašnjenje [42, 43]. Sve upućuje na to da bi čestice morale biti izložene dejstvu električnog polja, pa postoje pretpostavke da se kratkotrajna električna polja velikog intenziteta mogu proizvesti kada se u zvezdama odvijaju fluktuacije plazmene mase.

#### 2.2.2.2. Sekundarno kosmičko zračenje

Poznate elementarne čestice nastaju u burnim reakcijama čestica primarnog kosmičkog zračenja i jezgara atoma vazduha. Novonastale čestice su u mogućnosti da stupaju u nove reakcije, pa se produkuju naredne generacije čestica. U zavisnosti od načina interakcije čestica sekundarnog kosmičkog zračenja, mogu se podeliti u tri grupe: nuklearno aktivnu, tvrdnu i meku (slika 4).



Slika 4. Komponente kaskada kosmičkog zračenja

Nuklearno aktivnu grupu čestica čine hadroni. Čestica koja inicira kaskadu novih najčešće je proton, a putem jake interakcije se transformiše u neke druge čestice, pri čemu se vrlo intenzivno stvaraju  $\pi$  mezoni, a sa nešto manjom verovatnoćom, i u manjem broju, i kaoni. Naelektrisani  $\pi$  mezoni mogu da stvaraju nove hadrone, pa zaista predstavljaju nuklearno aktivnu komponentu sekundarnog kosmičkog zračenja. Na nivou mora ova grupa čestica čini manje od 1% od ukupnog sekundarnog kosmičkog zračenja.

Visokoenergetski mioni predstavljaju tvrdnu komponentu kosmičkog zračenja, a ove čestice prvenstveno nastaju raspadom nanelektrisanih piona. Broj miona u pljuskovima je za red veličine manji od broja u mekoj komponenti nastalih pozitrona i elektrona.

Meka komponenta kosmičkog zračenja sastoji se od elektrona i fotona. Mnogobrojne čestice koje čine ovu komponentu umnožavaju se još od mesta gde se inicijalna reakcija odigrala, tj. od visokih slojeva atmosfere, pa sve do nivoa zemlje. Visokoenergetski fotonii dalje generišu elektromagnetne kaskade stvaranjem elektron-pozitron parova i emisijom zakočnog zračenja.

### **2.2.2.3. Radionuklidi generisani kosmičkim zračenjem**

Najveći doprinos radionuklidima stvorenim u prirodi daje kosmičko zračenje. Kosmogeni radionuklidi mogu nastati u stratosferi, kao i u gornjim slojevima troposfere interakcijama neutrona, protona, alfa čestica, piona, mezona sa kiseonikom, azotom ili argonom iz atmosfere. U tabeli 3 dat je pregled nekih radionuklida generisanih kosmičkim zračenjem [37]. Izotopi  $^3\text{H}$ ,  $^{14}\text{C}$ ,  $^7\text{Be}$  i  $^{22}\text{Na}$  naročito su značajni za izloženost ljudi radioaktivnosti, pa su predmet mnogih istraživanja.

Izotop  $^3\text{H}$  koji se može naći u prirodi nastaje interakcijom neutrona generisanih kosmičkim zračenjem sa azotom,  $^{14}\text{N}(\text{n}, ^3\text{H})^{14}\text{C}$  ukoliko je energija neutrona veća od 4.4 MeV, ili u reakciji  $^6\text{Li}(\text{n}, \alpha)^3\text{H}$ .

Prirodni  $^{14}\text{C}$  nastaje u  $(\text{n}, \text{p})$  reakcijama sa azotom iz vazduha.

$^7\text{Be}$  se produkuje prilikom interakcije kosmičkih neutrona i protona sa azotom i kiseonikom u atmosferi.

$^{22}\text{Na}$  se generiše u reakcijama kosmičkog zračenja sa azotom.

Radionuklidi generisani na ovaj način u velikoj meri utiču na nivo fona u gama spektroskopskim merenjima. Ukoliko dođe do deekscitacije ili raspada ovih radionuklida, emituje se gama zračenje koje se jasno uočava u spektrima.

Tabela 3. Radionuklidi generisani kosmičkim zračenjem

Radionuklid	Vreme poluraspada	Radionuklid	Vreme poluraspada
$^3\text{H}$	12.3 god	$^{32}\text{P}$	14.3 d
$^7\text{Be}$	53.3 d	$^{33}\text{P}$	25.3 d
$^{10}\text{Be}$	$1.6 \times 10^6$ god	$^{35}\text{S}$	87.5 d
$^{14}\text{C}$	5730 god	$^{38}\text{S}$	2.8 h
$^{22}\text{Na}$	2.6 god	$^{34m}\text{Cl}$	32 min
$^{24}\text{Na}$	15 h	$^{36}\text{Cl}$	$3 \times 10^5$ god
$^{28}\text{Mg}$	20.9 h	$^{38}\text{Cl}$	37.2 min
$^{26}\text{Al}$	$7.4 \times 10^5$ god	$^{39}\text{Cl}$	55.6 min
$^{31}\text{Si}$	2.6	$^{39}\text{Ar}$	269 god
$^{32}\text{Si}$	172 god	$^{81}\text{Kr}$	$2.3 \times 10^5$ god
$^{129}\text{I}$	$1.6 \times 10^7$ god	$^{85}\text{Kr}$	10.7 god

Međutim, uticaj radionuklida indukovanih kosmičkim zračenjem u atmosferi na fon u merenjima sa germanijumskim detektorima zanemarljiv je ukoliko se uporedi sa radionuklidima generisanim kosmičkim zračenjem u samom detektoru ili materijalima zaštite. To su najčešće kratkoživeći radionuklidi poput  $^{56-58}\text{Co}$  i  $^{60}\text{Co}$ . Za produkciju ovih radionuklida najznačajnije su interakcije sekundarnih neutrona i interakcije brzih i sporih miona, o čemu će više reči biti u narednim poglavljima.

### 2.2.3. Komponenta fona usled sopstvene radioaktivnosti detektora

Svi materijali koji se koriste za izgradnju detektorskog sistema mogu sadržati određene količine radioaktivnih izotopa od kojih su neki indukovani kosmičkim zračenjem. Komercijalni detektori koji se koriste u gama spektroskopiji izgrađeni su pažljivim odabirom čistih materijala u poređenju sa standardnim detektorima. Pri tome, potrebno je da se prisustvo dugoživećih izotopa eliminiše iz svih komponenata sistema u najvećoj mogućoj meri.

Ukoliko se u blizini kristala germanijuma nalaze mali radioaktivni izvori alfa ili beta zračenja, emitovane čestice će formirati kontinualan spektar. Prisustvo alfa čestica može se opaziti smanjenjem napona da bi se efikasna zapremina detektora smanjila. Usled ovoga su alfa čestice apsorbovane u neaktivnoj zapremini germanijumskog kristala [32].

Najvažniji zaštitni materijal je olovo (Pb), a takvim ga čine veliki redni broj ( $Z_{Pb} = 82$ ), velika gustina, što ima za posledicu dobru apsorpciju zračenja, i povoljne mehaničke osobine. Međutim, prilikom korišćenja olova kao materijala od kog je izrađena pasivna zaštita detektora javlja se problem što je novoproizvedeno olovo kontaminirano radioaktivnim  $^{210}\text{Pb}$ . Naime, radinuklid  $^{210}\text{Pb}$  potiče iz uranovog radioaktivnog niza, ali olakšavajuća okolnost je što je to jedini radioizotop u novoproizvedenom olovu. Za očekivati je da se i izvesne količine U i Th nalaze u materijalu, ali su njihove koncentracije veoma male i jednostavno se separišu u procesu hemijske rafinacije. S druge strane, pomenuti radioizotop olova se vrlo teško separiše jer ima slične hemijske osobine kao i materijal-nosač. Period poluraspada  $^{210}\text{Pb}$  iznosi 22 godine, a nakon 200 godina od njega ostaje samo oko 0.2 % od početne aktivnosti. Doprinos ovog izotopa fonu nije značajan, s obzirom na to da emituje samo beta čestice energija 16.5 keV i 63 keV i gama zračenje energije 45 keV. Najveći uticaj na niskofonske detektore, te time i doprinos fonu, potiče od potomka radioizotopa olova,  $^{210}\text{Bi}$ , koji emituje visokoenergetsko beta zračenje maksimalne energije od 1.161 MeV. Osim toga, ove čestice produkuju i karakteristično X-zračenje olova (72.8 keV, 75.0 keV, 84.9 keV i 87.4 keV), kao i zakočno zračenje čiji kontinuum ima maksimalnu vrednost na 170 keV. Koncentracija  $^{210}\text{Pb}$  se kreće u granicama od 0.001 do 2.5 kBg/kg. U niskofonske sisteme se postavlja unutrašnji sloj od starog Pb izvađenog iz brodskih olupina ili skinutog sa starih krovova, odnosno od specijalno proizvedenog niskofonskog olova čija aktivnost može biti 20-30 Bq/kg.

Osim olova, kao materijal za izgradnju pasivne zaštite HPGe detektora može poslužiti i gvožđe, premda u znatno manjem broju niskofonskih sistema. Međutim, gvožđe i čelik proizvedeni nakon 1952. godine mogu sadržati značajne količine veštački prozvedenih izotopa tokom ere nuklearnih proba (1952-1981). To se najviše odnosi na  $^{60}\text{Co}$  koji je korišćen u proizvodnji čelika za kontrolu habanja delova visokih peći. Osim toga, na severnoj hemisferi Fe danas može sadržati i radioizotop  $^{137}\text{Cs}$  oslobođen u atmosferu nakon akcidenta u Černobilju, kao i tokom nuklearnih testiranja. Iz ovih razloga je za zaštitu niskofonskih sistema potrebno koristiti gvožđe liveno pre 1952.

Materijal koji se zbog svoje sposobnosti za apsorbaciju gama zračenja ranije koristio za zaštitu unutrašnjih delova niskofonskog sistema je živa (Hg). Ovaj materijal takođe ima veliki redni broj ( $Z_{Hg} = 80$ ) i veliku gustinu, u prirodi se ne nalazi zajedno sa U i Th i lako se prečišćava destilacijom. Sve to doprinosi mogućnosti proizvodnje žive bez radioaktivne kontaminacije, međutim, ona se mora smestiti u sudove od gvožđa ili olova koji mogu

sadržati radionečistoće. U novije vreme je, kao materijal za zaštitu detektorskih sistema, izgubila na značaju pored mnogo praktičnijeg bakra.

Bakar (Cu) je materijal čija se radioaktivnost može svesti na najmanju moguću meru, a koristi se za izradu samih delova detektoru ili za unutrašnji sloj zaštite.

U niskofonskim gama spektroskopskim sistemima može se koristiti i aluminijum (Al). Utvrđeno je da je Al kontaminiran uglavnom članovima uranovog radioaktivnog niza, pa se često zamenjuje bakrom koji se može proizvesti bez radionečistoća.

Osim ovih materijala u elementarnom stanju, mogu se koristiti i neki složeniji, na primer plastični materijali. Merenjima je utvrđeno da oni mogu biti veoma velike čistoće sa gornjim granicama radioaktivne kontaminacije od 5-10 mBq/kg.

Ukoliko se merenja izvode u površinskim ili plitko ukopanim laboratorijama, komponenta pozadinskog zračenja koja potiče od radionuklida prisutnih u materijalima detektorskim sistemima najčešće daje zanemarljiv doprinos.

#### **2.2.4. Komponenta fona usled elektronike**

Funkcionisanje svih elemenata detektorskog sistema: detektor, RC kolo koje sadrži poluprovodničku diodu, kao i tzv. elektronski lanac koji se sastoji od predpojačavača, linearog pojačavača, AC/DC konvertora i memorije (PC), može biti ometeno radiofrekventnim signalima, transformatorima, akustičnim šumom i efektima mikrofonije. Do ovih smetnji dolazi usled mehaničkih vibracija zidova i plafona laboratorije, a one se očitavaju u signalima koje je na spektru teško razlučiti od stvarnih signala događaja od interesa. Oblast na spektru koja je ovim efektima "ugrožena" obuhvata područje niskih energija, što može značajno otežati tumačenje rezultata nekih eksperimenata. Da bi se izbegli efekti radiofrekventnih signala neophodno je sve smestiti u Faradejev (Michael Faraday) kavez. S druge strane, ove elektronske komponente takođe moraju biti testirane na nivo prisustva gama emitera u njima, naročito ako se nalaze u blizini detektora. Kontaminacija u njima potiče uglavnom od kalijuma i potomaka radioaktivnog niza urana.

### **3. IZVORI NEUTRONA U NISKOFONSKIM GAMA SPETROSKOPSKIM SISTEMIMA**

Prilikom proučavanja fona u niskofonskim gama spektroskopskim sistemima, ne sme se prenebregnuti uticaj koji imaju neutroni. Oni mogu biti u vezi sa prirodnim radionuklidima prisutnim u detektorskem okruženju ili mogu poticati od kosmičkog zračenja [16, 44-48]. Ukoliko neutroni potiču od prirodnih radionuklida, mogu biti emitovani u spontanoj fisiji urana ili torijuma, kao i u reakcijama tipa ( $\alpha$ , n) [49]. U oba slučaja se energije ovih neutralnih čestica nalaze u predelu nekoliko MeV-a. Neutroni mogu biti indukovani kosmičkim zračenjem putem više različitih mehanizama. Pre svega, neutroni nastaju prilikom interakcija primarnog kosmičkog zračenja u atmosferi, pa samim tim predstavljaju sekundarno zračenje koje dospeva do detektor-a. Osim sekundarnih neutrona, postoje i tercijarni neutroni koji nastaju interakcijama čestica kosmičkog zračenja (prevashodno protona i miona) sa materijalima iz okruženja detektorskog sistema, ali i sa onima od kojih je izgrađen i sam detektor.

Mioni su najzastupljenija komponenta kosmičkog zračenja na površini planete Zemlje, kao i na malim dubinama, što ima veliki uticaj na merenja u plitko-ukopanim laboratorijama. Doprinos miona pozadinskom zračenju može se očitati zahvaljujući velikim energijama deponovanim u kristalu germanijuma. Međutim, od suštinske važnosti su mehanizmi putem kojih mioni generišu neutrone, a odvijaju se putem: mionskog zahvata, spalacionih reakcija indukovanih mionima, hadronskih kaskada indukovanih mionima putem fotonuklearnih reakcija, elektromagnetnih kaskada iniciranih mionima i elastičnog rasejanja miona na neutronima vezanim u jezgru.

U blizini detektora neutroni se takođe proizvode interagujući sa materijalima zaštitnih slojeva koji se odlikuju visokim rednim brojem. Zahvaljujući tome, pasivna zaštita, najčešće načinjena od olova, postaje izvor neutrona, premda je njena primarna funkcija smanjivanje gama zračenja prouzrokovanih prirodnim radioaktivnošću. Naime, oovo ima veoma nizak efikasni presek za termalne neutrone. Ukoliko unutar olovne zaštite nije postavljen materijal koji vrši moderaciju ili apsorpciju, oovo će biti transparentno za termalne neutrone. Zbog toga bi energetski spektar i vrednost fluksa neutrona bili gotovo isti kao da su se interakcije desile izvan zaštite [50]. Sa druge strane, u olovu mogu nastati i visokoenergetski neutroni, ukoliko do olova dospeju visokoenergetski protoni. Neutroni koji potiču od kosmičkog zračenja mogu rezultovati gama zračenjem usled reakcija zahvata i rasejanja u detektoru, ali i u materijalima detektorske zaštite.

Da bi se unapredile tehnike detektorske zaštite u niskofonskoj gama spektroskopiji, neophodno je imati precizne podatke o neutronskom fluksu i aktivnosti indukovanoj u detektoru i materijalima zaštite. Neutroni iz okoline stupaju u reakciju sa kristalom germanijuma, a u spektru se pojavljuju standardne gama linije kojima rezultuje zahvat termalnih neutrona od strane germanijumskih izotopa: 139.9 keV prilikom reakcije  $^{74}\text{Ge}(n, \gamma)^{75m}\text{Ge}$ , 198.3 keV u reakciji  $^{70}\text{Ge}(n, \gamma)^{71m}\text{Ge}$ . Osim ovih interakcija, dešava se i neelastično rasejanje brzih neutrona na germanijumu, pri čemu se formiraju prepoznatljive široke asimetrične linije: 562.8 keV u reakciji  $^{76}\text{Ge}(n, n')^{76}\text{Ge}$ , 595.8 keV prilikom reakcije  $^{72}\text{Ge}(n, n')^{72}\text{Ge}$ .

### 3.1. Neutroni koji potiču od prirodnih radionuklida

Kako je već napomenuto, neutroni koji nastaju kao produkti određenih nuklearnih reakcija imaju uticaj na fon u niskofonskim gama spektroskopskim sistemima. Najčešće se stvaraju u reakcijama tipa ( $\alpha$ , n) na radionuklidima prisutnim u materijalima u detektorskoj okolini, mada je zabeleženo generisanje neutrona spontanom fisijom urana. U poslednjem slučaju, energetski spektar neutrona se pokorava zavisnosti dатој standardnim fisionim spektrom:

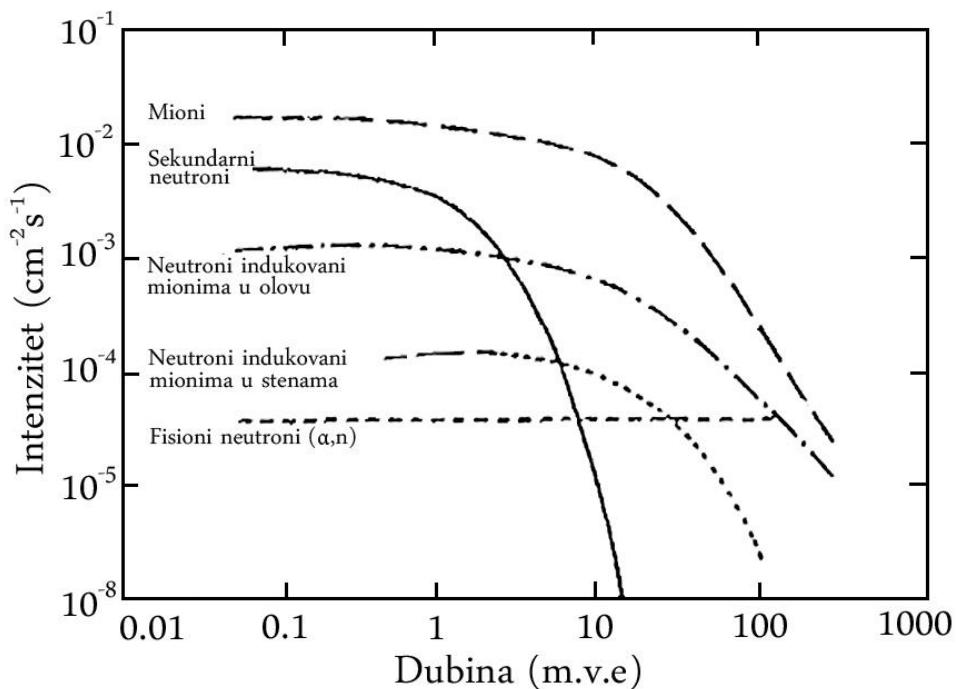
$$\frac{dN}{dE} \propto E^{1/2} \cdot e^{-\frac{E}{1.29}} \quad (1)$$

Međutim, spektar reakcija tipa ( $\alpha$ , n) je dominantniji s obzirom na činjenicu da efikasni presek ove reakcije zavisi od materijala [51]. Alfa čestice potiču od reakcija između potomaka radioaktivnih nizova urana i torijuma sa lakin jezgrima poput  $^9\text{Be}$ ,  $^{17}\text{O}$ ,  $^{23}\text{Na}$ ,  $^{25}\text{Mg}$ ,  $^{27}\text{Al}$  i  $^{29}\text{S}$ .

Ukoliko se niskofonska gama spektroskopska merenja izvode u plitko ukopanim ili podzemnim laboratorima, emisija neutrona može biti izazvana pomenutim reakcijama potomaka radioaktivnih nizova upravo zato što i minerali koji čine stene u okolini detektora (tj. laboratoriјe) sadrže male količine potomaka urana i torijuma. Kontaminacija uranom, odn. torijumom, je reda veličine nekoliko stotina ppb.

### 3.2. Neutroni indukovani kosmičkim zračenjem

Merenjima u podzemnim laboratorijama utvrđeno je da fluks kosmičkih miona postaje značajno manji na dubinama većim od 50 m.v.e. u odnosu na vrednosti na nivou mora [52]. Na ovim dubinama osnovni mehanizmi generisanja neutrona su spontana fisija urana i reakcije tipa ( $\alpha$ , n). Na slici 5 dat je uporedni prikaz flukseva neutrona koji potiču od interakcija kosmičkog zračenja, spontane fisije urana, te reakcija tipa ( $\alpha$ , n). Ova analiza je izvršena korišćenjem Monte Karlo simulacije, a preuzeta je iz studije [53]. Sa ovog prikaza se da zaključiti da broj neutrona koji su generisani aktivnošću radionuklida iz okruženja ostaje nepromenjen sa porastom dubine, dok broj neutrona indukovanih kosmičkim zračenjem opada na većim dubinama.



Slika 5. Zavisnost fluksa sekundarnog kosmičkog zračenja i neutrona generisanih mionima i prirodnog radioaktivnošću od dubine

### **3.2.1. Neutroni kao komponenta sekundarnog kosmičkog zračenja u atmosferi**

Kako je napomenuto u drugom poglavlju, sastav kosmičkog zračenja se prolaskom kroz atmosferu menja zbog toga što primarno kosmičko zračenje interaguje sa atomima konstituentima atmosfere. Kada primarni nukleoni doživljavaju ove interakcije, dolazi do produkcije velikog broja neutrona koji prevashodno vode poreklo od visokoenergetskih kaskada. One nastupaju nakon interakcija primarnih protona, pri čemu svaki primarni proton generiše oko 20 neutrona. Poznato je da se neutroni u atmosferi mogu proizvoditi putem dva mehanizma: evaporacijom i njihovim izbijanjem iz atomske jezgare. Udeo evaporacionih u ukupnom broju neutrona koji dospeju do površine Zemlje iznosi 80%, dok se svega 20% odnosi na neutrone izbijene iz atomske jezgare.

Neutroni generisani u atmosferi mogu se opisati energetskim spektrom [50]:

$$P(E)dE = E e^{-E/E_0} dE \quad (2)$$

$E_0$  je energija pobuđenih jezgara, a iznosi oko 1 MeV. Putanja neutrona u atmosferi duža je od putanje protona zato što ne gube energiju posredstvom ionizacije. Neutroni se usporavaju elastičnim i neelastičnim sudarima sa jezgrima koja čine atmosferu, sve dok im se kinetička energija ne smanji dovoljno da budu potpuno zahvaćeni. Atenuaciona dužina neutrona, tj. srednja kvadratna vrednost njihovog dometa, iznosi  $150 \text{ g/cm}^2$ . Na svim dubinama su proizvodnja i usporavanje neutrona jednaki, tako da se oblik energetskog spektra ne menja do vrednosti atenuacione dužine od  $200 \text{ g/cm}^2$ . Energetski opseg neutrona na nivou mora proteže se sve od termalnih energija pa do energija od 1 GeV. Usled značajno nižeg udela evaporacionih elektrona, na spektru se javlja mali pik na energiji oko 1 MeV. Energije veće od 10 MeV ima nešto više od 10 % neutrona, u čijem spektru je uočljiv pik u visokoenergetskom delu, tj. oko 80 MeV.

### **3.2.2. Neutroni generisani mionskim zahvatom**

Mioni su elementarne čestice koje se odlikuju istim osobinama kao elektroni, s tom razlikom što ime je masa mirovanja 207 puta veća od mase mirovanja elektrona. Nastaju kao produkti raspada nanelektrisanih piona iz kosmičkog zračenja. Kretanje nastavlja na gotovo isti način kao i preci pioni, a od kojih preuzmu oko 80 % energije nakon raspada. Stoga je njihov energetski spektar na mestu nastanka veoma sličan spektru piona. Mioni su čestice sa velikom prodornom moći zbog činjenice da njihov presek za nuklearnu interakciju iznosi

svega  $2 \cdot 10^{-33}$  m<sup>2</sup>. S druge strane, mehanizmi putem kojih gube energiju su dominantno jonizacija i ekscitacija. Osim toga, u nešto manjoj meri se dešavaju i čeoni sudari sa elektronima, zakočno zračenje i proizvodnja parova. Iz navedenog se može zaključiti da mioni prilikom prolaska kroz neki medijum gube energiju na veoma sličan način kao što se to dešava elektronima. Usled ovih efekata, prilikom prolaska miona kroz atmosferu, energetski spektar se menja i više ne podseća na spektar piona.

Veliki broj miona u vazduhu doživljava raspad do elektrona, koji preuzimaju oko 1/3 kinetičke energije miona, dok neutrini odnose preostalu energiju. Krećući se kroz medijum značajne gustine, najveći broj miona gubi energiju pre samog raspada putem jonizacije.

Na visini od oko 10 km (ekvivalent atenuacinoj dužini od 270 g/cm<sup>2</sup>) formirano je već oko 90 % od ukupnog broja miona. Prema veliki broj miona doživljava raspad u atmosferi, jedna frakcija ipak uspeva da stigne do nivoa mora. Imajući u vidu veliku prodornu moć miona, može se zaključiti da njihov fluks opada znatno sporije sa atenuacionom dužinom u odnosu da primarni izvor, protone. Negativni mioni se zaustavljaju tako što bivaju zahvaćeni atomima. Nakon ovih zahvata emituje se karakteristično mionsko X-zračenje. S obzirom na to da je masa miona znatno veća od mase elektrona, u poređenju sa udaljenošću orbita elektrona od jezgra, mionske su mnogo bliže, pa su i energije mionskih X zraka veće od elektronskih.

Osim raspada miona, postoji još jedan konkurentan proces koji određuje sudbinu miona, a to je zahvat protona iz jezgra, pri čemu se emituju neutron i mionski neutrino:

$$\mu^- + p \rightarrow n + \nu$$

Verovatnoća odvijanja mionskog raspada veća je u materijalima koji se odlikuju manjim atomskim brojem, dok je zahvat miona verovatniji u slučaju jezgara sa većim Z. Na primer, za Z = 20, oko 80 % negativnih miona biva zahvaćeno od strane protona, a u slučaju Z = 50 taj procenat se poveća do čak 95 %.

Nakon zahvata, energija mirovanja miona (106 MeV) se oslobađa, tako da jezgro ostaje u pobuđenom stanju, pri čemu se vrednosti energija pobude nalaze u opsegu od 10 MeV do 20 MeV. Shodno prosečnoj vezivnoj energiji neutrona od 8 MeV, jezgro će se energije pobude osloboditi emisijom jednog ili nekoliko neutrona. Broj emitovanih neutrona zavisi od masenog broja jezgra koje zahvata mion i u slučaju olova iznosi 1.6.

Osim standardnog zahvata miona, može se odvijati i radijativni zahvat miona koji se od prethodnog razlikuje samo po emitovanom gama kvantu:

$$\mu^- + p \rightarrow n + \nu_\mu + \gamma$$

Prilikom zahvata miona dolazi do emisije gama kvanta jedino ukoliko energija pobude nije dovoljna da bi se odigrala emisija čestice (tj. hadrona). Međutim, standardni zahvat je dominantan mehanizam kreiranja neutrona, a broj emitovanih neutrona upućuje na veoma značajne raspodele jezgra u pobuđenom stanju [54-56]. Zahvat miona predstavlja semi-leptonsku reakciju za čije dešavanje je odgovorna nanelektrisana struja slabe interakcije. Upravo se proučavanjima mionskog zahvata mogu dobiti značajne informacije o suštinskim osobinama slabe interakcije.

Za niskofonska gama spektroskopska merenja u podzemnim laboratorijama doprinos miona generisanju neutrona je za oko tri reda veličine manji od doprinosa prirodne radioaktivnosti. Međutim, kao što je već napomenuto, neutroni predstavljaju veoma značajnu komponentu fonskog zračenja, bilo da su nastali reakcijama miona ili usled prirodne radioaktivnosti. Tako je fluks neutrona indukovanih mionima neminovna oblast istraživanja u eksperimentima koji imaju za cilj dostizanje značajnih osetljivosti na WIMP-ove ili niskoenergetske flukse neutrina, za šta postoji više razloga:

- 1) energetski spektar ovih neutrona obuhvata energije do reda veličine nekoliko GeV, a brzi neutroni mogu preći velike udaljenosti od mesta mionske interakcije, te time pristizati do detektora sa različitim rastojanjima;
- 2) brzi neutroni mogu predati značajne porcije energije jezgrima sa kojima interaguju, tako da su kinetičke energije uzmaka jezgara opservabilne čak i za detektore tamne materije; nasuprot njima, neutroni nastali u reakcijama tipa  $(\alpha, n)$  ne predaju dovoljno energije jezgrima, tako da su uzmaci jezgara ispod praga detekcije;
- 3) detektori mogu imati zaštitu izgrađenu od materijala sa velikim procentom atoma vodonika da bi prodiranje neutrona koji potiču iz okolnih stena bilo smanjeno. Međutim, često ovakvi sistemi sadrže dodatni termalni apsorber neutrona sačinjen od materijala koji predstavljaju metu za kosmičke mione. Stoga, fluks neutrona indukovani kosmičkim mionima nije tako jednostavno suzbiti. Naime, jedino rešenje sastoji se u dodavanju aktivnog veta sistema zaštite koji odbija sve događaje izazvane nailazećim mionima.

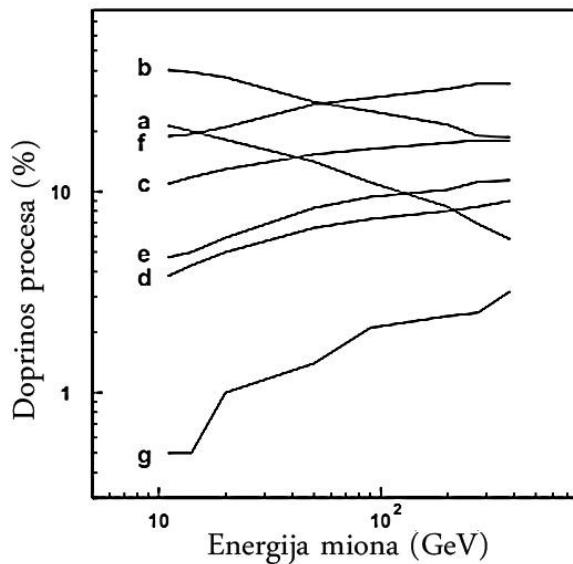
### 3.2.3. Neutroni visokih energija

Visokoenergetski neutroni koji nastaju interakcijama kosmičkog zračenja čine veoma značajnu komponentu pozadinskog zračenja u eksperimentima koji se vrše u podzemnim laboratorijama, a tiču se potrage za tamnom materijom, neutrinskim oscilacijama i eventualnim raspadom protona. Otežavajuća okolnost je što neutroni ne mogu biti jednostavno uočeni, kao što je to slučaj sa nanelektrisanim hadronima o kojima informacije daju veto detektori, sve dok se ne odigra zahvat. Komplikovanom procesu njihove detekcije i suzbijanja učešća u fonu doprinose i povremena rasejanja neutrona na materijalima detektora, kao i relativno dugo vreme poluživota neutrona u samom detektoru i materijalima u okruženju [47, 48, 57].

Mehanizmi putem kojih se visokoenergetski neutroni stvaraju u podzemnim laboratorijama interakcijama miona kosmičkog zračenja su: spalacija mionima, elastično rasejanje miona na neutronima vezanim u jezgru i fotonuklearne reakcije koje slede nakon hadronskih kaskada iniciranih mionima. Neutroni mogu nastati i nakon što mioni dožive zaustavljanje i zahvat, pri čemu se formiraju izotopi u pobuđenom stanju, koji nakon toga emituju jedan ili više neutrona. O ovom procesu je više reči bilo u prethodnom poglavlju, a s obzirom na to da neutroni na većim dubinama imaju znatno više vrednosti energija, on se može zanemariti u razmatranju merenja podzemnih laboratorijskih.

Na slici 6 dat je prikaz mehanizama generisanja visokoenergetskih neutrona putem mionskih interakcija. Rezultat je dobijen korišćenjem Monte Karlo simulacija.

Spalacije mionima započinju kada energija dostigne vrednost između 5 i 10 MeV, a efikasni presek za njihovo odvijanje dostiže maksimalnu vrednost za energije iz intervala od 30 do 70 MeV. Za energije veće od 1 GeV, verovatnoća za odvijanje ovih reakcija postaje konstantna. Za mione energija većih od 1 GeV odvijaju se fotonuklearne reakcije pri kojima nastaju pioni, a one vode ka generisanju hadronskih kaskada za energije veće od 10 GeV. Fotonuklearne reakcije izmenom virtuelnih fotona počinju da se odigravaju ukoliko je transfer energije u interakciji između jezgra i miona manji od 0.3 GeV.

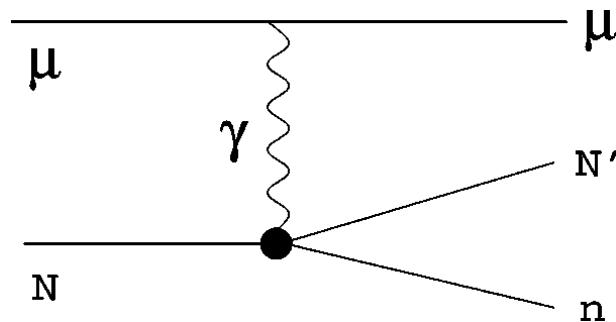


Slika 6. Izvori visokoenergetskih neutrona: a) spalaciona reakcija miona; b) realna fotonuklearna dezintegracija; c) spalaciona reakcija neutra; d) spalaciona reakcija protona; e)  $\pi^+$  spalacije; f)  $\pi^-$  spalacije; g) ostale reakcije

Proces spalacije mionima šematski je prikazan na slici 7 Fajnmanovim (R. P. Feynman) dijagramom. Efikasni presek za interakciju miona i jezgra dat je relacijom:

$$\sigma_{\mu-N} = \int \frac{N_\gamma(\nu) \sigma_{\gamma-N}^{virt}(\nu)}{\nu} d\nu \quad (3)$$

gde je  $\nu = E - E'$ , a  $E$  i  $E'$  su energije upadnog i finalnog miona, dok se veličinom  $N_\gamma(\nu)$  opisuje energetska spektar virtuelnog fotona. U teorijskim proračunima se eksplicitan izraz za raspodelu miona po energijama dobija korišćenjem Vajsceker-Vilijams (C. F. Von Weizsaecker, E. J. Williams) aproksimacije u kojoj prolaz nanelektrisane čestice kroz materijal izaziva efekte identične prolasku kvazirealnih fotona [58].

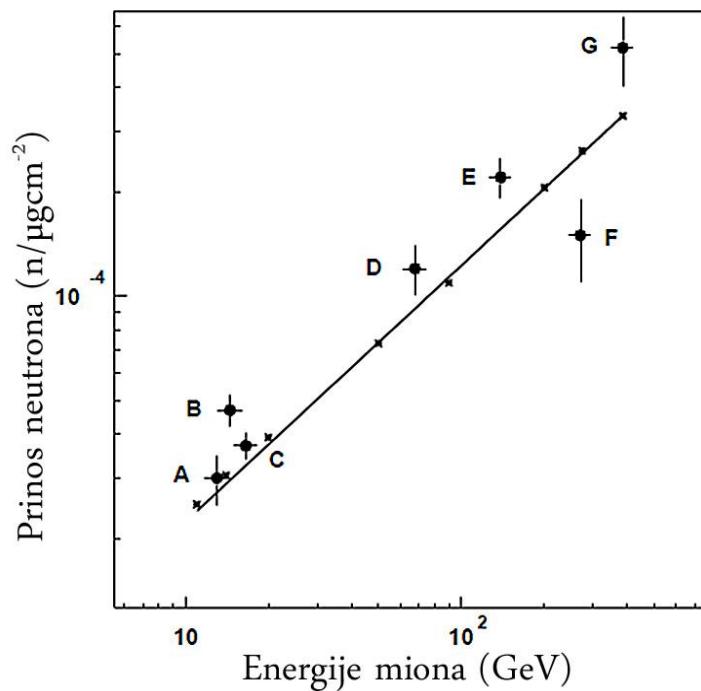


Slika 7. Fajnmanov dijagram procesa spalacije neutrona

U navedenoj aproksimaciji se pretpostavlja da je efikasni presek za interakciju jezgra i fotona isti za realne i virtuelne fotone. Zbog ove pretpostavke se izmereni presek  $\sigma_{\gamma-N}$  može iskoristiti za računanje efikasnog preseka za interakciju miona i jezgra. Međutim, za mione niskih energija se nailazi na poteškoće jer se virtuelan i realan foton više ne mogu poistovetiti, što dovodi do prestanka važenja Vajsceker-Vilijams aproksimacije. Osim toga, interakcija virtuelnog fotona sada predstavlja kolektivni efekat eksitacije jezgra (Gigantska Dipolna Rezonanca-GDR) umesto jedinstvenog karaktera foton-nukleon interakcije [48]. Radi pojednostavljenja već komplikovane teorije, uvodi se pretpostavka da je broj neutrona generisanih interakcijama niskoenergetskih miona mali u poređenju sa brojem neutrona koji potiču od interakcija sa niskoenergetskim fotonima zakočnog zračenja, pa predstavlja mali ideo ukupnog neutronskog prinosa.

Analitički proračuni koji se oslanjaju na iznešene pretpostavke ne mogu biti sprovedeni bez poteškoća. Prilikom razmatranja generisanja sekundarnih elektrona, rezultati se ne smatraju naročito pouzdanim. U plitko ukopanim podzemnim laboratorijama gde su efekti hadronskih kaskada mali, ovi proračuni daju i kvantitativno dobra predviđanja, no, za pouzdano modelovanje hadronskih kaskada koriste se Monte Karlo simulacije.

Sa povećanjem dubine dolazi do apsorpcije miona, što rezultuje povećanjem njihove srednje energije. Eksperimentalno je takođe potvrđeno da prinos neutrona zavisi od dubine, odnosno od njihove srednje energije. Slika 8 predstavlja rezultat jednog takvog merenja, pri čemu je izvršena i simulacija prinosa neutrona na različitim dubinama, ili ekvivalentno, za različite energije miona. Kao što se i da zapaziti, proizvodnja miona na većim dubinama zaista raste, ali fluks kosmičkih miona opada, tako da dolazi do smanjenja ukupnog broja generisanih neutrona. Zbog toga je ovaj mehanizam produkcije neutrona zanemljiv na velikim dubinama.



Slika 8. Prinos neutrona generisanih interakcijama neutrona kao funkcija energije miona. Zvezdicama su predstavljeni rezultati simulacije, dok su eksperimentalno dobijene vrednosti obeležene slovnim oznakama: A) 20 m.v.e., B) 25 m.v.e., C) 32 m.v.e., D) 316 m.v.e., E) 3650 m.v.e., F) 5200 m.v.e.,

#### **4. INTERAKCIJE NEUTRONA SA AKTIVNOM ZAPREMINOM Ge-DETEKTORA**

Prilikom analize fona u niskofonskim gama spektroskopskim merenjima neophodno je poznavanje reakcija u kojima učestvuju neutroni. Gama aktivnost koja se indukuje neutronskim reakcijama predstavlja nepoželjnju komponentu pozadinskog zračenja, pa ju je potrebno eliminisati naročitim metodama zaštite i suzbijanja.

Tokom prostiranja neutrona kroz materijale detektorskog sistema dolazi do promene energije neutrona. To svakako utiče na izgled energetskog spektra neutrona, te i na verovatnoću za odvijanje određenih reakcija u kojima učestvuju neutroni.

Neutron, kao česticu bez nanelektrisanja, a koja jednostavno prodire u atomsko jezgro, otkrio je Čedvik (J. Chadwick) 1932. godine. Masa neutrona je malo veća od mase protona, dok se kao osobenost neutrona ističe značajna promena momenta u sudarima. Talasna dužina termalnih (sporih) neutrona uporediva je sa talasnom dužinom X-zraka, ali je energija ovih neutrona znatno manja.

Širok opseg energija koje neutroni mogu imati čini ih veoma moćnim sredstvom u nuklearnoj fizici, ali i u drugim oblastima fizike. Zahvaljujući ovoj činjenici, ali i ostalim karakteristikama neutrona, oni su učesnici veoma velikog broja različitih reakcija.

Mnogi značajni događaji u istoriji fizike, kao što je otkriće fisije 1938. i odvijanje prve lančane reakcije 1942., desili su se upravo zbog postojanja neutrona. Stoga, neutroni imaju ključnu ulogu u projektima koji se sprovode u mnogim vodećim svetskim laboratorijama, a tiču se nuklearne fisije, fuzije ili, pak, proizvodnje nuklearnog oružja.

Kako je već pomenuto, neutron je elektroneutralna čestica, zbog čega ne interaguje Kulonovom interakcijom. Zahvaljujući ovoj činjenici, i neutroni niskih energija imaju mogućnost da lako prođu u polje atomskog jezgra. Ovakvo ponašanje neutrona se znatno razlikuje od situacije u kojoj nanelektrisana čestica pokušava da dopre do jezgra. U tom slučaju, čak i za jezgra lakih elemenata, kod kojih je nanelektrisanje malo, nanelektrisana čestica mora imati energiju od čak  $1 \cdot 10^6$  eV u cilju prodiranja kroz električnu barijeru, da bi dospela u područje značajnih, ali kratkodometnih, sila nuklearnog privlačenja. U tabeli 4 data je klasifikacija neutrona po energijama.

Interakcija neutrona sa atomskim jezgrom ističe se kao dominantna prilikom ispitivanja prolaska neutrona kroz materiju. Naime, zbog malog efikasnog preseka za odvijanje reakcija neutron-elektron i zbog velike razlike u masama između elektrona i neutrona, interakcija neutrona sa elektronima se smatra zanemarljivom.

Procesi koji se odvijaju u prisustvu neutrona imaju naročite karakteristike upravo zbog osobina samih neutrona. Masa neutrona iznosi  $939.565560(51)$  MeV/c<sup>2</sup>, a magnetni moment neutrona je  $-1.913042(5) \mu_N$ . Postojanje magnetnog momenta ove čestice ukazuje na činjenicu da, iako je ona elektroneutralna, u unutrašnjosti neutrona postoji neka raspodela pozitivnog i negativnog naielktrisanja. Slobodan neutron je nestabilna čestica sa vremenom života od  $885.7(8)$  s.

Tabela 4. Klasifikacija neutrona po energijama

Naziv	Opseg energije	Naziv	Opseg energije
ultra hladni	$< 2 \times 10^{-7}$ eV	rezonantni	(1-100) eV
veoma hladni	$(2 \times 10^{-7} - 5 \times 10^{-5})$ eV	srednje energije	(1-500) keV
hladni	$(5 \times 10^{-5} - 0,025)$ eV	brzi	(0,5-10) MeV
termalni	oko 0,025 eV	veoma brzi	(10-200) MeV
epitermalni	(0,025-1) eV	ultrabrzni	$> 200$ MeV

#### 4.1. Reakcije neutrona

Među najbitnije neutronske reakcije spadaju apsorpcije i rasejanja. Apsorpcija neutrona podrazumeva zahvat neutrona i fisiju, dok se rasejanja mogu podeliti na elastična i neelastična. Takođe postoji podela elastičnih rasejanja na potencijalna i rezonantna (tabela 5) [59].

Potencijalno rasejanje je uvek elastično, a odgovara jedinstvenoj difuziji talasa koji se pripisuje neutronu zbog postojanja potencijalnog polja neutrona. Ovde treba imati u vidu da se podrazumeva talasno-čestični dualizam, kao obeležje kvantno-mehaničke prirode sistema. Reakcija potencijalnog rasejanja se odvija na svim neutronima, nezavisno od energije koju oni poseduju, a red veličine efikasnog preseka koji je karakteriše iznosi nekoliko barna.

Rezonantno rasejanje podrazumeva apsorpciju upadnog neutrona, formiranje složenog jezgra i ponovnu emisiju neutrona. U klasičnoj reprezentaciji se proces rezonantnog rasejanja može predstaviti kao onaj u kom se iz složenog jezgra izbacuje neutron, dok u potencijalnom rasejanju neutron napušta potencijalno polje jezgra, jer nije ulazio u sastav samog jezgra. Efikasni presek rezonantnog rasejanja može imati različite vrednosti koje se brzo menjaju upravo zbog rezonantne prirode procesa.

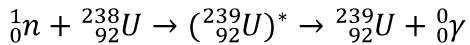
Tabela 5. Prikaz najvažnijih reakcija neutrona

Interakcija bez formiranja složenog jezgra		
Potencijalno elastično rasejanje	$n + A \rightarrow n + A$	uvek moguća
Interakcije koje se odvijaju uz formiranje složenog jezgra		
Elastično rezonantno rasejanje	$n + A \rightarrow n + A$	uvek moguća
Neelastično rezonantno rasejanje	$n + A \rightarrow n + A^*$ $A^* \rightarrow A + \gamma$	prag za reakciju: energija prvog pobuđenog nivoa A Prag za reakciju: energija
Reakcija tipa $(n, 2n)$	$n + A \rightarrow n + n + (A - 1)$	potrebna da se n ukloni iz A
Radijativni zahvat neutrona	$n + A \rightarrow \gamma + (A + 1)$	uvek moguća
Reakcija neutrona i nanelektrisane čestice	$n + A \rightarrow p + B$ $n + A \rightarrow \alpha + C$	Prag za reakciju može postojati, ali nije uvek slučaj
Fisija	$n + A \rightarrow PF_1 + PF_2 + \text{neutroni}$	Prag za reakciju postoji za jezgra sa neparnim N

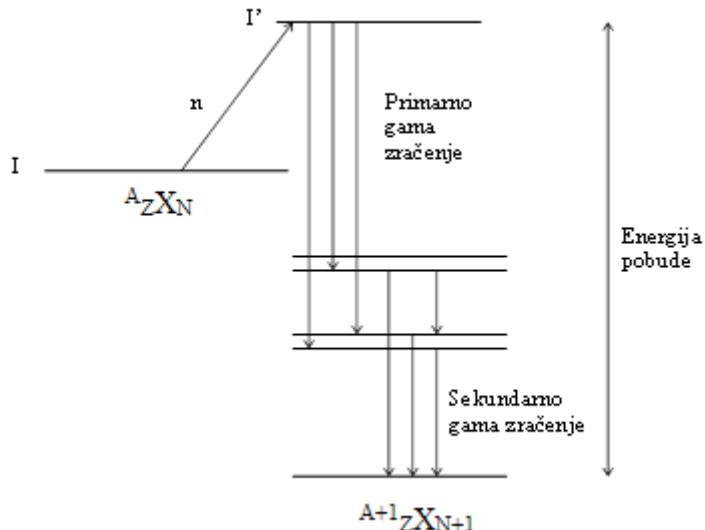
Sve reakcije između neutrona energija od nekoliko MeV i jezgra nastaju kao posledica stvaranja složenog jezgra. Neutron prodire u jezgro  ${}^A X$  i tokom vrlo kratkog vremena, reda  $10^{-13}$  s, postoji sistem  ${}^{A+1} X$ , koji je pobuđen energijom veze neutrona i kinetičkom energijom koju je neutron uneo u jezgro. Ovo složeno jezgro se raspada, a vrsta raspada određuje tip nuklearne reakcije. Verovatnoća za raspad složenog jezgra na dati način određuje efikasni presek za datu reakciju  $\sigma_i$ . Jedina reakcija gde ne dolazi do formiranja složenog jezgra je potencijalno rasejanje neutrona. Pri neelastičnom rasejanju neutrona dolazi do stvaranja složenog jezgra i u tom procesu se emituje neutron, ali rezidualno jezgro ostaje pobuđeno na nekom od svojih energetskih nivoa. Energetski prag ovog procesa je da neutron mora da poseduje kinetičku energiju jednaku najmanje energiji prvog energetskog nivoa jezgra sa kojim se sudara.

#### 4.1.1. Zahvat neutrona

U radijativnom zahvatu, upadni neutron biva apsorbovan od strane jezgra i formira složeno jezgro. Ovo jezgro u kom je upadni neutron trajno “zarobljen” najčešće se nalazi u nekom pobuđenom stanju, pa se energije pobude oslobođa raspadom do osnovnog stanja uz emisiju gama kvanta (slika 9). Kao primer radijativnog zahvata neutrona može poslužiti reakcija:



Bitno je napomenuti da složeno jezgro “zaboravlja” način na koji je nastalo, tako da se raspada po nekom od mogućih kanala raspada u zavisnosti od energije pobude, ali potpuno nezavisno od putanje formiranja.



Slika 9. Zahvat neutrona niske energije uz emisiju gama kvanta

#### 4.1.2. Rasejanje neutrona

Kada se pristupa analiziranju procesa interakcije neutrona sa materijom, neophodno je napraviti razliku između realnih reakcija i potencijalnog rasejanja. Kod procesa potencijalnog rasejanja ne dolazi do direktnog kontakta između neutrona i jezgra mete jer za ovaj proces nisu odgovorne nuklearne sile. Kvantno-mehanički posmatrano, talas koji se pripisuje neutronu je rasejan na polju nuklearnih sila. Nasuprot ovoj pojavi, u realnim reakcijama neutron biva zahvaćen jakim nuklearnim silama, pa se one mogu opisati mehanizmom formiranja složenog jezgra, odnosno direktnih nuklearnih reakcija.

#### **4.1.2.1. Elastično rasejanje**

Elastično rasejanje neutrona predstavlja proces interakcije neutrona i jezgra atoma, prilikom koje ne dolazi do promene strukture jezgra-mete:

$$n + {}^A X = n + {}^A X$$

Tokom ovog procesa, brzina i pravac kretanja neutrona se menjaju, a jezgro-meta doživljava uzmak, kao posledicu primanja određenog dela energije. U procesu elastičnog rasejanja, ukupna kinetička energija je očuvana, samo je deo energije neutrona prenet na jezgro.

Prilikom razmatranja kinematike elastičnog rasejanja neutrona polazi se od zakona održanja energije i impulsa, te se jednostavno nalazi odnos energija neutrona nakon i pre rasejanja:

$$\frac{E_{nf}}{E_{ni}} = \frac{A^2 + 1 + 2A\cos\theta}{(A+1)^2} = \frac{1}{2} [1 + \alpha + (1 - \alpha)\cos\theta] \quad (4)$$

gde  $\theta$  predstavlja ugao rasejanja u sistemu centra masa dok su energije neutrona merene u laboratorijskom sistemu, a  $\alpha = (A - 1)^2 / (A + 1)^2$ . Prethodnom formulom pogodno se vrši procena gubitaka energije neutrona prolaskom kroz neki materijal. Ovo je od suštinske važnosti za fiziku nuklearnih reaktora gde fenomen tzv. moderacije neutrona, tj. usporavanja neutrona, predstavlja problem koji zahteva što bolja tehnička rešenja. Uočava se da se maksimalni gubici energije dešavaju u čeonim sudarima ( $\theta = 0$ ), mada se to u realnosti retko dešava. Takođe se da zaključiti da neutron gubi više energije krećući se kroz materijal koji sadrži laka jezgra. Primera radi, neutron (teorijski posmatrano) može izgubiti svu svoju energiju interakcijom sa jezgom vodonika, a svega 2 % energije nakon elastičnog rasejanja na  ${}^{238}_{92} U$ .

#### **4.1.2.2. Neelastično rasejanje**

Proces rasejanja neutrona nakon kojeg jezgro ostaje u nekom od svojih pobuđenih energetskih stanja predstavlja neelastično rasejanje neutrona. Posle neelastičnog rasejanja pobuđeno jezgro emisijom gama fotona prelazi na osnovno stanje. Ukupna kinetička energija neutrona pre rasejanja jednak je zbiru kinetičke energije neutrona nakon rasejanja, energije uzmaka jezgra i energije pobuđenog stanja jezgra. Treba reći da je ovaj proces moguć samo ukoliko je energija upadnog neutrona veća od energije prvog pobuđenog stanja jezgra, jer neutron mora imati dovoljnu energiju da pobudi jezgro prilikom interakcije sa njim. Na

osnovu toga, zaključuje se da proces neelastičnog rasejanja neutrona ima energetski prag i predstavlja nuklearnu reakciju endoternog tipa.

Kako tokom ovog procesa važi zakon održanja energije i momenta impulsa, mogu se dobiti jednostavne formule, koje opisuju energiju neutrona nakon neelastičnog rasejanja i ugao pod kojim se neutron kreće nakon interakcije sa jezgrom:

$$\frac{E_{nf}}{E_{ni}} = \frac{\gamma^2 + 1 + 2\gamma \cos \theta}{(A+1)^2} \quad (5a)$$

$$\cos \psi = \frac{1 + \gamma \cos \theta}{\sqrt{\gamma^2 + 1 + 2\gamma \cos \theta}} \quad (5b)$$

$$\gamma = A \sqrt{1 - [(A+1)/A]Q/E_{ni}} \quad (5c)$$

$E_{ni}$  i  $E_{nf}$  su energije neutrona pre i posle rasejanja,

$A$  je atomski broj jezgra-mete,

$\psi$  je ugao pod kojim se, u laboratorijskom sistemu, izvrši rasejanje,

$\theta$  je ugao pod kojim se, u sistemu centra masa, izvrši rasejanje,

$Q$  je energija pobude jezgra-mete.

Minimalna energija (energetski prag) koju neutron mora posedovati da bi odvijanje procesa neelastičnog rasejanja bilo moguće iznosi:

$$E_0 = \frac{A+1}{A} Q \quad (6)$$

Neelastično rasejanje neutrona veoma dugo je važilo za jedno od najboljih oruđa za izučavanje nuklearne strukture stabilnih jezgara. Prilikom reakcija tipa ( $n, n'\gamma$ ) dolazi do emisije gama zračenja, što se donekle jednostavno može detektovati. Ova reakcija obezbđuje niz prednosti u odnosu na ostale metode proučavanja nuklearne strukture jezgara:

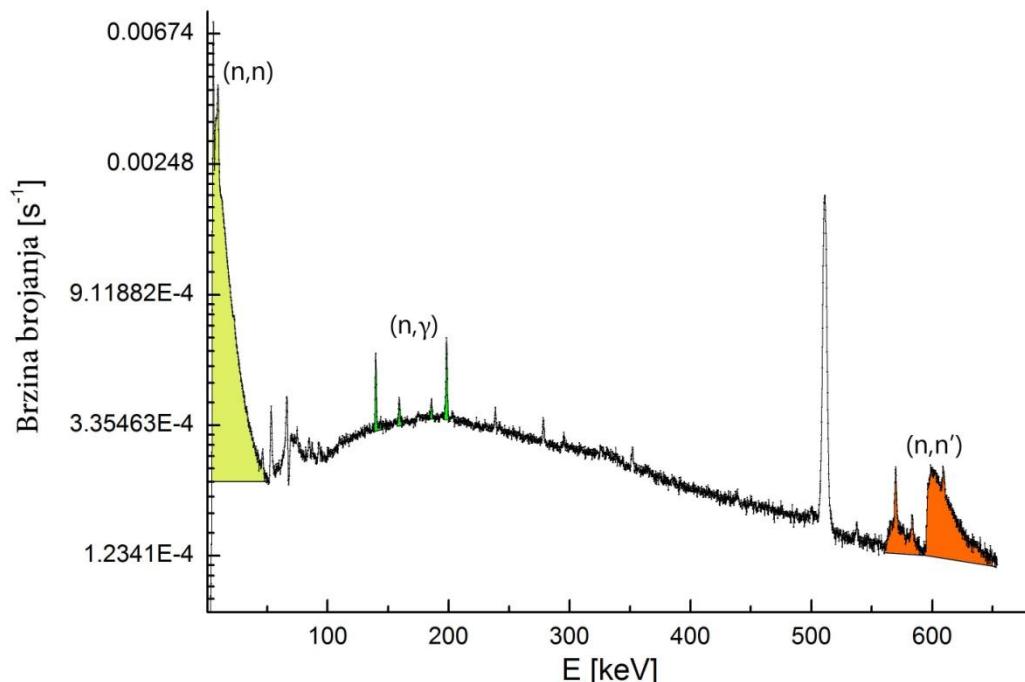
- korišćenjem monoenergetskih neutrona proizvedenih u akceleratorima, za koje ne postoji ograničenje tipa Kulonove (C. de Coulomb) barijere, mogu se vršiti istraživanja koja se tiču pobuđenih nivoa i to u samoj blizini praga njihove eksitacije. Pri ovome se ne javljaju prateće komplikacije koje se tiču zračenja sa viših nivoa.
- za upadne neutrone niskih energija, ova reakcija nije selektivna. Ipak, angularni momenat koji neutroni niskih energija unose u sistem može biti ograničenje, ali ovo nije nepremostiva prepreka u istraživanjima jezgara sa niskim spinom.
- energetska rezolucija za detekciju gama zračenja je dobra, a svakako mnogo bolja od detekcije drugih oblika nuklearnog zračenja.

Sa druge strane, reakcije tipa  $(n, n'\gamma)$  praktično su ograničene na stabilna jezgra i velike količine materijala, a najčešće se zahtevaju uzorci obogaćenih izotopa.

U svetu postoje akceleratorske laboratorije koje su svoja istraživanja, tokom dugog niza godina, bazirala na reakcijama neelastičnog rasejanja neutrona (Inelastic Neutron Scattering-INS), a neki od rezultata su prikazani u [60].

#### 4.2. Interakcije neutrona sa atomima germanijuma

Gama aktivnost koja potiče od interakcija neutrona produkuje se u procesima zahvata i rasejanja na jezgrima materijala detektorskih sistema. Na slici 10 se može uočiti da se sva tri procesa (zahvat neutrona, elastično i neelastično rasejanje) nalaze u različitim oblastima spektra. Način na koji se pomenuta tri efekta u spektru manifestuju prilično se razlikuje. Ova činjenica je rezultat prirode interakcija, a biće objašnjena prilikom analize svake interakcije ponaosob.

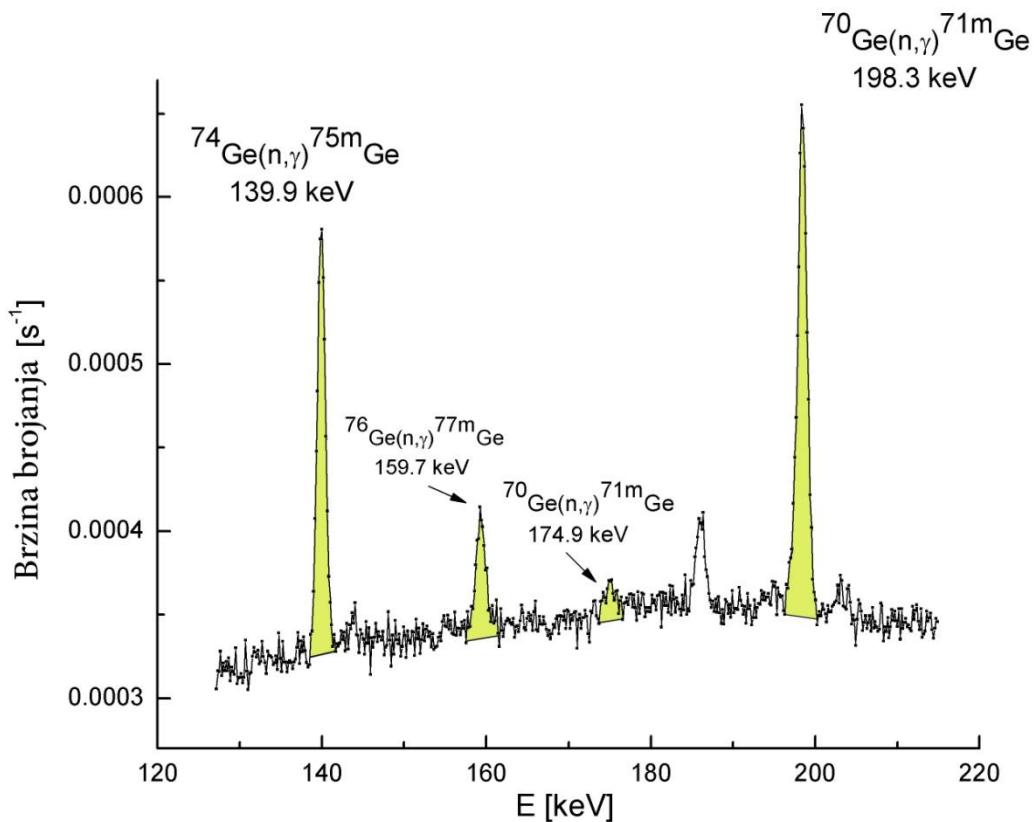


Slika 10. Deo fonskog spektra sa izdvojenim oblastima koje karakterišu procese:  $(n, n')$ -neelastično rasejanje neutrona,  $(n, \gamma)$ -zahvat neutrona i  $(n, n')$ -elastično rasejanje neutrona

Proces elastičnog rasejanja neutrona doprinosi povećanju nivoa fona u gama spektroskopskim merenjima i to na niskim energijama. U ovom procesu ne dolazi do

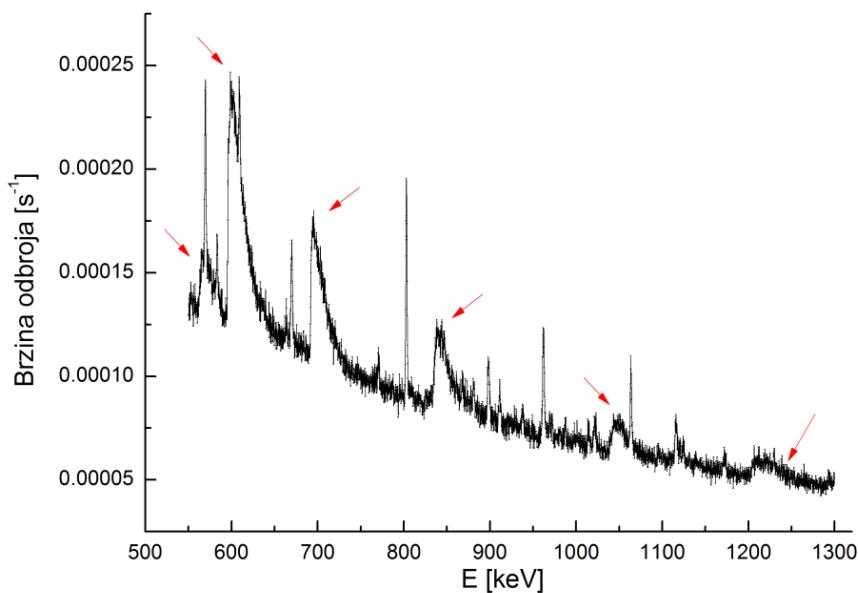
pobuđivanja jezgra niti do emisije gama fotona, već se transfer energije neutrona ogleda u vidu energije uzmaka jezgra. Prilikom elastičnog rasejanja neutrona, jezgra germanijuma mogu dobiti određenu energiju, koja isključivo zavisi od energije upadnog neutrona. S obzirom na to da je u našem slučaju germanijumski detektor bio izložen neutronima nastalim usled interakcija kosmičkog zračenja sa olovom od koga je načinjena zaštita, energija neutrona ne prelazi nekoliko MeV-a [61, 62]. Prostom analizom se može videti da će jezgra germanijuma, koja imaju masu preko 70 puta veću od mase neutrona, maksimalno dobiti do 40 keV. Zbog toga se uočava povećanje odbroja u niskoenergetskom delu fonskog spektra (slika 10).

U procesu zahvata neutrona dolazi do deekscitacije formiranog jezgra ili njegovog raspada, pri čemu se emituje gama zračenje ili dolazi do konverzije elektona. Za niskofonska gama spektroskopska merenja je pomenuti proces od naročitog značaja ukoliko se odvija u samoj aktivnoj zapremini detektora. U slučaju HPGe detektora u snimljenim spektrima se uočava izvestan broj standardnih spektroskopskih gama linija koje potiču od interakcija zahvata neutrona na jezgrima germanijuma u aktivnoj zapremini detektora. Shodno prirodi procesa, ove linije mogu biti promptne, u slučaju deekscitacije pobuđenih jezgara, ili odgovaraju raspodu jezgara potomaka neutronskog zahvata. Na slici 11 jasno se uočavaju najintenzivnije linije ( $n, \gamma$ ) porekla koje odgovaraju energijama od 139.9 keV i 198.3 keV, a rezultat su raspada izomernih stanja  $^{75m}\text{Ge}$  i  $^{71m}\text{Ge}$ , nastalih nakon neutronskog zahvata na  $^{74}\text{Ge}$  i  $^{70}\text{Ge}$ , respektivno. Osim pomenutih, u spektru se mogu primetiti i linije na energijama od 159.7 keV i 174.9 keV koje potiču od raspada izomernih stanja  $^{77m}\text{Ge}$  i  $^{71m}\text{Ge}$ .



Slika 11. Niskoenergetski deo fonskog spektra sa označenim gama linijama koje potiču od raspada izomernih stanja germanijuma

Zahvat neutrona je proces u kom učestvuju neutroni niskih energija. Tom prilikom novonastalo jezgro biva pobuđeno do energija jednakih energiji veze neutrona i prelazi na osnovno stanje emisijom gama zračenja. U tom procesu samo jezgro germanijuma ne dobija kinetičku energiju, tako da će prevashodno biti detektovani fotoni određenih energija, karakterističnih za stvoreni izotop germanijuma. Detektovane gama linije u spektru imaju prepoznatljiv oblik uske Gausove distribucije (slika 11).



Slika 12. Deo fonskog spektra sa detektovanim linijama usled neelastičnog rasejanja neutrona

Neutroni koji učestvuju u procesu neelastičnog rasejanja takođe mogu produkovati gama aktivnost interakcijama unutar aktivne zapremine detektora. U slučaju HPGe detektora, neutroni interaguju sa atomima germanijuma, pa dolazi do pobuđivanja jezgara germanijuma. Potom se ova jezgra deekscituju emitujući gama foton ili konverzionalni elektron. Sagledavanjem energetskog bilansa ovog procesa, određenu porciju energije dobije i jezgro germanijuma koje doživljava uzmak. Nakon deekscitacije jezgra, energija gama fotona (ili konverzionalnih elektrona) sumira se sa energijom uzmaka jezgra. U oba slučaja je od posebnog interesa situacija kada ove čestice svoju energiju ostavljaju u aktivnoj zapremini detektoru kada dolazi do stvaranja parova elektron-šupljina u germanijumu. Generisani parovi elektrona i šupljina dovode do stvaranja naponskih signala koji se analiziraju po amplitudama. Do sabiranja energije gama fotona i energije uzmaka jezgra dolazi zbog istovremenog dešavanja procesa deekscitacije i detekcije u samom detektoru. Stoga se gama linije koje karakterišu neelastično rasejanje neutrona na jezgrima germanijuma odlikuju specifičnom energetskom asimetrijom, sa dugačkim repom na višim energijama (slika 12). Karakteristično za proces neelastičnog rasejanja je i to da se on odvija samo ukoliko neutroni imaju energije više od praga, kao što se vidi iz obrasca (6).

Na slici 12. prikazane su linije koje nastaju u procesu neelastičnog rasejanja neutrona na jezgrima germanijuma, a mogu se detektovati u fonskom spektru. Sve su označene strelicama, a posebno će biti analizirane u pogavlju 6.

Poređenjem energija gama linija prisutnih u spektru sa klasifikovanim karakteristikama radioaktivnih izotopa zaključeno je da detektovane gama linije potiču od izotopa germanijuma  $^{70}\text{Ge}$ ,  $^{72}\text{Ge}$ ,  $^{74}\text{Ge}$  i  $^{76}\text{Ge}$  [63, 64]. U tabeli 6 predstavljena je izotopska za stupljenost stabilnih izotopa germanijuma [65], a u tabeli 7 tačni iznosi energija odgovarajućih linija primećenih u analiziranom spektru, kao i reakcije koje su odgovorne za njihovu pojavu.

Tabela 6. Procentualni izotopski sastav germanijuma

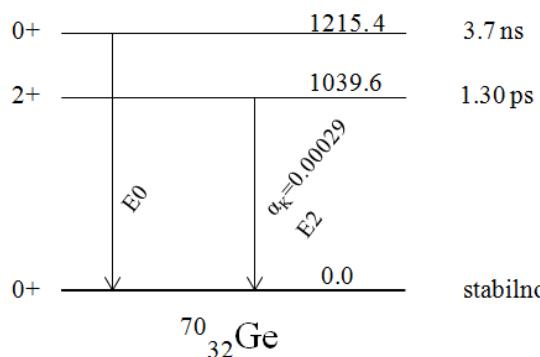
Izotop	Procentualna zastupljenost [%]
$^{70}\text{Ge}$	20.52
$^{72}\text{Ge}$	27.43
$^{73}\text{Ge}$	7.76
$^{74}\text{Ge}$	36.54
$^{76}\text{Ge}$	7.76

Tabela 7 . Detektovane gama linije koje prate neelastično rasejanje

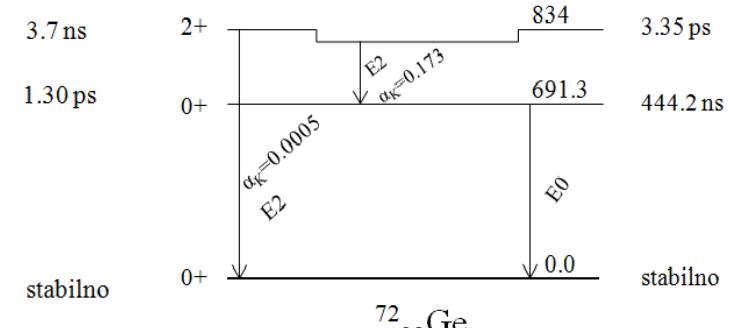
E [keV]	Reakcija
562.8	$^{76}\text{Ge}(n, n')^{76}\text{Ge}$
595.8	$^{74}\text{Ge}(n, n')^{74}\text{Ge}$
691.3	$^{72}\text{Ge}(n, n')^{72}\text{Ge}$
834	$^{72}\text{Ge}(n, n')^{72}\text{Ge}$
1039.6	$^{70}\text{Ge}(n, n')^{70}\text{Ge}$
1204.2+1215.4	$^{74}\text{Ge}(n, n')^{74}\text{Ge}$ + $^{70}\text{Ge}(n, n')^{70}\text{Ge}$

Na slikama 13.1.-13.4. dati su delovi šema raspada pobuđenih stanja izotopa  $^{70}\text{Ge}$ ,  $^{72}\text{Ge}$ ,  $^{74}\text{Ge}$ ,  $^{76}\text{Ge}$ . Uz svaki energetski nivo navedena je energija u keV, zatim vreme života, kao i spin i parnost datog jezgra. Kako je već napomenuto, postoji izvesna verovatnoća da se jezgro viška energije oslobodi i emisijom konverzionog elektrona. Naime, prilikom prelaska jezgra sa višeg na niže energetsko stanje dešavaju se kratkotrajne promene električnog i

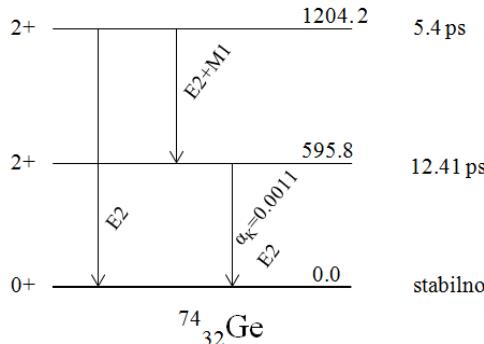
magnetskog polja koje ne moraju nužno dovesti do emisije elektromagnetskog zračenja. Postoji verovatnoća da se energija pobude jezgra direktno preda nekom od orbitalnih elektrona, nakon čega on napušta atom. Ovaj proces se naziva internom konverzijom, dok su elektroni emitovani tim putem konverzionalni elektroni. Procesi konverzije elektrona i emisije fotona konkurišu jedan drugom. Na šematskim prikazima su verovatnoće da dođe do emisije konverzionog elektrona iskazane pomoću konverzionog koeficijenta koji predstavlja odnos broja elektrona emitovanih sa odgovarajuće ljudske i broja emitovanih gama fotona. Shodno tome kojeg ljudski pripada elektron koji se emisije, definišu se parcijalni konverzionalni koeficijenti  $\alpha_K$ ,  $\alpha_L$ ,  $\alpha_M, \dots$ . Totalni konverzionalni koeficijent jednak je zbiru svih parcijalnih koeficijenata ili odnosu ukupnog broja emitovanih konverzionalnih elektrona i emitovanih gama fotona. Međutim, na slikama se uočava da su vrednosti koeficijenta  $\alpha_K$  veoma male, a koeficijenti  $\alpha_L$ ,  $\alpha_M, \dots$  još manji, tako da je njihov doprinos totalnom konverzionalnom koeficijentu gotovo zanemarljiv u odnosu na  $\alpha_K$ . Iz ovog razloga su na šematskim prikazima prelaza naznačene jedino vrednosti za  $\alpha_K$  koje su za date prelaze pronađene u tablicama.



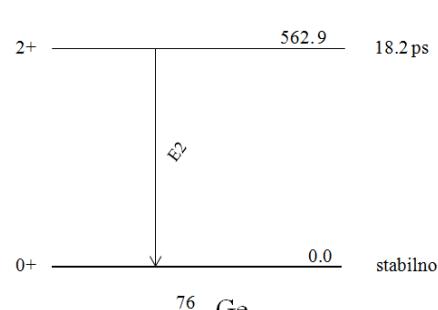
Slika 13.1. Deo šeme energetskih nivoa izotopa  $^{70}\text{Ge}$



Slika 13.2. Deo šeme energetskih nivoa izotopa  $^{72}\text{Ge}$



Slika 13.3. Deo šeme energetskih nivoa izotopa  $^{74}\text{Ge}$



Slika 13.4. Deo šeme energetskih nivoa izotopa  $^{76}\text{Ge}$

## **5. EKSPERIMENTALNI DEO**

Spektri snimljeni korišćenjem niskofonskih gama detektorskih sistema, uz pasivnu zaštitu radi efikasnog suzbijanja komponente fona usled aktivnosti radionuklida iz okoline, sugeriju da su interakcije neutrona u velikoj meri zaslužne za dominantne gama linije koje se uočavaju u spektrima. Iz tog razloga su u eksperimentalnom delu ovoga rada i sprovedena dugotrajna merenja korišćenjem HPGe detektora sa olovnom zaštitom. Konačan cilj je bila detaljna analiza gama aktivnosti generisane neutronskim interakcijama, te procena doprinosa elastičnog i neelastičnog rasejanja neutrona delu gama spektra od naročitog interesa za trenutno aktuelna istraživanja u fizici.

Eksperimentalni rad sastojao se u snimanju fonskih spektara kada je oko detektora bila prisutna samo olovna zaštita tokom relativno dugog perioda vremena reda veličine  $10^6$  s. Vreme merenja je ukupno iznosilo 15827850 s (183 dana), a konačan spektar dobijen je sumiranjem 7 pojedinačnih fonskih spektara snimljenih tokom 17 meseci.

### **5.1. Osnovna ideja rada**

Cilj ovog rada sastoji se u određivanju doprinosa neelastičnog rasejanja niskoenergetskom delu spektra. U poglavlju 4. je objašnjeno da povećanju odbroja u ovom delu spektra dominantno doprinosi proces elastičnog rasejanja. To znači da iz kombinacije ova dva rezultata sledi doprinos elastičnog i neelastičnog rasejnja niskoenergetskom delu gama spektra HPGe detektora.

Međutim, ranije je analizirano da se gama linije koje prate neelastično rasejanje neutrona na germanijumu nalaze u delu spektra viših energija. Shodno tome, postavlja se pitanje kako izvršiti uporednu analizu dva različita dela spektra u kojima dominiraju različiti procesi, a da to ima fizičko objašnjenje.

Poznato je da se pri neelastičnom rasejanju neutrona na germanijumu energija upadnog neutrona transformiše u energiju uzmaka jezgra i energiju emitovanog gama fotona (ili konverzionog elektrona) putem kojeg se jezgro oslobađa energije pobude, pri čemu i rasejani neutron poseduje određenu energiju. Upadni neutron je inicirao ovu reakciju u aktivnoj zapremini detektora upravo pobuđivanjem jezgara germanijuma. Samim tim, je neutron deo svoje energije deponovao u unutrašnjost detektora. Stoga se isprva nameće prepostavka da će i procesi koji slede (deekscitacija i uzmak jezgra) napraviti signale u aktivnoj zapremini detektora. Kada je u pitanju uzmak jezgra, ova prepostavka je opravdana

jer se zaista radi o jezgrima germanijuma koji predstavlja osnovni gradivni element detektora. Dužina uzmaka teškog jezgra germanijuma je višestruko manja od dimenzija aktivne zapremine samog detektora, tako da se može smatrati da će kompletna energija uzmaka ovog jezgra biti detektovana. Emisija gama fotona prilikom deekscitacije jezgra zahteva nešto detaljniju analizu. Naime, ovi gama fotoni poseduju energiju koja im je tačno određena energijom pobude germanijumskog jezgra, ali njihova dalja sudbina ne mora uvek biti vezana za oblast aktivne zapremine detektora. Postoji izvesna verovatnoća da gama fotoni ne dožive interakciju u aktivnoj zapremini detektora, pri čemu ne bi doprineli karakterističnom signalu koji prati neelastično rasejanje. U tom slučaju biva detektovana samo energija uzmaka jezgra germanijuma, što predstavlja svega nekoliko desetina keV-a, što ne doprinosi asimetričnoj liniji, već niskoenergetskom delu spektra koji dominantno reprezentuje proces elastičnog rasejanja. Sa druge strane, svakako da postoji i određena verovatnoća da gama fotoni, emitovani u deekscitaciji jezgra, budu apsorbovani u aktivnoj zapremini detektora, te su upravo oni, uz sumiranje kinetičke energije uzmaka jezgra, zaslužni za karakterističan oblik gama linija koje prate neelastično rasejanje. Drugim rečima, da li će fotoni doprineti energetski asimetričnoj gama liniji ili niskoenergetskom delu spektra zavisi od toga da li će biti apsorbovani u aktivnoj zapremini detektora, ili neće doživeti interakciju u njoj.

Na osnovu svega navedenog, gama fotoni nakon deekscitacije jezgra mogu biti apsorbovani u aktivnoj zapremini detektora ili izaći iz nje bez interakcija, ali i doživeti Komptonovo (A. H. Compton) rasejanje. Svi ovi procesi odvijaju se sa određenom verovatnoćom, a ona se kvantitativno može odrediti Monte Karlo simulacijama u programskom paketu GEANT4 za svaku zadatu energiju. U spektru se može odrediti broj detektovanih fotona za odgovarajuću energiju preko površine asimetrične linije. Rezultati simulacije mogu dati procenu o broju pobeglih fotona, to jest onih koji doprinose niskoenergetskom delu spektra.

Na osnovu prethodno iznešenog jednostavno se zaključuje koji mehanizmi omogućavaju procenu doprinosa dva različita procesa rasejanja niskoenergetskom delu spektra.

S obzirom na činjenicu da se jezgro germanijuma energije pobude može oslobođiti i emisijom konverzionalih elektrona, nameće se pitanje uticaja ovog procesa na procenu koja je krajnji cilj ovog rada. Prilikom interne konverzije neki od orbitalnih elektrona se oslobođa iz atoma, tako da nastavlja da vrši interakcije u aktivnoj zapremini detektora. Shodno tome, ne postoji verovatnoća da ovaj elektron pobegne iz aktivne zapremine detektora i napravi takav signal koji bi doprineo niskoenergetskom delu spektra. Zbog ove činjenice jedino se one

gama linije koje potiču od emisije fotona smatraju relevantnim za konačnu procenu doprinosa elastičnog i neelastičnog rasejanja niskoenergetskom delu spektra.

Ukupan broj fotona pobuđenih jezgara germanijuma u procesu neelastičnog rasejanja,  $N_r$ , može se izraziti preko zbira ukupnog broja fotona generisanih u aktivnoj zapremini detektora,  $N_\gamma$ , i broja elektrona emitovanih prilikom interne konverzije,  $N_{CE}$ :

$$N_r = N_\gamma + N_{CE} \quad (7)$$

Udeo konverzionih elektrona, tj. konverzioni koeficijent, u deekscitaciji jezgra dat je odnosom broja elektrona emitovanih sa odgovarajuće ljske i broja emitovanih gama fotona:

$$\alpha = \frac{N_{CE}}{N_\gamma} \Rightarrow N_{CE} = \alpha \cdot N_\gamma \quad (8)$$

$$N_r = N_\gamma + \alpha \cdot N_\gamma = (1 + \alpha) \cdot N_\gamma \quad (9)$$

Sa druge strane, broj događaja detekcije koji doprinose ukupnoj površini asimetrične linije,  $N_d$ , jednak je zbiru konverzionih elektrona i broju detektovanih fotona:

$$N_d = N_{CE} + N_\gamma \cdot P_\gamma^{det}$$

gde je  $P_\gamma^{det}$  verovatnoća detekcije fotona posmatrane energije.

Koristeći izraz (8) dobija se:

$$N_d = N_\gamma \cdot (\alpha + P_\gamma^{det}) \quad (10)$$

$$\text{te je } N_\gamma = \frac{N_d}{\alpha + P_\gamma^{det}}.$$

Na osnovu prethodnih koraka sledi da konačan izraz za  $N_r$  glasi:

$$N_r = (1 + \alpha) \frac{N_d}{\alpha + P_\gamma^{det}} \quad (11)$$

Broj fotona koji je napustio aktivnu zapreminu detektora traži se kao:

$$N_{esc} = N_r \cdot P_\gamma^{esc}$$

$$N_{esc} = (1 + \alpha) \frac{N_d}{\alpha + P_\gamma^{det}} \cdot P_\gamma^{esc} \quad (12)$$

gde je  $P_\gamma^{esc}$  verovatnoća da foton napusti detektor bez interakcije.

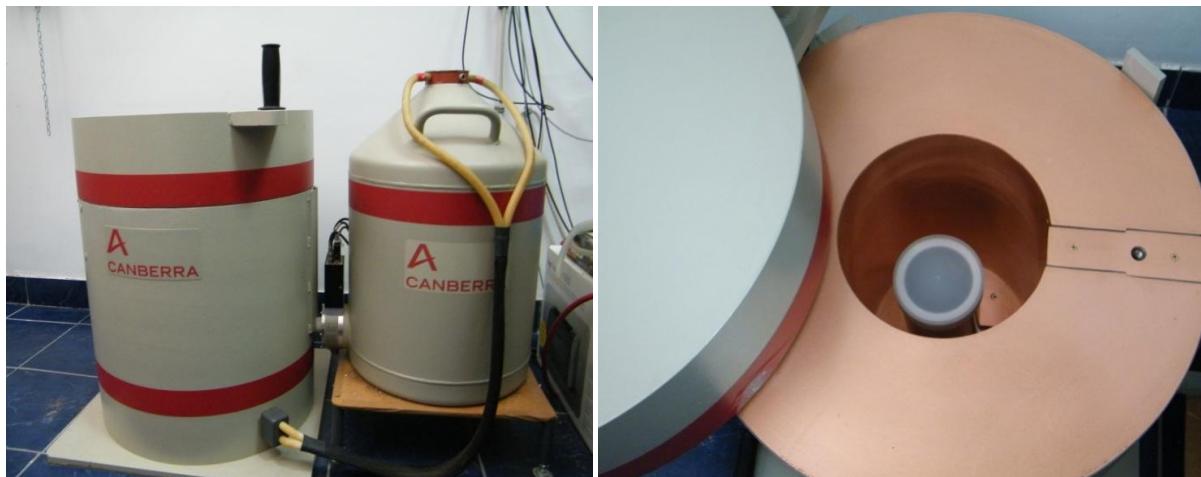
Na slikama 13.1-13.4 uočava se da je verovatnoća za emisiju konverzionog elektrona izuzetno mala, reda veličine  $10^{-3}$  ili još manja. Iz tog razloga se obrazac (14) može uprostiti uz aproksimaciju  $\alpha \sim 0$ , čime se dobija:

$$N_{esc} = \frac{N_d}{P_\gamma^{det}} \cdot P_\gamma^{esc} \quad (13)$$

## 5.2. Detektorski sistem

Ekperimentalni deo ovog rada izvršen je korišćenjem detektorskog sistema smeštenog u Laboratoriji za gama spektroskopiju Katedre za nuklearnu fiziku Prirodno-matematičkog fakulteta u Novom Sadu. U ovom radu se sva detekcija zasnivala na upotrebi jednog (od ukupno četiri, koliko se nalazi u laboratoriji) HPGe detektora sa olovnom zaštitom.

Germanijumski spektrometar (HPGe detektor) proizvod je kompanije Canberra, sada u vlasništvu američke grupe AREVA, serijske oznake GX10021, a prikazan je na slici 14. Detektor je koaksijalni (close-end) n-tipa aktivne zapremine oko  $380 \text{ cm}^3$ . Detaljnija karakterizacija ovog sistema može se pogledati u tabeli 8. Pri tome treba istaći da je relativna efikasnost detektora 100 %, a prednji prozor kućišta detektora izgrađen je od naročitog materijala koji omogućava transparenčiju veću od 80 % za fotone čija je energija 15 keV, odnosno gotovo 100 % za fotone energija od 20 keV. Ovim su postignuti uslovi za detekciju i gama zraka niskih energija.



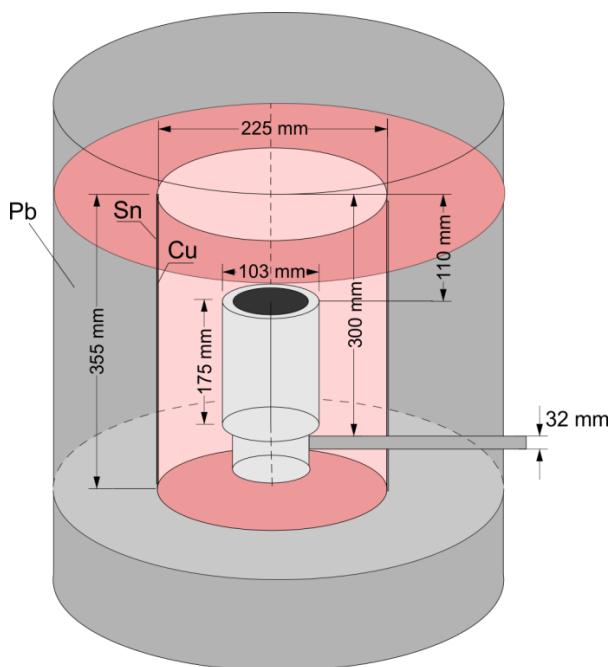
Slika 14. HPGe detektor u olovnoj zaštiti

Pasivna zaštita detektora načinjena je od olova, a takođe je proizvod kompanije Canberra, sa oznakom modela 777B. Masa olovne zaštite iznosi 1633 kg, dok je debljina 15 cm. Sloj naročito odabranog olova u kom izotop  $^{210}\text{Pb}$  ima aktivnost od 20 Bq/kg čini unutrašnjih 25 mm zaštite, dok je spoljašnjih 125 mm izgrađeno od običnog nisko radioaktivnog olova.

Tabela 8. Parametri HPGe detektora GX10021 u olovnoj zaštiti

Karakteristika	Vrednost
Radna temperatura	77 K
Radni napon	4.5 kV
Spoljašnji kontakt	0,3 mm Ge (Li)
Unutrašnji kontakt	0,3 µm Al
Ulagani prozor	0.89 mm (Be)
Prečnik Ge kristala	80 mm
Visina Ge kristala	77.5 mm
Poluprečnik jezgra	4.5 mm
Visina jezgra	38.5 mm
Debljina kućišta	1.5 mm Al

Osim olova, pasivnu zaštitu čine i sloj kalaja debljine 1 mm i bakra visokog stepena čistoće debljine 1.5 mm (slika 15). Ova dva elementa su prisutna da bi sprečili K-seriju X-zračenja olova, energija u intervalu 75-85 keV, da značajnije doprinese pozadinskom zračenju. Da bi se uklonio radon koji takođe doprinosi fonu, azot iz Djuarovog suda se ubrizgava u unutrašnjost zaštite, te prouzrokuje izduvavanje radona.



Slika 15. Prikaz olovne zaštite HPGe detektora

Za snimanje i obradu gama spektara korišćeni su programski paketi MAESTRO i APTEC. Pre same analize gama linija koje su generisane neutronskim interakcijama, bilo je neophodno izvršiti energetsku kalibraciju sumarnog fonskog spektra. Naime, kako je već rečeno, ukupni fonski spektar dobijen je sumiranjem više pojedinačnih spektara. Izvesne gama linije su prisutne u svim spektrima, a uz pretpostavku da su uslovi snimanja ostali nepromenjeni, one se na energetskoj skali nisu pomerile. U tabeli 9 su navedene energije tih linija, kao i njihovo poreklo.

U fonskim spektrima snimljenim gama detektorskim sistemima sa dobro projektovanom zaštitom od eksternog zračenja dominiraju gama linije koje potiču od neutronskih interakcija, što je detaljnije objašnjeno u prethodnom poglavlju. Jednostavno rečeno, u ovim interakcijama dolazi do aktivacije kristala germanijuma i emisije gama zračenja. Linije koje su u spektrima detektovane javljaju se usled deekscitacije i raspada jezgra germanijuma nakon zahvata neutrona. U poslednjem procesu mogu da učestvuju jedino termalni neutroni, što znači da intenzitet ovih gama linija detektovanih u spektru može poslužiti kao kvantitativna mera zastupljenosti termalnih neutrona u detektorskem sistemu. Gama kvanti potiču od raspada izomernih stanja germanijuma, do kojeg dolazi nakon zahvata neutrona. U svim spektrima detektovane su dve najintenzivnije gama linije emitovane sa izomernih stanja germanijuma energija 139.9 keV i 198.3 keV [66]. Upravo su ove energije iskorišćene za pomenutu energetsku kalibraciju.

Tabela 9. Gama linije korišćene za kalibraciju

Energija (keV)	Poreklo linije
139.9	$^{74}\text{Ge}(n, \gamma)^{75\text{m}}\text{Ge}$
198.3	$^{70}\text{Ge}(n, \gamma)^{71\text{m}}\text{Ge}$
511	anihilacija pozitrona
1460.8	$^{40}\text{K}$ prisutan u okolini detektora
2614.35	$^{208}\text{Tl}$ ( $^{232}\text{Th}$ niz)

## 6. REZULTATI I DISKUSIJA

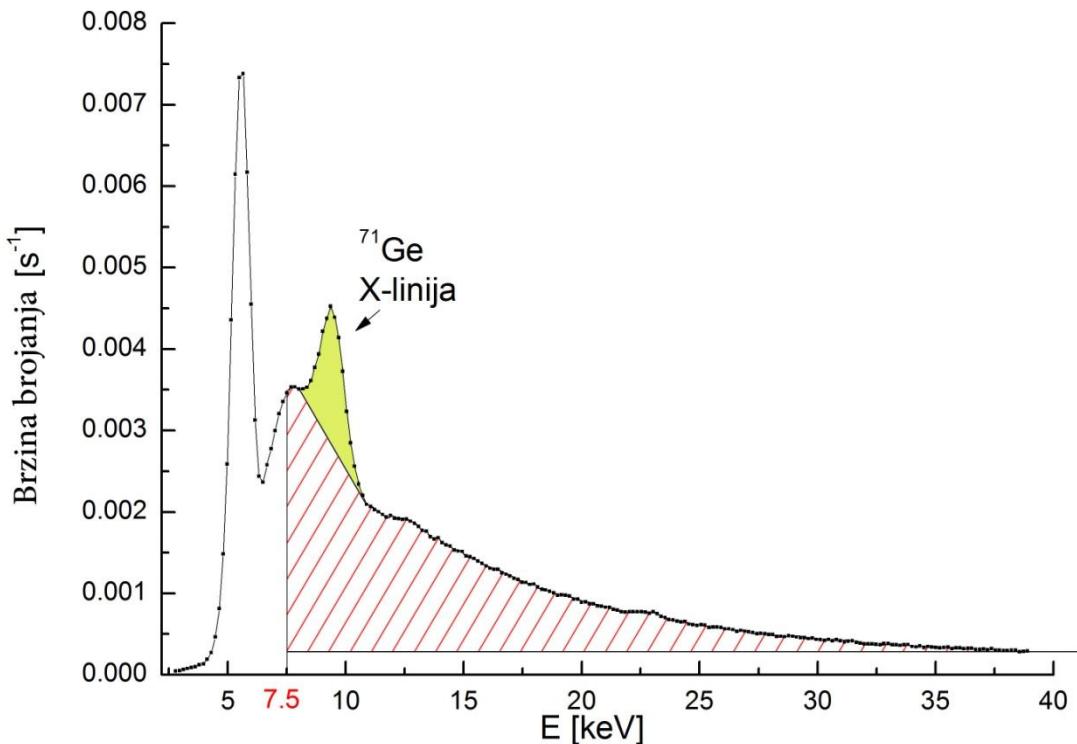
Brzi neutroni koji doživljavaju neelastično rasejanje na jezgrima germanijuma prouzrokuju formiranje karakterističnih gama linija u spektru. One se vrlo lako mogu prepoznati po svojoj energetskoj asimetriji čiji je uzrok zbir energije koju foton ostavi u aktivnoj zapremini detektora nakon deekscitacije jezgra germanijuma i energije uzmaka jezgra koje doživi neelastično rasejanje. Procena doprinosa ova dva različita procesa karakterističnoj gama liniji u spektru vrlo je skromno zastupljena u literaturi. Analitičke zavisnosti takođe nisu naročito izučavane, a reprezentativan prikaz dela linije koji potiče od uzmaka jezgra germanijuma dat je u [67].

Osnova analize spektra u ovom konkretnom slučaju sastoji se u posmatranju ovih ( $n$ ,  $n'$ ) gama linija iz kojih proizilaze informacije o interakciji brzih neutrona sa detektorskim sistemom. S druge strane, konačan cilj ovog rada je procena doprinosa neelastičnog rasejanja niskoenergetskom delu spektra. Da bi se ovo ostvarilo neophodno je odrediti intenzitete linija u analiziranom spektru imajući u vidu verovatnoću da fotoni koji se emituju deekscitacijom jezgra ne moraju doživeti interakcije u aktivnoj zapremini detektora. Kao što se iz jednačine (13) može videti, broj fotona koji nisu doživeli interakciju u aktivnoj zapremini germanijumskog detektora može se proceniti na osnovu poznavanja broja detektovanih fotona date energije. No, za to je neophodno znati verovatnoće da foton kompletну svoju energiju ostavi u aktivnoj zapremini germanijumskog detektora, kao i verovatnoću da isti u potpunosti izbegne detekciju. Ovo predstavlja dodatnu poteškoću koja se morala otkloniti korišćenjem Monte Karlo simulacije. Tek nakon dobijanja adekvatnih podataka o ukupnom broju detektovanih i odbeglih fotona, mogla je biti izvršena ocena doprinosa neelastičnog rasejanja niskoenergetskom delu spektra.

### 6.1. Niskoenergetski deo fonskog spektra

Na početnom delu fonskog spektra uočava se neobičan pik do kog najverovatnije dolazi zbog šuma elektronike samog detektora. Diskriminacijom električnih signala niske amplitude, koji se javljaju zbog šuma, bilo bi moguće otkloniti ovaj pik koji se javlja na samom početku spektra. Međutim, u eksperimentalnoj postavci prilikom merenja fonskih spektara, diskriminatorski prag je bio postavljen na najniži mogući nivo, tako da se u merenim spektrima može uočiti i uticaj šuma.

Na slici 16. prepostavljeni doprinos šuma uočava se u prvih 6 keV. Naredna oblast koja zauzima oko 30 keV može se smatrati doprinosom ( $n, n$ ) procesa, ali dominantan pik na 9.3 keV ne bi pripadao tom kontinuumu. Naime, ovaj pik potiče od karakterističnog X-zračenja germanijuma koje se emituje u procesu interakcije gama zračenja sa K-elektronima germanijuma.



Slika 16. Početni deo spektra sa šumom i karakterističnom linijom koja potiče od X-zračenja germanijuma; na slici je označena energija od 7.5 keV

Upravo ova niskoenergetska oblast spektra, nakon oduzimanja uticaja elektronskog šuma i pomenute linije X-zračenja, sadrži informaciju o broju događaja elastičnog rasejanja neutrona na jezgrima germanijuma. Da bi se sa spektra odredio odgovarajući intenzitet oblast nakon 7.5 keV potrebno je oduzeti fon, kao i liniju X-zračenja na 9.3 keV. Na slici 16 šrafirani deo predstavlja posmatranu niskoenergetsku oblast bez doprinosa fona, dok je superponirani pik X-zračenja predstavljen žutom bojom.

Korišćenjem programa APTEC moguće je označiti površinu ispod krive koja se proteže od 7.51103 keV do 38.392 keV, pri čemu se dobija vrednost:

$$N_G = 3262449$$

Na isti se može dobiti i površina ispod pika koji odgovara X-liniji izotopa  $^{71}\text{Ge}$ :

$$N_X = 193055$$

S obzirom na to da je pozadinsko zračenje neizbežan deo spektra, potrebno je izvršiti korekciju ukupne površine ispod krive uzimajući u obzir i fon. To se može postići ekstrapolacijom ravnog dela spektra na energijama višim od 40 keV. Prosečan odbroj po jednom kanalu u oblasti 40-50 keV iznosi:

$$N_f^1 = 4662.5$$

Kako se niskoenergetska oblast koja predstavlja doprinos elastičnog rasejanja nalazi između 30.-og i 213.-og kanala, ukupna površina fona je procenjena na:

$$N_f^u = 183 \cdot 4662.5 = 853237.5$$

Konačno se površina oblasti od interesa (šrafirano područje na slici 16) nalazi kao:

$$N = N_G - N_X - N_f^u = 2216156.5 \quad (15)$$

Odgovarajući intenzitet se može dobiti deljenjem ukupnim vremenom snimanja spektra, tj.  $t = 15827850$  s :

$$I = \frac{N}{t} \quad (16)$$

$$I = 0.14 \frac{1}{s} \quad (17)$$

Dakle, može se smatrati da brzina brojanja u oblasti od 7.5 keV do 40 keV iznosi 0.14 odbroja u sekundi. Ovaj rezultat će biti značajan i za dalje analize, naročito u konačnim proračunima koji se budu ticali ocenjivanja doprinosa elastičnog i neelastičnog rasejanja.

U ovom delu spektra očitava se i doprinos fotona koji su bez interakcije napustili aktivnu zapreminu HPGe detektora. No, da bi se dobila ocena udela ovog procesa u pomenutoj oblasti spektra, neophodno je pojedinačno analizirati intenzitete asimetričnih gama linija koje reprezentuju neelastično rasejanje neutrona na germanijumu, te iskoristiti rezultate simulacije za određivanje broja fotona koji su apsorbovani, odnosno onih koji su pobegli.

## 6.2. Gama linije koje prate neelastično rasejanje neutrona na jezgrima germanijuma

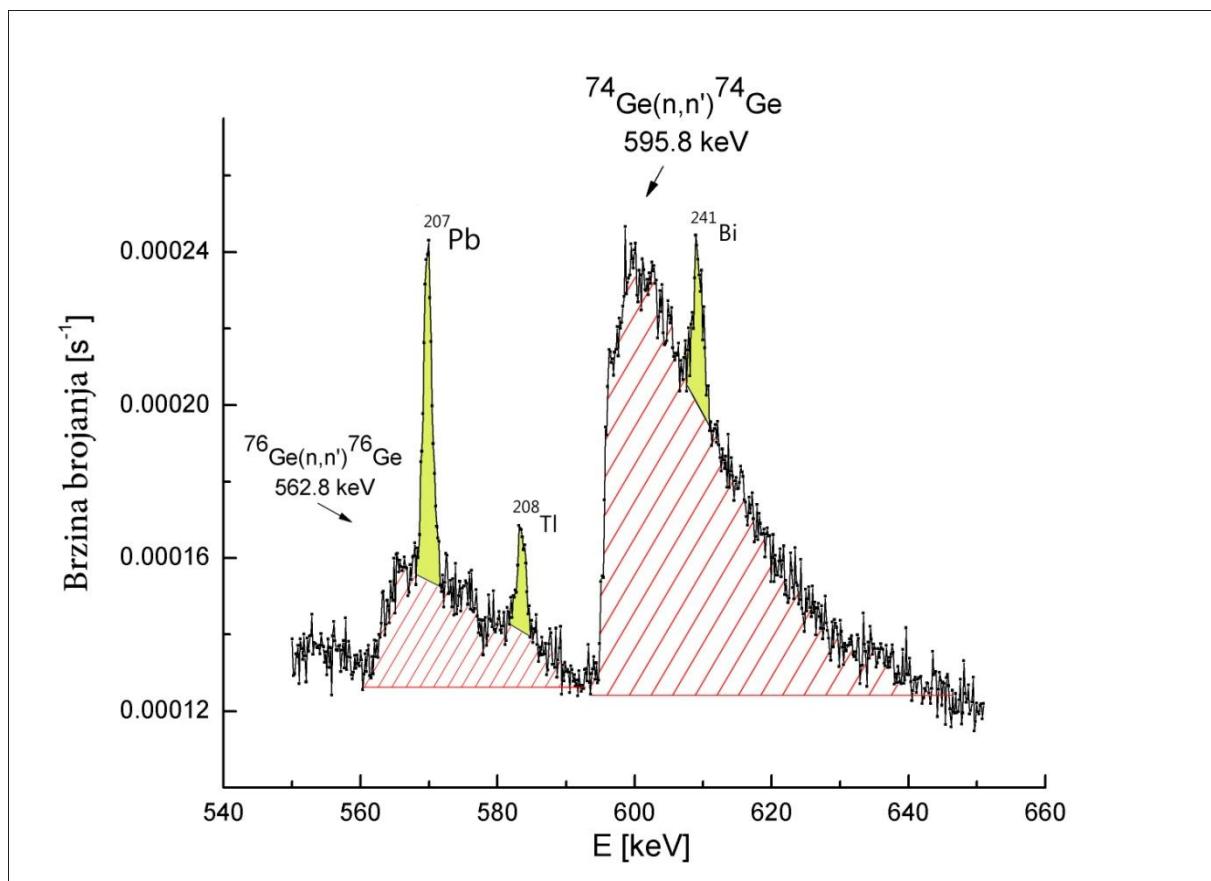
Prilikom neelastičnog rasejanja neutrona na jezgrima germanijuma dolazi do transfera energije na taj način da jezgro tog izotopa germanijuma biva ekscitovano i doživljava uzmak. Određene energije pobude, kao što je već napomenuto, jezgro se u većini slučajeva rešava emisijom gama fotona, tako da je čitav proces uočljiv u gama spektroskopskim merenjima [62]. Karakteristične gama linije koje se tom prilikom emituju date su na slikama 17.1-17.5.

Međutim, ne sme se prevideti ni proces konkurentan emisiji gama fotona, a putem kojeg se jezgro može deekscitovati, kao što se može videti na slikama 13.1-13.4.

Intenziteti detektovanih linija  $\text{Ge}(n, n')$  određivani su u snimjenim spektrima u slučaju kada je HPGe detektor bio u olovnoj zaštiti. Fonska komponenta intenziteta oduzimana je od svih linija pojedinačno, a u nekim slučajevima otklonjen je i doprinos superponiranih linija drugog porekla.

Prva energetski asimetrična linija koja se uočava u spektru potiče od izotopa  $^{76}\text{Ge}$  (koji je u prirodnom germanijumu zastupljen sa 7.76 %), tj. od reakcije  $^{76}\text{Ge}(n, n')^{76}\text{Ge}$ , a nalazi se na energiji od 562.8 keV (slika 17.1). Na šemi raspada izotopa  $^{76}\text{Ge}$  (slika 13.4) primećuje se da je ona rezultat deekscitacije  $2^+$  pobuđenog nivoa i da predstavlja čisti E2 prelaz. Verovatnoća za dešavanje interne konverzije je zanemarljiva.

Na ovoj liniji se jasno uočavaju dva superponirana pika koja imaju drugačije poreklo. Naime, prvi se javlja na energiji 569.7 keV, što je gama linija koja odgovara raspodu pobuđenog stanja izotopa  $^{207}\text{Pb}$  [39]. Drugi se javlja na energiji od 583.1 keV i predstavlja standardnu fonsku liniju usled radioaktivnosti  $^{208}\text{Tl}$ , člana torijumovog niza.



Slika 17.1. Deo fonskog spektra sa linijama koje su posledice neelastičnog rasejanja neutrona na germanijumu

Da bi se odredio intenzitet gama linije na 562.8 keV, potrebno je odrediti ukupnu površinu ispod linije

$$N_{562.8}^u = 49170$$

i oduzeti odgovarajuće površine ispod pikova na energijama od 569.7 keV i 583.1 keV, respektivno (pikovi označeni žutom bojom na slici 17.1):

$$N_{569.7} = 13958$$

$$N_{583.1} = 4041$$

tako da je površina ispod linije (šrafirana oblast slike 17.1):

$$N_{562.8} = N_{562.8}^u - N_{569.7} - N_{583.1}$$

$$N_{562.8} = 31171 \quad (17a)$$

Odgovarajući intenzitet se nalazi iz obrasca (16):

$$I_{562.8} = 0.00197 \text{ s}^{-1} \quad (17b)$$

Na slici 17.1 prikazana je još jedna karakteristična gama linija na 595.8 keV koja potiče od reakcije  $^{74}\text{Ge}(n, n')^{74}\text{Ge}$ , čiji je udeo u prirodnom germanijumu 36.54 %. Šema raspada izotopa  $^{74}\text{Ge}$  na slici 13.3 upućuje na to da se gama foton ove vrednosti energije emituje prilikom deekscitacije prvog pobuđenog  $2^+$  stanja izotopa  $^{74}\text{Ge}$ . Svakako je bitno napomenuti da se prelaz sa prvog pobuđenog na osnovno stanje može desiti i emisijom konverzionog elektrona sa K-ljuske, a ovaj proces se karakteriše izuzetno niskim koeficijentom konverzije  $\alpha_K = 0.0011$ . Shodno tako maloj odgovarajućoj verovatnoći za odvijanje interne konverzije, može se smatrati da se deekscitacija nivoa od 595.8 keV odvija emisijom gama zračenja.

Na energiji od 609.3 keV uočava se pik koji je superponiran na pomenutu gama liniju koja potiče od neelastičnog rasejanja. Ovaj pik odgovara izotopu  $^{214}\text{Bi}$ , koji je potomak uranovog niza, a, kao i onaj na energiji od 583.1 keV, predstavlja standardnu fonsku liniju.

Ukupna površina ispod linije koja se nalazi na 595.8 keV iznosi:

$$N_{595.8}^u = 202619$$

Površina koja odgovara gama liniji izotopa  $^{214}\text{Bi}$  je (pik predstavljen žutom bojom na slici 17.1):

$$N_{609.3} = 7112$$

što znači da je površina ispod odgovarajuće linije (šrafirana oblast):

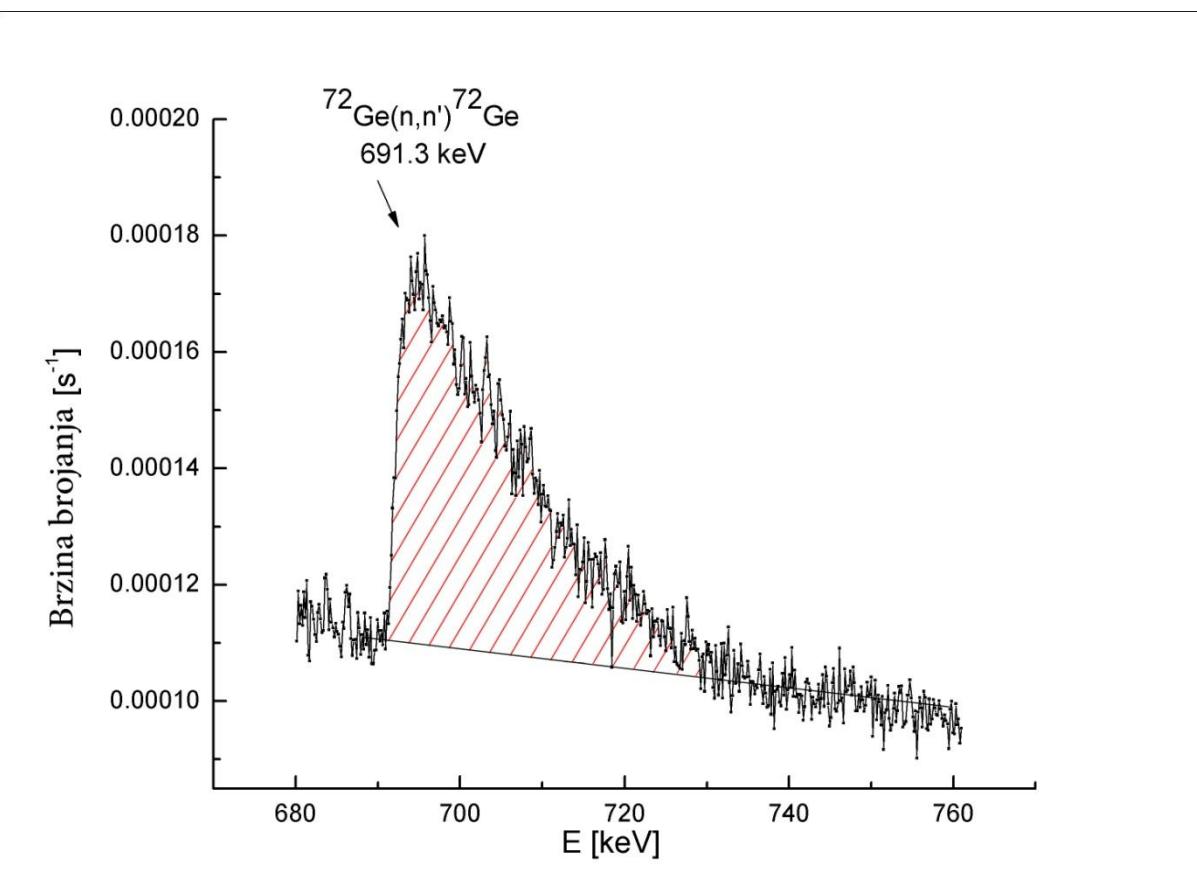
$$N_{595.8} = N_{595.8}^u - N_{609.3}$$

$$N_{595.8} = 195507 \quad (18a)$$

Odgovarajući intenzitet je:

$$I_{595.8} = 0.01235 \text{ s}^{-1} \quad (18\text{b})$$

Sa slike 17.2 i šeme raspada 13.2 se uočava da se u slučaju izotopa  $^{72}\text{Ge}$  deekscitacija nivoa od 691.3 keV odvija emisijom konverzionog elektrona. Osim toga, jasno je da gotovo ni ne postoji verovatnoća da dođe do emisije elektromagnetskog zračenja energije 691.3 keV prilikom prelaska jezgra  $^{72}\text{Ge}$  sa prvog pobuđenog nivoa  $0^+$  (vremena života od 444.2 ns) na osnovni nivo. Prikazana asimetrična linija koja je posledica neelastičnog rasejanja  $^{72}\text{Ge}(n, n')$   $^{72}\text{Ge}$  smatra se najreprezentativnijom zato što na njoj nisu superponirane standardne fonske niti bilo kakve druge linije.



Slika 17.2. Deo fonskog spektra sa linijama koje su posledice neelastičnog rasejanja neutrona na germanijumu

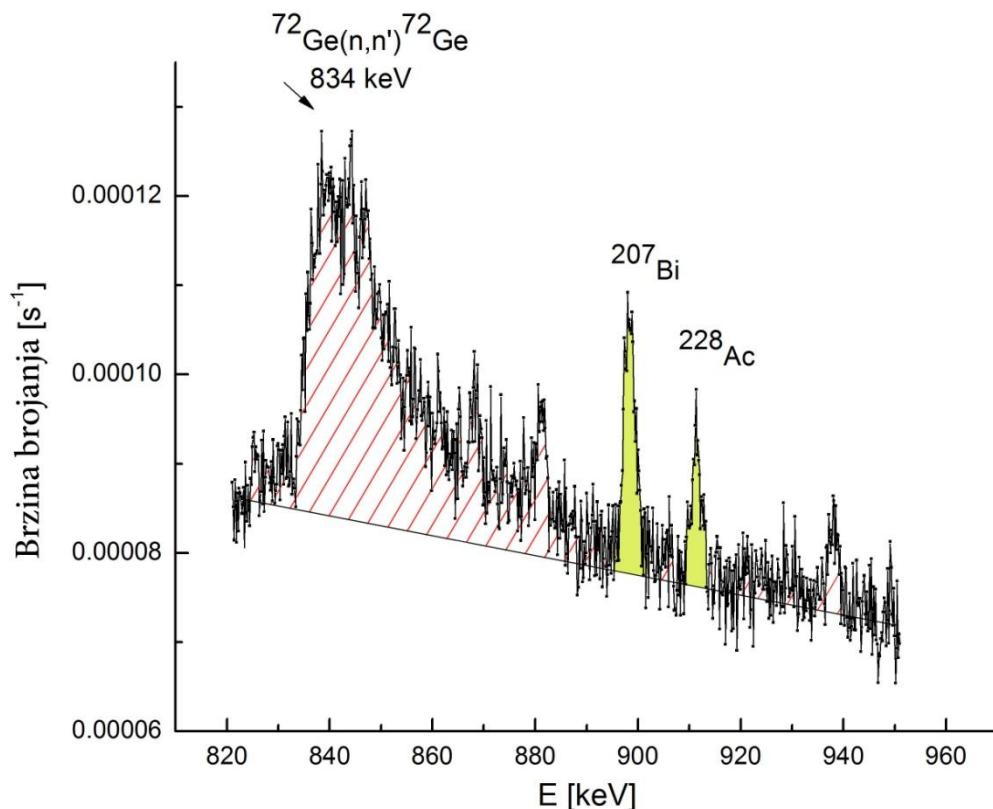
Površina ispod linije (crveno šrafirano područje na slici 17.2) i intenzitet nalaze se direktno:

$$N_{691.3} = 123205.7 \quad (19\text{a})$$

$$I_{691.3} = 0.0078 \text{ s}^{-1} \quad (19\text{b})$$

Izotop  $^{72}\text{Ge}$ , kog u prirodnom izotopu ima 27.43 %, ima i drugi pobuđeni nivo i to  $2^+$  koji živi znatno kraće od prvog, svega 3.35 ps (slika 13.2). Jezgro  $^{72}\text{Ge}$  se, nakon što se na njemu neelastično rasejao neutron, deekscituje emisijom gama fotona energije 834 keV. Upravo zato se na slici 17.3 uočava energetski asimetrična linija na ovoj energiji. Verovatnoća da se pomenuto jezgro energije pobude oslobodi emisijom konverzionog elektrona sa K-ljuske postoji, ali je izražena veoma malim konverzionim koeficijentom  $\alpha_K = 0.0005$ , tako da se ovaj prelaz smatra čisto fotonskim E2.

Na pomenutoj liniji je vidljiv uticaj drugih izvora fona, gde su najdominantniji oni pikovi superponirani na energijama 898 keV i 911 keV, a potiču od izotopa  $^{207}\text{Bi}$  (prirodna radioaktivnost) i  $^{228}\text{Ac}$  (član torijumovog niza), respektivno i na delu spektra (slika 17.3) su predstavljeni žutom bojom.



Slika 17.3. Deo fonskog spektra sa linijama koje su posledice neelastičnog rasejanja neutrona na germanijumu

Ukupna površina ispod linije koja se nalazi na 834 keV iznosi:

$$N_{834}^u = 76289$$

dok su površine ispod superponiranih pikova:

$$N_{898} = 9499$$

$$N_{911} = 3124$$

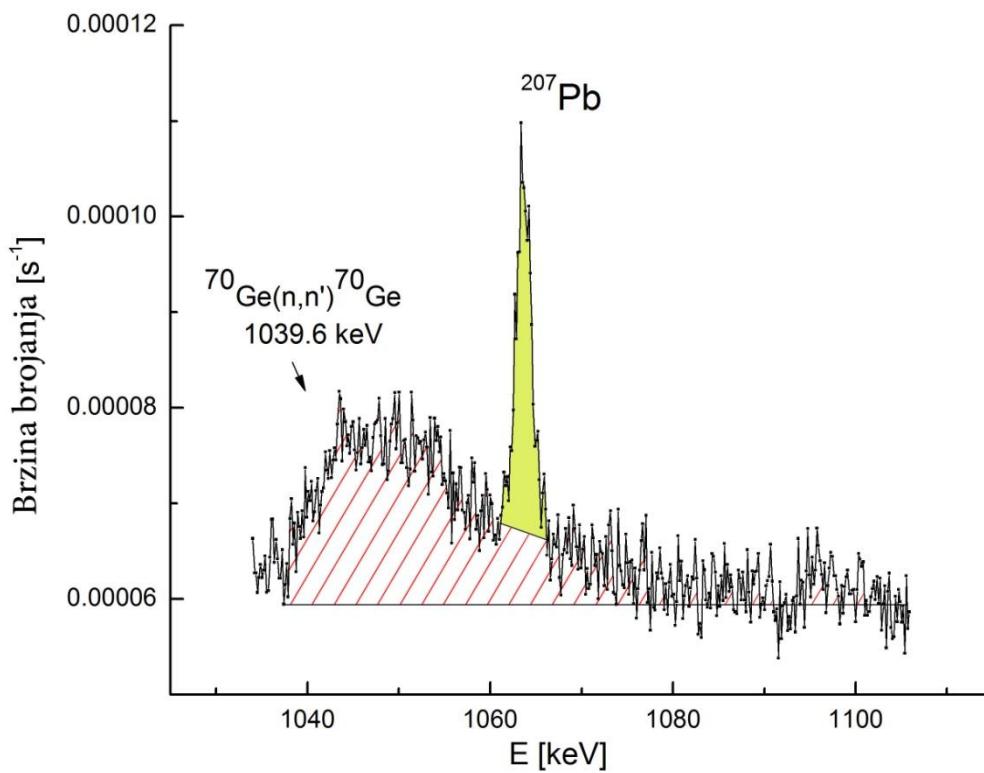
Konačno, površina ispod linije nalazi se preko razlike:

$$\begin{aligned} N_{834} &= N_{834}^u - N_{898} - N_{911} \\ N_{934} &= 63666 \end{aligned} \quad (20a)$$

tako da je odgovarajući intenzitet:

$$I_{834} = 0.00402 \text{ s}^{-1} \quad (20b)$$

Na slici 17.4 prikazana je gama linija na energiji od 1039.6 keV koja potiče od reakcije neelastičnog rasejanja  $^{70}\text{Ge}(n, n')^{70}\text{Ge}$ . Nakon ovog procesa, jezgro  $^{70}\text{Ge}$  je pobuđeno do nivoa  $2^+$ , sa koga na osnovni nivo preferentno prelazi emisijom gama fotona energije 1039.6 keV (slika 13.1). Na šemi raspada se uočava da postoji izvesna verovatnoća da se desi interna konverzija umesto emisije gama fotona. Međutim, s obzirom na podatak da je  $\alpha_K = 0.00029$ , i ovaj prelaz se može smatrati čistim fotonskim E2 prelazom.



Slika 17.4. Deo fonskog spektra sa linijama koje su posledice neelastičnog rasejanja neutrona na germanijumu

Na liniju je superponiran pik koji potiče od raspada pobuđenog stanja izotopa  $^{207}\text{Pb}$  i karakteriše se gama linijom na 1063.6 keV. Stoga je potrebno naći i ukupnu površinu ispod cele linije na 1039.6 keV i površinu ispod superponiranog pika.

Gama linija na 1039.6 keV zauzima površinu:

$$N_{1039.6}^u = 31878$$

dok pik čije je poreklo izotop  $^{207}\text{Pb}$  obuhvata:

$$N_{1063.6} = 7993$$

Ispostavlja se da čista gama linija obuhvata površinu:

$$N_{1039.6} = N_{1039.6}^u - N_{1063.6}$$

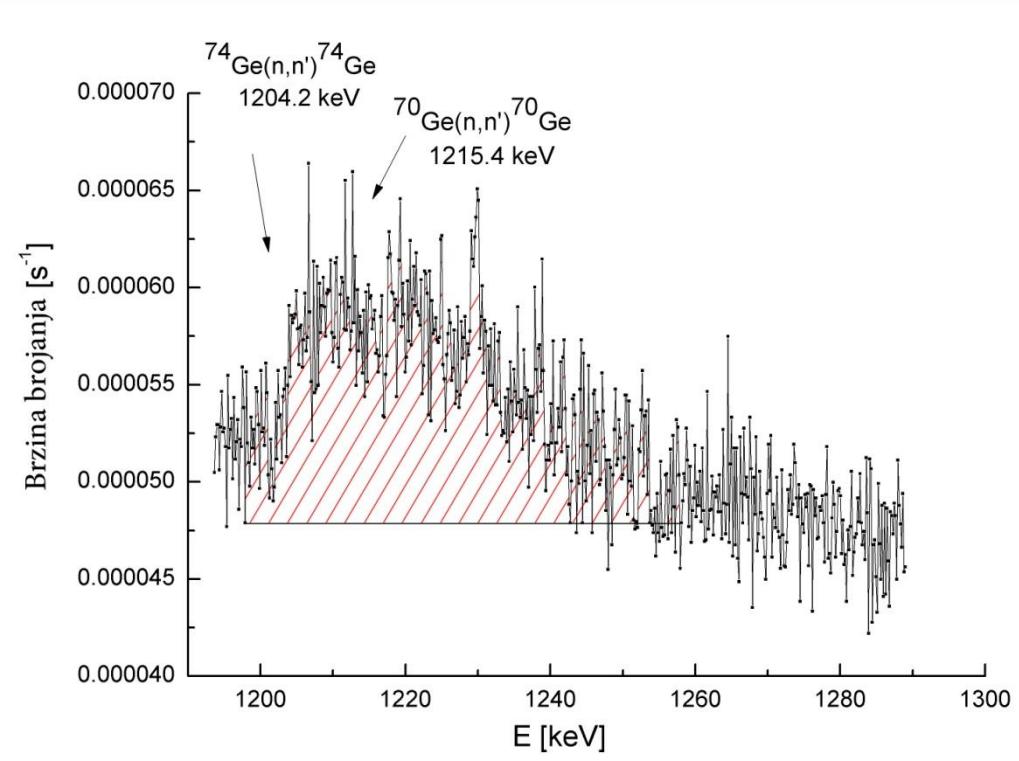
$$N_{1039.6} = 23885 \quad (21a)$$

što znači da je odgovarajući intenzitet:

$$I_{1039.6} = 0.0015 \text{ s}^{-1} \quad (21b)$$

Na veoma visokim energijama u spektru se mogu zapaziti još dve linije koje reprezentuju neelastično rasejanje neutrona (slika 17.5). One se nalaze na energijama 1204.2 keV i 1215.4 keV, a potiču od raspada pobuđenih stanja izotopa  $^{74}\text{Ge}$  i  $^{70}\text{Ge}$ , respektivno. Iako nemaju poreklo u istom izotopu, na spektru se praktično ne mogu razlučiti, tako da će u ovom slučaju i površina i intenzitet biti određivani za superpoziciju pomenute dve linije.

Na šemici 13.3 se uočava da je gama foton energije 1204.2 keV odgovoran za prelazak jezgra  $^{74}\text{Ge}$  sa drugog pobuđenog  $2^+$  na osnovno stanje. Pri tome, praktično ni ne postoji verovatnoća za emisiju konverzionog elektrona. Sa druge strane, izotop  $^{70}\text{Ge}$ , kog u prirodnom germanijumu ima 20.52 %, sa svog drugog pobuđenog nivoa  $0^+$  energije 1215.4 keV na osnovno stanje prelazi emisijom konverzionog elektrona.



Slika 17.5. Deo fonskog spektra sa linijama koje su posledice neelastičnog rasejanja neutrona na germanijumu

Površina koju zauzimaju ove dve linije iznosi:

$$N_{1204.2+1215.4} = 27669 \quad (22a)$$

a odgovarajući intenziteti su:

$$I_{1204.2+1215.4} = 0.00175 \text{ s}^{-1} \quad (22b)$$

Konačne vrednosti intenziteta gama i konverzionih linija, izračunate nakon što su sa spektra očitane vrednosti površina ispod odgovarajućih pikova, sistematski su predstavljene u tabeli 10.

Jedan od rezultata presudnih za konačnu procenu koja je cilj ovog rada predstavlja broj fotona koji su napustili aktivnu zapreminu detektora. Ranije je napomenuto da tom efektu nikakav doprinos ne može dati proces interne konverzije, tako da će se iz proračuna baziranih na simulacijama izbeći linije na 691.3 keV i 1215.4 keV. S obzirom na to da se poslednja linija na spektru ne može razlučiti od gama linije od 1204.2 keV, a odlikuju se malim intenzitetima (intenzitet superpozicije linija iznosi oko 6 % od zbira intenziteta svih linija), ni ona neće biti uzeta u obzir.

Tabela 10. Intenziteti detektovanih gama linija koje prate neelastično rasejanje  $\text{Ge}(n, n')$

E [keV]	Reakcija	N	I [1/s]
562.8	$^{76}\text{Ge}(n, n')^{76}\text{Ge}$	31171	0.00197
595.8	$^{74}\text{Ge}(n, n')^{74}\text{Ge}$	195507	0.01235
691.3	$^{72}\text{Ge}(n, n')^{72}\text{Ge}$	88047	0.00556
834	$^{72}\text{Ge}(n, n')^{72}\text{Ge}$	63666	0.00402
1039.6	$^{70}\text{Ge}(n, n')^{70}\text{Ge}$	23885	0.00150
1204.2+1215.4	$^{74}\text{Ge}(n, n')^{74}\text{Ge}$ + $^{70}\text{Ge}(n, n')^{70}\text{Ge}$	27669	0.00175

Može se zaključiti da će za dalja razmatranja biti od interesa isključivo čisti<sup>1</sup> E2 gama prelazi izotopa  $^{70}\text{Ge}$ ,  $^{72}\text{Ge}$ ,  $^{74}\text{Ge}$  i  $^{76}\text{Ge}$ , to jest emitovani gama fotoni koji pripadaju navedenim izotopima, a imaju energije 1039.6 keV, 834 keV, 595.8 keV i 562.9 keV, respektivno.

### 6.3. Rezultati simulacije koji se odnose na gama linije koje prate neelastično rasejanje neutrona

Monte Karlo simulacijama u programskom paketu GEANT4 za svaku od karakterističnih gama linija koja prati proces neelastičnog rasejanja neutrona određen je broj fotona koji su zaista doživeli interakciju u aktivnoj zapremini, kao i broj onih koji su bez interakcija napustili aktivnu zapreminu detektora. Pri tome, kao što je već rečeno, nisu uzete u obzir linije od 691.3 keV, 1204.2 keV i 1215.4 keV. Parametri simulacije podešeni su tako da su fotoni uzorkovani u zapremini detektora, uniformno po poziciji i pravcu, a ukupno je bilo 500000 događaja za svaku energiju. U tabeli 11 predstavljen je udeo fotona koji su napustili aktivnu zapreminu detektora, odnosno onih koji su apsorbovani, u ukupnom broju generisanih fotona, uz teorijske vrednosti energija, kao i one zadate u simulaciji. Jednostavno je zaključiti da zbir verovatnoća da fotoni budu apsorbovani i da fotoni ne dožive interakcije u aktivnoj zapremino nije jednaka jedinici. Naime, jedan deo fotona može da doživi

<sup>1</sup> U prethodnom delu teksta istaknuto je da su koeficijenti konverzije izuzetno mali (izuzev u slučaju deekscitacije nivoa od 691.3 keV izotopa  $^{72}\text{Ge}$  i nivoa od 1215.4 keV izotopa  $^{70}\text{Ge}$ ), tako se smatra da je u navedenim slučajevima emisija gama zračenja jedini mehanizam deekscitacije jezgra.

Komptonovo rasejanje, te da doprinese kontinuumu fonskog spektra na energijama nižim od energije prelaza.

Tabela 11. Udeo apsorbovanih i fotona koji su napustili zapreminu u ukupnom broju generisanih fotona u aktivnoj zapremini HPGe detektora

teorijska vrednost E[keV]	simulacijom zadata vrednost E[keV]	$p_{\gamma}^{det}$ - udeo apsorbovanih fotona	$p_{\gamma}^{esc}$ - udeo fotona koji nisu interagovali
562.8	563	0.308	0.374
595.8	596	0.294	0.383
834	834	0.231	0.429
1039.6	1040	0.197	0.460

U poglavlju 5.1. izведен je obrazac (13) koji dovodi u vezu broj fotona koji su napustili aktivnu zapreminu detektora sa brojem apsorbovanih gama fotona, kao i sa simulacijom određenih vrednosti udela apsorbovanih, odnosno pobeglih, u ukupnom broju generisanih fotona. Broj apsorbovanih gama fotona zapravo predstavlja broj fotona detektovanih unutar aktivne zapremine detektora, što u ovom slučaju daju izračunate vrednosti  $N_{562.8}$ ,  $N_{595.8}$ ,  $N_{834}$  i  $N_{1039.6}$ .

Primenom obrasca  $N_{esc} = \frac{N_d}{p_{\gamma}^{det}} \cdot P_{\gamma}^{esc}$  na sva četiri slučaja koja se odnose na različite energije koje karakterišu gama fotone emitovane prilikom deekscitacije jezgara germanijuma nakon neelastičnog rasejanja, dobijaju se vrednosti predstavljene u tabeli 12.

Tabela 12. Broj detektovanih i fotona koji su napustili zapreminu za svaku energiju koja se odnosi na gama liniju neelastičnog rasejanja

teorijska vrednost E[keV]	simulacijom zadata vrednost E[keV]	$N_d$	$N_{esc}$	$N_r$
562.8	563	31171	37850.5	101204.54
595.8	596	195507	254691.09	664989.80
834	834	63666	118236.86	275610.39
1039.6	1040	23885	55772.08	121243.65

Kako je već više puta naglašeno, rezultat koji je naročito važan za konačnu procenu doprinosa elastičnog i neelastičnog rasejanja, jeste ukupan broj fotona koji su pobegli iz aktivne zapremine detektora. Sabiranjem vrednosti datih u koloni  $N_{esc}$  tabele 12 sledi:

$$\sum_{i=1}^4 N_{esc}^i = 466550.53 \quad (17)$$

Može se zaključiti da će prethodni broj predstavljati one fotone proizišle iz reakcije neelastičnog rasejanja neutrona, koji daju doprinos signalu u niskoenergetskoj oblasti spektra. Posredstvom poznate relacije između površine ispod odgovarajućeg pika i intenziteta, dobija se :

$$\sum_{i=1}^4 I_{esc}^i = 0.029 \text{ s}^{-1} \quad (18)$$

#### **6.4. Poređenje intenziteta ( $n, n$ ) i doprinosa ( $n, n'$ ) niskoenergetskoj oblasti spektra**

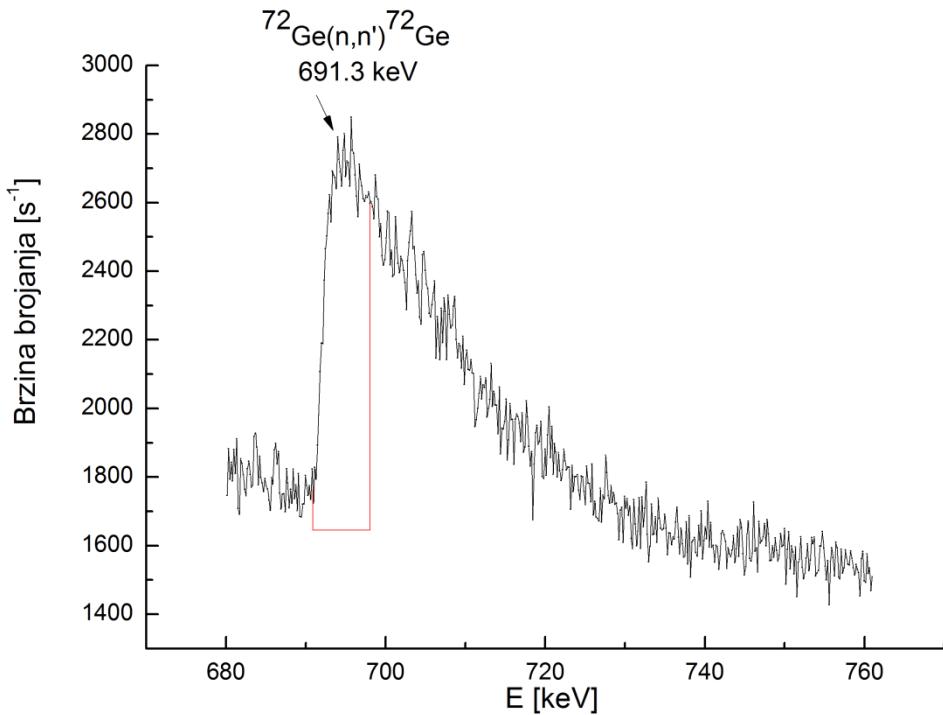
U poglavlju 6.2. je objašnjeno da niskoenergetska oblast sadrži sve događaje elastičnog rasejanja neutrona na jezgrima germanijuma, ali i one događaje neelastičnog rasejanja neutrona okarakterisane fotonima koji su napustili aktivnu zapreminu germanijumskog detektora. Međutim, nije moguće odmah izvršiti poređenje broja ovih događaja različite prirode iz prostog razloga što na samom početku spektra nije jednostavno odrediti intenzitet oblasti koja obuhvata prvi 7.5 keV. Zbog toga će biti skicirana dva načina za procenu intenziteta oblasti od 7.5 keV, a onda i dobijanje traženog rezultata.

##### **6.4.1. Određivanje ukupnog broja ( $n, n$ ) reakcija na osnovu linije od 691.3 keV**

Na samom početku spektra jasno se uočava uticaj šuma do energije od 6 keV. Ukoliko bi se podizanjem praga diskriminatora uklonio efekat šuma, trajno bi bila izgubljena i informacija o detektovanim energijama uzmaka jezgra germanijuma na najnižim energijama. U svakom slučaju, početni deo spektra, do otprilike 7.5 keV, mora se odbaciti. Pod pretpostavkom da se i superponirana linija X-zračenja izotopa  $^{71}\text{Ge}$  ukloni, dobili bismo čistu distribuciju detektovanih energija uzmaka jezgra germanijuma. Budući da se prilikom detekcije asimetrične linije u repu distribucije takođe registruje raspodela kinetičkih energija uzmaka jezgra germanijuma, postoji osnova da se veruje kako bi početak spektra morao da podseća na liniju od 691.3 keV, ili bilo koju drugu asimetričnu liniju iz spektra. Naime,

početak spektra potiče od  $(n, n)$  reakcija, to jest od njihovog merljivog efekta, a što konačno nije ništa drugo do izmereni uzmak jezgra germanijuma. Asimetrične linije su, sa druge strane, posledica  $(n, n')$  reakcija, ali im visokoenergetski deo takođe potiče od uzmaka jezgra. Na osnovu ovoga se uvodi pretpostavka da distribucija na početku spektra može imati isti oblik kao i neka od  $(n, n')$  linija. Upravo se linija od 691.3 keV smatra najreprezentativnijom linijom koja je posledica neelastičnog rasejanja neutrona na jezgrima germanijuma. Kako je već naglašeno, na njoj nema superponiranih linija drugog porekla, tako da je razumljiva pretpostavka da se u njoj "ogleda" početak niskoenergetskog dela spektra.

Na slici 18 predstavljena je asimetrična linija na 691.3 keV i na njoj označena oblast koja zauzima 7.5 keV od početka. Da bi se odredilo koji deo površine linije zauzima oblast od 7.5 keV, neophodno je naći tačnu vrednost (površine i intenziteta) ove označene oblasti.



Slika 18. Karakteristična linija koja je rezultat reakcije  $^{72}\text{Ge}(n, n')^{72}\text{Ge}$

Površina i intenzitet cele linije već su određeni u poglavlju 6.2. i iznose:

$$N_{691.3} = 123205.7 \quad (19a)$$

$$I_{691.3} = 0.0078 \text{ } s^{-1} \quad (19b)$$

Površina ispod ove linije koju obuhvata prvih 7.5 keV eksplicitno se može naći oduzimanjem odgovarajućeg fona od ukupne površine koju zauzima oblast od 690.437 keV do 697.862 keV (upravo 7.5 keV). Ova čitava oblast data je sa:

$$N_{7.5}^G = 111272$$

dok fon obuhvata:

$$N_{7.5}^F = 79710.84$$

To znači da je površina ispod linije koju obuhvata prvih 7.5 keV:

$$N_{7.5} = N_{7.5}^G - N_{7.5}^F$$

$$N_{7.5} = 31561.66$$

(23a)

to jest:

$$I_{7.5} = 0.002 \text{ s}^{-1}$$

(23b)

Na osnovu (19b) i (23b) može se odrediti koji deo linije na 691.3 keV čini prvih 7.5 keV:

$$I_{7.5} = 0.25 \cdot I_{691.3} \quad (24a)$$

$$N_{7.5} = 0.25 \cdot N_{691.3} \quad (24b)$$

Dakle, oblast od 7.5 keV predstavlja 25 % pomenute linije.

Sada se analogno može tvrditi da izmerena oblast u niskoenergetskom delu spektra, koja se nalazila u intervalu od 7.5 keV do 38.3 keV predstavlja 75 % od čitave niskoenergetske oblasti spektra koja se prostire od samog početka. Upravo ova čitava niskoenergetska oblast spektra predstavlja sve događaje elastičnog rasejanja neutrona. Kako je u poglavlju 6.1. izračunata površina (i intenzitet) niskoenergetske oblasti koja se prostire od 7.5 keV:

$$N = 2216156.5 \quad (15)$$

$$I = 0.14 \text{ s}^{-1} \quad (17)$$

sada se može pisati:

$$N(n, n) = \frac{N}{0.75}$$

što iznosi:

$$N(n, n) = 2954875.3 \quad (25)$$

$$I(n, n) = 0.19 \text{ s}^{-1} \quad (26)$$

Nakon ovih rezultata moguće je konačno odrediti doprinos neelastičnog rasejanja ovom delu spektra. Koristeći se rezultatom koji daje broj fotona koji su pobegli iz aktivne zapremine detektora (17, 18):

$$\sum_{i=1}^4 N_{esc}^i = 466550.53$$

$$\sum_{i=1}^4 I_{esc}^i = 0.029 \text{ s}^{-1}$$

dobija se:

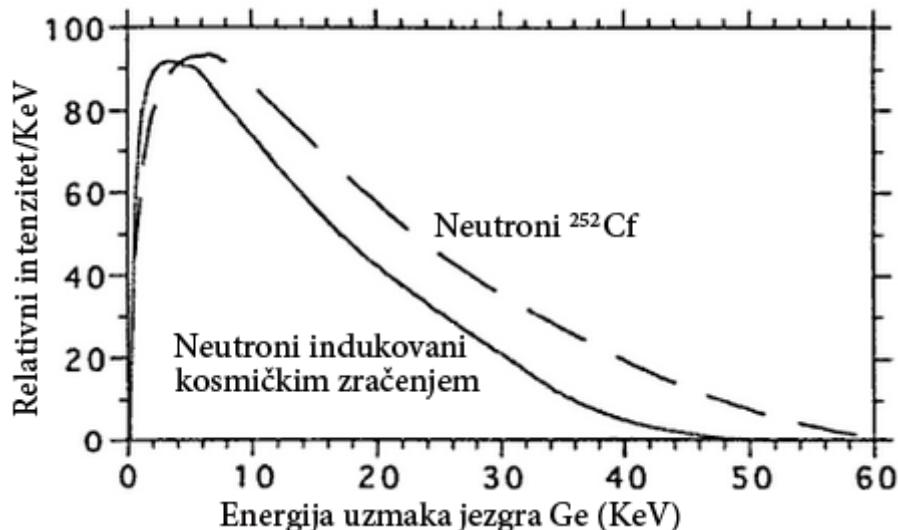
$$\sum_{i=1}^4 I_{esc}^i = 0.15 \cdot I(n, n) \quad (27)$$

**Na osnovu prethodnog rezultata može se zaključiti da doprinos procesa neelastičnog rasejanja niskoenergetskom delu fonskog spektra iznosi 15 %.**

#### 6.4.2. Određivanje intenziteta početne oblasti spektra na osnovu energetskog spektra uzmaka jezgra

U odeljku 6.4.1. je intenzitet početne oblasti spektra ocenjen na osnovu početnog dela linije od 691.3 keV. Međutim, u proces odgovoran za stvaranje te asimetrične linije uključena je i energija prelaza jezgra  $^{72}\text{Ge}$  sa pobuđenog na osnovni nivo emisijom konverzionog elektrona. Ovo može biti otežavajući faktor u proceni koju je neophodno izvršiti jer možda oblik pomenute linija ne odgovara u potpunosti početku spektra u kom se očitava samo uticaj energije uzmaka jezgra germanijuma.

Grafički prikaz energetskog spektra jezgra germanijuma koje doživljava uzmak nakon što se neutron neelastično rasejao na njemu može se pronaći u studiji [67] (slika 19).



Slika 19. Zavisnost relativnog intenziteta gama linije od energije uzmaka jezgra

Smisao ovog rada sastoji se u posmatranju fonskog spektra koji je rezultat dugotrajnog procesa merenja, što znači da su neutroni prevashodno produkovani reakcijama kosmičkog zračenja, kao što je to objašnjeno u poglavlju 3. Shodno tome, nije vršena ocena doprinosa odgovarajućih procesa u prisustvu dodatnih izvora neutrona, pa će u daljim razmatranjima od interesa biti samo ona oblast na slici 19 označena punom linijom.

Eksplicitna funkcionalna zavisnost koja karakteriše ovaj energetski spektar može se naći korišćenjem programskog paketa Mathematica i data je u obliku funkcije jedne promenljive sa 4 parametra  $a, b, c, d$ :

$$I_{Rel} = a + 4be^{-\frac{E_R-c}{d}} \left(1 - e^{-\frac{E_R-c}{d}}\right) \frac{e^{-\frac{E_R-c}{d}}}{e \cdot e^{-d[\ln(d+e)-\ln d]/e}} \quad (28)$$

gde je  $I_{Rel}$  relativni intenzitet odgovarajuće linije,  $E_R$  je vrednost energije uzmaka jezgra germanijuna, dok su vrednosti parametara sledeće:

$$a = 0.073975$$

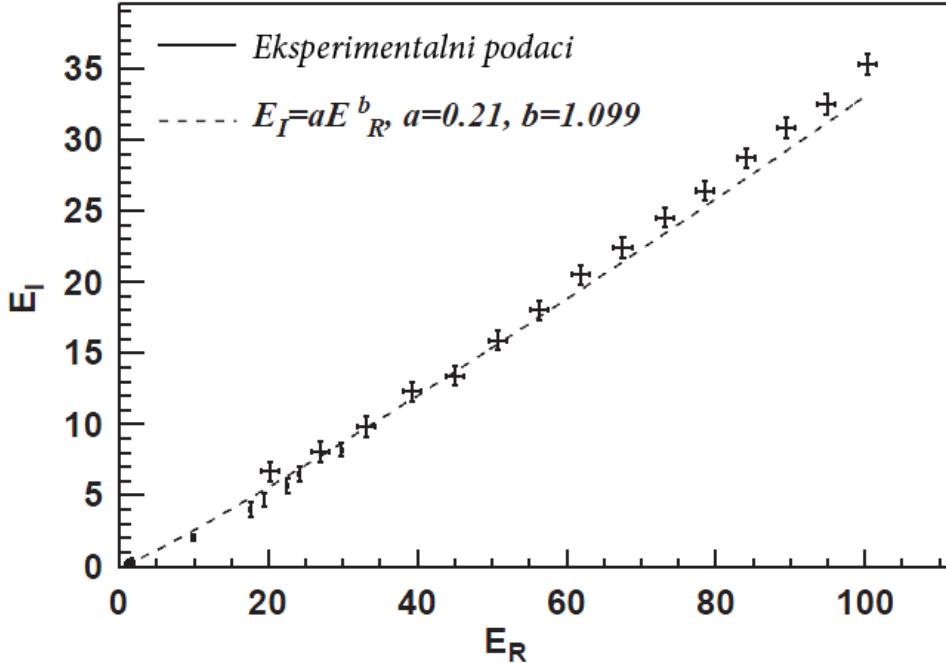
$$b = 101.76608$$

$$c = 0.000122$$

$$d = 9.65204$$

Naredna etapa proračuna sastoji se u određivanju doprinosa uzmaka jezgra germanijuma sumarnom signalu koji detektor daje, a čija se karakterizacija vrši manipulacijom spektra. Naime, bitno je znati koji deo energije uzmaka, deponovane u aktivnoj zapremini detektora, zaista uzrokuje detektorski signal. U literaturi [24] je objašnjeno da atomi gube energiju usporavanjem do kojeg dolazi usled predaje energije atomskim elektronima, ali i translatornog kretanja celih atoma. Međutim, energija koju čestica gubi na svom putu u procesu translatornog kretanja ne doprinosi značajno detektorskому signalu. Može se reći da jedino energija koja je elektronima predata direktno ili indirektno prilikom usporavanja čestice, doprinosi izlaznom signalu detektora. Stoga, nije dovoljno naći zavisnost intenziteta gama linije od energije uzmaka jezgra, već je neophodno odrediti ukupne energetske gubitke nakon uzmaka jezgra, kao funkciju početne energije uzmaka.

U literaturi se mogu pronaći podaci da se svega 25-30 % početne energije uzmaka jezgra transformiše u energiju jonizacionih gubitaka, pri čemu se formiraju parovi elektroni-šupljine u kristalu germanijuma. Preostali iznos početne energije uzmaka troši se na pobuđivanje kristalne rešetke, fonone. Na slici 20. prikazana je upravo pomenuta zavisnost energije ionizacije od energije uzmaka [68].



Slika 20. Jonizaciona energija  $E_I$  u funkciji energije uzmaka  $E_R$ . Isprekidanom linijom je prikazan fit funkcije, dok su eksperimentalne tačke preuzete iz [21-23]

Na osnovu prethodno iznešenog sledi da se energija jonizacije preko energije uzmaka jezgra može izraziti na sledeći način:

$$E_I = 0.21 \cdot E_R^{1.099} \quad (29)$$

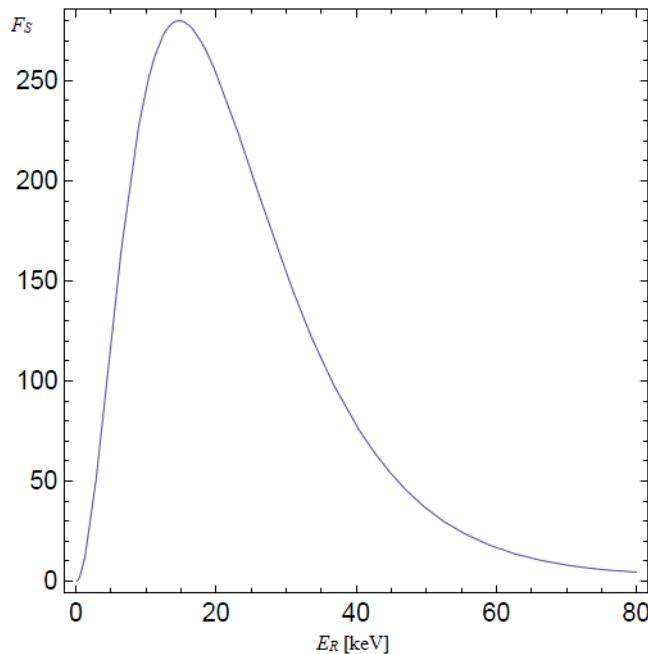
Da bi se našao analitički oblik funkcije koja u potpunosti reprezentuje signal koji daje detektor,  $F_S$ , potrebno je naći konvoluciju funkcionalne zavisnosti relativnog intenziteta od energije uzmaka jezgra,  $I_{Rel}$ , i zavisnosti energije jonizacije od energije uzmaka jezgra,  $E_I$ . Ovo je izvršeno korišćenjem programskog paketa Mathematica, a funkcija se može predstaviti u obliku:

$$F_S = I_{Rel} \cdot E_I = I_{Rel} \cdot 0.21 \cdot E_R^{1.099} \quad (30)$$

što u eksplisitnom zapisu i uz zadate vrednosti parametara daje:

$$\begin{aligned} F_S = & \\ & 0.21[0.0739753 + 407.064 \cdot \\ & e^{0.103605(-0.00012156-E_R)}(1 - e^{0.103605(-0.00012156-E_R)})]E_R^{1.099} \end{aligned} \quad (31)$$

Grafički prikaz funkcije  $F_S$  dat je na slici 21 i praktično se poklapa sa izgledom asimetričnih linija u spektru koje su rezultat procesa neelastičnog rasejanja neutrona:



Slika 21. Konvolucija funkcionalnih zavisnosti relativnog intenziteta linije i energije  
jonizacije jezgra germanijuma

Sada je potrebno proceniti koji deo prikazane zavisnosti čini 7.5 keV, da bi se došlo do krajnjeg rezultata na drugi način. Ukoliko se izvrši numerička integracija oblasti koja obuhvata 7.5 keV, dobija se:

$$N_{7.5} = 765.75 \quad (31a)$$

$$I_{7.5} = 4.84 \cdot 10^{-5} s^{-1} \quad (31b)$$

dok je površina ispod cele linije:

$$N_U = 8019.12 \quad (32a)$$

$$I_U = 5.07 \cdot 10^{-4} s^{-1} \quad (32b)$$

Jednostavno se zaključuje da je:

$$N_{7.5} = 0.096 \cdot N_U \quad (33a)$$

$$I_{7.5} = 0.096 \cdot I_U \quad (33b)$$

Drugim rečima, numeričkom integracijom je utvrđeno da početak linije koji zauzima 7.5 keV predstavlja 10 % od ukupnog intenziteta linije.

To znači da sada analogno važi da izmerena oblast u niskoenergetskom delu spektra, koja se nalazila u intervalu od 7.5 keV do 38.3 keV predstavlja oko 90 % od čitave niskoenergetske oblasti spektra koja se prostire od samog početka. Kako je u poglavlju 6.1. izračunata površina (i intenzitet) niskoenergetske oblasti koja se prostire od 7.5 keV:

$$N = 2216156.5 \quad (15)$$

$$I = 0.14 \text{ s}^{-1} \quad (17)$$

sada za čitavu oblast niskoenergetskog dela spektra koja akumulira događaje elastičnog rasejanja važi:

$$N(n, n) = \frac{N}{0.90}$$

što iznosi:

$$N(n, n) = 2462396.11 \quad (34)$$

$$I(n, n) = 0.15 \text{ s}^{-1} \quad (35)$$

Konačno je, i na drugi način, moguće odrediti doprinos neelastičnog rasejanja niskoenergetskom delu spektra. Koristeći se rezultatom koji daje broj fotona koji su pobegli iz aktivne zapremine detektora:

$$\sum_{i=1}^4 N_{esc}^i = 466550.53$$

$$\sum_{i=1}^4 I_{esc}^i = 0.029 \text{ s}^{-1}$$

dobija se:

$$\sum_{i=1}^4 I_{esc}^i = 0.19 \cdot I(n, n) \quad (36)$$

**Na osnovu prethodnog rezultata može se zaključiti da doprinos procesa neelastičnog rasejanja niskoenergetskom delu fonskog spektra iznosi 19 %.**

Ista procena izvršena je i na način predstavljen u 6.4.1., a iznosila je:

$$\sum_{i=1}^4 I_{esc}^i = 0.15 \cdot I(n, n) \quad (27)$$

U literaturi se ne može naći eksplicitna kvantitativna procena doprinosa neelastičnog rasejanja neutrona na jezgrima germanijuma niskoenergetskom delu fonskog spektra. Dostupan je jedino grafički prikaz simuliranog spektra HPGe sa naznačenim procesima rasejanja (slika 22 [68]). U navedenoj studiji izloženi su rezultati doprinosa procesa rasejanja spektru HPGe detektora i za slučaj koaksijalne i planarne geometrije detektorskog sistema.

Da bi bilo moguće uporediti kvantitativnu ocenu posmatranog doprinosa sprovedenu u ovom radu sa rezultatima prikazanim na slici 22, neophodno je proceniti površine ispod datih krivih. U slučaju planarne geometrije detektorskog sistema izmeren je odnos:

$$\sum_{i=1}^4 I_{esc}^i = 0.27 \cdot I(n, n) \quad (37)$$

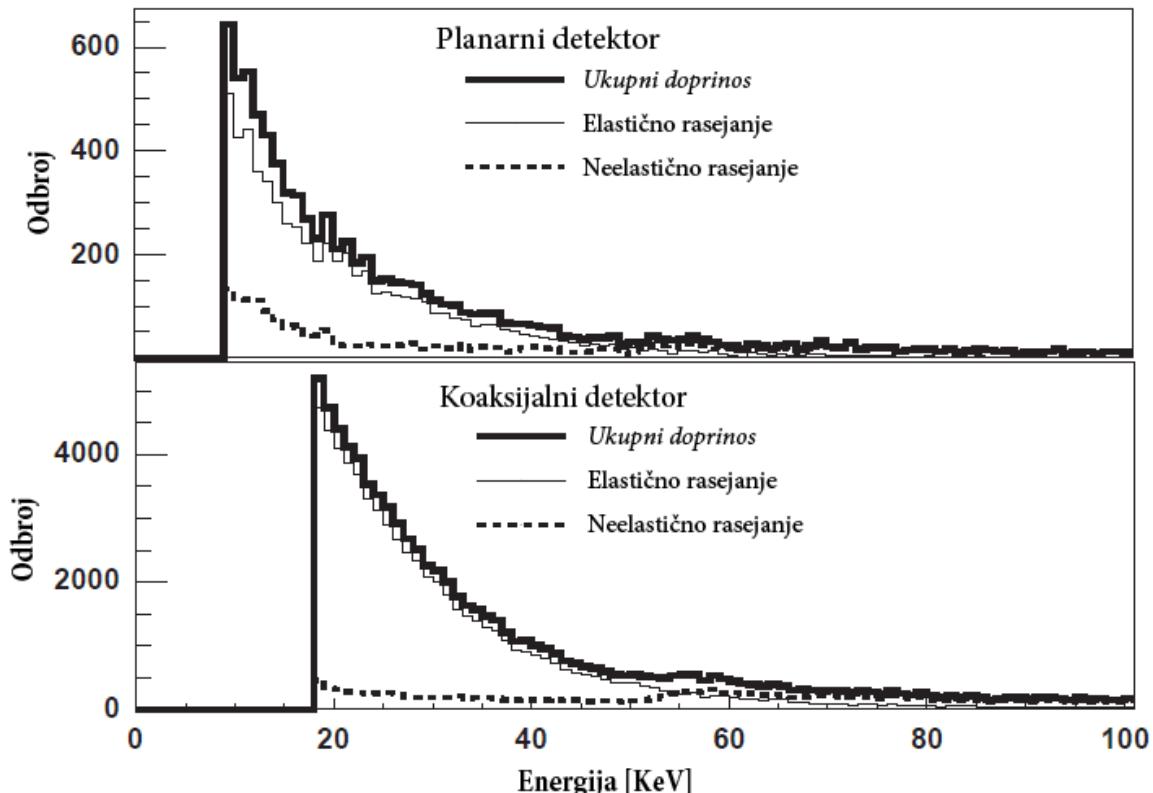
Dakle, doprinos neelastičnog rasejanja neutrona niskoenergetskom delu simuliranog spektra HPGe detektora u planarnoj geometriji iznosi 27 %.

U slučaju detektorskog sistema u koaksijalnoj geometriji, procenjena je vrednost:

$$\sum_{i=1}^4 I_{esc}^i = 0.16 \cdot I(n, n) \quad (38)$$

To znači da u ovom slučaju ( $n, n'$ ) reakcije čine 16 % niskoenergetskog dela spektra.

Navedene procene su različite za različite geometrije detektorskog sistema. Naime, planarni detektor ima manju zapreminu od koaksijalnog, pa je samim tim verovatnoća da fotonii ne dožive interakciju u aktivnoj zapremini detektora znatno veća.



Slika 22. Energetski spektar HPGe detektora sa naznačenim doprinosom elastičnog i neelastičnog rasejanja neutrona

S obzirom na to da je u ovom radu analiziran spektar snimljen u slučaju kada je detektorski sistem bio u koaksijalnoj geometriji, odgovarajuće procenjene vrednosti od 15 odnosno 19 % u saglasnosti su sa rezultatom od 16 %, dobijenim na osnovu [68].

## 7. ZAKLJUČAK

U ovom master radu detaljno je opisana analiza fonskog spektra HPGe detektora sa naročitim osrvtom na interakcije rasejanja neutrona u njegovoj aktivnoj zapremini. Posebno su analizirane karakteristične asimetrične linije koje se registruju u procesu neelastičnog rasejanja neutrona na germanijumu. Izvršena je identifikacija ovih linija, a locirani su i prelazi između pobuđenih nivoa izotopa germanijuma koji dovode do emisije fotona date energije. Pomenute linije su mogле imati čisto fotonski karakter, pri čemu je emitovan gama foton određene energije, odnosno mogle su biti rezultat interne konverzije uz emisiju konverzionog elektrona. Na osnovu površina asimetričnih pikova u spektru, izračunati su intenziteti detektovanih energetskih prelaza (gama ili konverzionih).

Prilikom obrade rezultata merenja korišćena je Monte Karlo simulacija da bi se eksplicitno odredile verovatnoće da fotoni budu u potpunosti apsorbovani u aktivnoj zapremini germanijumskog detektora, odnosno da napuste datu zapreminu bez interakcija. Posebna pažnja posvećena je procenjivanju broja fotona koji bi mogli da izbegnu detekciju nakon  $(n, n')$  reakcija u samom detektoru, i to na osnovu izračunatih intenziteta detektovanih linija i rezultata simulacije. Imajući u vidu da signalu procesa neelastičnog rasejanja, nakon kog foton napušta aktivnu zapreminu detektora, doprinosi jedino energija uzmaka jezgra germanijuma, izvršena procena predstavlja doprinos  $(n, n')$  reakcija niskoenergetskom delu spektra. Asimetrične linije koje potiču od interne konverzije, sa druge strane, nisu uzimane u obzir u vršenju ove procene iz razloga što tom prilikom dolazi do emisije konverzionog elektrona. U ovom slučaju nema smisla govoriti o mogućnosti da emitovani elektron napusti aktivnu zapreminu detektora i produkuje signal koji bi doprineo niskoenergetskom delu spektra.

Posebno je proučavan početni deo spektra u intervalu od 7.5 keV do 40 keV za koji se zna da dominantno reprezentuje reakcije elastičnog rasejanja neutrona na germanijumskom jezgrima. Na taj način je izračunata brzina brojanja u ovom intervalu, za šta je odgovoran  $(n, n)$  proces.

Zanimljiva je analiza dela spektra u intervalu od 0-7.5 keV da bi se dobila tačna procena ukupnog broja  $(n, n)$  reakcija na jezgrima Ge. Doprinos energetskog intervala od 0 do 7.5 keV ukupnom broju elastičnih rasejanja izvršen je na dva načina. U prvom slučaju uzet je u obzir detektovani intenzitet asimetrične linije od 691.3 keV koja nastaje emisijom konverzionog elektrona. Ova linija je naročito pogodna za dalje analize i proračune zbog svoje strukture na kojoj se ne uočavaju superponirani pikovi drugačijeg porekla. Kako i

početni deo spektra i rep asimetrične linije imaju poreklo u deponovanoj energiji uzmaka jezgra germanijuma, opravdano se može pretpostaviti da je prvih 7.5 keV u distribuciji moguće nadomestiti upravo početkom asimetrične linije koji zauzima isti interval energija.

Drugi metod dominantno je zasnovan na energetskom spektru uzmaka jezgra germanijuma. Pri tome je uzeta u obzir i korekcija koja daje procenu ionizacionih gubitaka Ge jezgra u odnosu na celokupan iznos energije njegovog uzmaka. Korišćenjem programskog paketa Mathematica određena je eksplicitna funkcionalna zavisnost koja reprezentuje konačan signal detektora u odnosu na vrednost energije uzmaka jezgra. Potom je numeričkom integracijom utvrđen doprinos dela spektra od 0-7.5 keV niskoenergetskom delu spektra.

Raspolažući vrednostima brzine brojanja u intervalu spektra od 7.5 keV do 40 keV, kao i udelom područja od 0 keV do 7.5 keV u celoj niskoenergetskoj oblasti, bilo je jednostavno odrediti ukupnu brzinu brojanja koja se odnosi na početni deo spektra od 0 keV do 40 keV. U ovom delu spektra svoj doprinos su dale reakcije elastičnog, ali i neelastičnog rasejanja neutrona na jezgrima germanijuma.

Objedinjavanjem svih prethodnih rezultata bilo je moguće izvršiti konačnu procenu dela ukupnog odbroja detektovanog od 0 keV do 40 keV, a koji potiče od  $(n, n')$  reakcija. Ovaj konačni rezultat je, između ostalog, uslovljen procenom doprinosa dela spektra od 0-7.5 keV niskoenergetskom delu. Kako je već pomenuto, dve korišćene metode su ponudile nešto različite vrednosti, tako da i u slučaju konačne procene doprinosa neelastičnog rasejanja niskoenergetskom delu spektra postoje dva rezultata. Na osnovu jedne procene dobijeno je da je doprinos  $(n, n')$  procesa niskoenergetskom delu spektra 15 %, dok je drugi metod dao rezultat od 19 %.

Dobijeni rezultati upoređeni su sa jedinim rezultatom koji je izložen u literaturi, a dat je isključivo u grafičkoj reprezentaciji. Na osnovu grafika prikazanog na slici 22 [68] procenjeno je koliki bi, na osnovu simulacije, mogao biti doprinos neelastičnog rasejanja neutrona početnom delu spektra. Tom prilikom dobijena je vrednost od 16 %, koja je u dobroj saglasnosti sa rezultatima ovog rada, ali se ne sme prenebregnuti činjenica da je spektar dat u ovom radu zaista rezultat dugotrajnog procesa merenja.

Značaj rezultata dobijenih u ovom radu ogleda se u tome što je prvi put ponuđena eksperimentalno dobijena ocena doprinosa neelastičnog rasejanja neutrona na jezgrima germanijuma niskoenergetskoj oblasti od interesa. Dva različita pristupa rešavanju ovog problema ponudila su neznatno različite rezultate. S druge strane, poređenjem sa rezultatima dostupnim u literaturi može se uočiti dobro slaganje. Međutim, bez obzira na aproksimacije

učinjene prilikom procene udela energetskog intervala od 0 do 7.5 keV, čiji doprinos ukupnoj nesigurnosti dobijenog rezultata u ovoj fazi nije bilo moguće odrediti, saglasnost sa teorijskim proračunima koji se mogu naći u literaturi sasvim je zadovoljavajuća. Upravo ovaj aspekt rada nameće potrebu za daljim istraživanjima uticaja neutronskih interakcija na merenja u niskofonskim gama spektroskopskim sistemima.

## 8. LITERATURA

1. H. V. Klapdor-Kleingrothaus, A. Staudt, *Non-accelerator Particle Physics*, Briston, Institute of Physics Publishing, 1995.
2. J. Slivka, I. Bikit, M. Vesković, Lj. Čonkić, *Gama spektroskopija (specijalne metode i primene)*, Novi Sad, Prirodno-matematički fakultet, 2000.
3. K. Nakamura et al., *JPG* **37** (2010) 075021.
4. L. Baudis et al., *JINST* **6** (2011) P08010
5. G. Heusser, *Nucl. Instr. and Meth. B* **17** (1986) 418.
6. A. Dragić et al., *Nucl. Tech. and Rad. Prot.* **26** (2011) 181.
7. A. Dragić et al., *Meth. in Phys. Res. A* **591** (2008) 470.
8. N. Jovančević et al., *Nucl. Instr. and Meth. A* **612** (2010) 303.
9. T. Szuecs et al., *The Europ. Phys. Jour. A* **48** (2012) 8.
10. R. Wordel et al., *Nucl. Instr. and Meth. A* **369** (1996) 557.
11. G. Heusser, *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* **45** (1995) 543.
12. G. Heusser, Progress in Ge-spectroscopy at the Max-Planck Institute, [aut. knjige] P. Povinec, *Rare Nuclear Processes*, Singapore, World Scientific, 1992.
13. T. Gaisser, *Cosmic Rays and Particle Physics*, Cambridge, Cambridge University Press, 1990.
14. <http://arxiv.org/pdf/1002.1912v1.pdf>
15. J. M. Carmona et al., *Astrop. Phys.* **21** (2004) 523.
16. V. A. Kudryavtsev et al., *Nucl. Instr. and Meth. A* **505** (2003) 688.
17. C. Athanossopoulos et al., *Phys. Rev. Lett.* **70** (1998) 210.
18. B. Zeitnitz et al., *Prog. in Part. and Nucl. Physics* **40** (1998) 169.
19. K. Eitel et al., *Nucl. Phys. A* **654** (1999) 977c.
20. E. Gete et al., *Nucl. Instr. and Meth. A* **388** (1997) 212.
21. C. Chasman et al., *Phys. Rev. Lett.* **15** (1965) 245.
22. C. Chasman et al., *Phys. Rev. Lett.* **21** (1968) 1430.
23. K. W. Jones, H. W. Kraner, *Phys. Rev. C* **4** (1971) 125.
24. J. Lindhard et al., *Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk.* **33** (1963) 1.
25. G. F. Knoll, *Radiation Detection and Measurement*, New York, Wiley, 2000.
26. G. A. Armantrout, *IEEE Trans. Nucl. Sci* **NS-19** (1972) 289.
27. R. H. Pehl, *IEEE Trans. Nucl. Sci* **NS-20** (1973) 494.
28. M. U. Khandaker, *IJFPS* **1** (2011) 42.

29. R. J. Gehrke, *Appl. Rad. and Isot.* **62** (2005) 479.
30. C. Athanassopoulos et al., *Phys. Rev. Lett.* **81** (1998) 1774.
31. J. Marganiec, *Phys. Rev. C* **79** (2009) 065802-1.
32. R. Nunez-Lagos, A. Virto, *Appl. Rad. and Isot.* **47** (1996) 1011.
33. G. Heusser, *Nucl. Instr. and Meth. B* **58** (1991) 79.
34. J. H. Kaye et al., *Nucl. Instrum. Meth.* **113** (1973) 5.
35. J. K. Shultzis, R. E. Faw, *Fundamentals of Nuclear Science and Engineering*, Kansas, Kansas State University Manhattan, 2002.
36. United Nations Scientific Committee on the Effects of Atomic Radiation, 2000 Report to the General Assembly, with Scientific Annexes, Volume I: Sources, United Nations, New York
37. Dieter Berg, Radionuclides in the Environment, [aut. knjige] Richard Tykva, *Man-Made and Natural Radioactivity in Environmental Pollution and Radiochronology*, Dordrecht, Kluwer Academic Publishers, 2004.
38. T. Belan et al., Investigation of Radionuclide Variation in Bratislava air, [aut knjige] P.P.Povinec, *Rare Nuclear Processes*, Singapore, World Scientific 1992.
39. P. Bossew, *Appl. Rad. and Isot.* **62** (2005) 635.
40. L. Mateev, Bulg. *Geophys. J.*, **23** (1997) 87.
41. K-H. Kampert, Bad Honnef, Fundamental Issues in Elementary Matter, Proceeding of the International Conference, 2000.
42. <http://arxiv.org/pdf/astro-ph/9506081.pdf>
43. A. R. Bell, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **182** (1978) 147.
44. A. Lindote et al., *Astropart. Phys.* **31** (2009) 366.
45. H. M. Araujo et al., *Nucl. Instr. and Meth. A* **545** (2005) 398.
46. N. Jovančević et al., *Nucl. Instr. and Meth. A* **612** (2010) 303.
47. F. Boehm et al., *Phys. Rev. D* **62** (2000) 092005.
48. Y.-F. Wang et al., *Phys. Rev. D* **64** (2001) 013012.
49. Y. Feige et al., *J. Geophys. Res.* **73** (1968) 3135.
50. S. Niese, Underground Laboratories for Low-level Radiation Measurements, [aut knjige] P.P.Povinec, *Analysis of environmental radionuclides*, Amsterdam, Elsevier, 2008.
51. <http://arxiv.org/pdf/hep-ph/0612056.pdf>
52. <http://ipj.u.lodz.pl/polish/inne/reportP2007-12-LNGS.pdf>
53. G. Heusser, *Nucl. Instr. and Meth. A* **369** (1996) 539.

54. M. Conversi et al., *Phys. Rev.* **71** (1947) 209.
55. B. Macdonald et al., *Phys. Rev. B* **139** (1965) 1253.
56. S. N. Kaplan et al., *Phys. Rev.* **112** (1958) 968.
57. F. Boehm et al., *Phys. Rev. Lett.* **84** (2000) 3764.
58. C. F. Weizsaecker, *Z. Phys.* **88** (1934) 612.
59. P. Reuss, *Neutron Physics*, Les Ulis Cedex, France, EDP Sciences, 2008.
60. P. E. Garrett et al., *J. Res. Nat. Ins. Stand. and Technol.* **105** (2000) 141.
61. G. Fehrenbacher et al., *Nucl. Instr. And Meth. A* 372 (1996) 239.
62. T. Siiskonen, H. Toivonen, *Nucl. Instr. and Meth. A* **540** (2005) 403.
63. <http://ie.lbl.gov/toi/>
64. E. Browne, R. B. Firestone, *Table of Radioactive Isotopes*, New York, Wiley-Interscience Publication, 1986.
65. <http://www.isotopes.gov/catalog/product.php?element=Germanium&type=stable>
66. R. L. Bunting, J. J. Krauchaar, *Nucl. Instr. and Meth. A* **118** (1974) 565.
67. P. Theodorsson, *Measurement of Weak Radioactivity*, Singapore, World Scientific, 1996.
68. J. Ljungvall, J. Nyberg, *Nucl. Instr. and Meth. A* **546** (2005) 553.

## BIOGRAFIJA



Nataša Lalović rođena je na Cetinju 1988. godine. Osnovnu školu, nižu i srednju muzičku školu na instrumentalnom odseku za violu, kao i gimnaziju prirodno-matematičkog smera završila je u Podgorici. Prirodno-matematički fakultet u Novom Sadu, Departman za fiziku, smer fizičar istraživač upisala je 2007. godine. Diplomske-master studije na matičnom fakultetu, modul-fizičar istraživač, nuklearna fizika, upisala je 2010. godine, tokom kojih je dve godine bila stipendista Fonda za stipendiranje i podsticanje napredovanja darovitih studenata i mladih naučnih radnika Univerziteta u Novom Sadu, zatim stipendista EFG banke, kao i State of Exit Fondacije.

UNIVERZITET U NOVOM SADU  
PRIRODNO-MATEMATIČKI FAKULTET

KLJUČNA DOKUMENTACIJSKA INFORMACIJA

*Redni broj:*

**RBR**

*Identifikacioni broj:*

**IBR**

*Tip dokumentacije:*

Monografska dokumentacija

**TD**

*Tip zapisa:*

Tekstualni štampani materijal

**TZ**

*Vrsta rada:*

Master rad

**VR**

*Autor:*

Nataša Lalović

**AU**

*Mentor:*

Prof. dr Miodrag Krmar

**MN**

*Naslov rada:*

Doprinos elastičnog i neelastičnog rasejanja neutrona  
niskoenergetskom delu gama spektra HPGe detektora

*Jezik publikacije:*

srpski (latinica)

**JP**

*Jezik izvoda:*

srpski/engleski

**JI**

*Zemlja publikovanja:*

Republika Srbija

**ZP**

*Uže geografsko područje:*

Vojvodina

**UGP**

*Godina:*

2012

**GO**

*Izdavač:*

Autorski reprint

**IZ**

*Mesto i adresa:*

Prirodno-matematički fakultet, Trg Dositeja  
Obradovića 4, Novi Sad

**MA**

*Fizički opis rada:*

Broj poglavlja: 8

**FO**

Broj strana: 79

Broj lit. citata: 68

Broj tabela: 12

Broj slika: 22

Broj grafika: 0

Broj priloga: 0

*Naučna oblast:*

**NO**

Fizika

*Naučna disciplina:*

Nuklearna fizika

**ND**

*Predmetna odrednica/ ključne  
reči:*

Niskofonska gama spektroskopija, interakcije  
neutrona, elastično i neelastično rasejanje neutrona na  
jezgrima germanijuma, kosmičko zračenje, HPGe  
detektor

**PO**

**UDK**

*Čuva se:*

Biblioteka departmana za fiziku, PMF-a u Novom  
Sadu

**ČU**

*Važna napomena:*

Nema

**VN**

U ovom master radu opisana je analiza fonskog spektra HPGe detektora sa posebnim osrvtom na interakcije rasejanja neutrona u njegovoj aktivnoj zapremini. Identifikovane su asimetrične linije koje su registrovane u procesu neelastičnog rasejanja neutrona na germanijumu i izračunati njihovi intenziteti.

Da bi se izvršila procena dela ukupnog broja fotona koji bivaju apsorbovani u aktivnoj zapremini detektora, odnosno koji je napuštaju bez interakcija, korišćena je Monte Karlo simulacija. Fotoni koji su izbegli detekciju nakon  $(n, n')$  reakcija predstavljaju doprinos ovih reakcija niskoenergetskom delu spektra, koji je dominantno uslovljen događajima  $(n, n)$  rasejanja.

Izložena su dva načina na osnovu kojih je procenjen ukupan odbroj detektovan u prvih 40 keV niskoenergetskog dela spektra, a koji potiče upravo od  $(n, n')$  reakcija. Ovi rezultati upoređeni su sa publikovanim rezultatima, dobijenim samo na osnovu simulacija. Bez obzira na aproksimacije učinjene prilikom procena koje su dovele do rezultata, saglasnost sa teorijskim proračunima koji se mogu naći u literaturi je sasvim zadovoljavajuća.

*Izvod:*

**IZ**

*Datum prihvatanja teme od NN  
veća:*

**DP**

*Datum odbrane:*

**DO**

*Članovi komisije:*

**KO**

*Predsednik:* Dr Ištvan Bikit, red. prof.

*član:* Dr Miodrag Krmar, vanr. prof., mentor

*član:* Dr Darko Kapor, red. profesor

UNIVERSITY OF NOVI SAD  
FACULTY OF SCIENCE AND MATHEMATICS

KEY WORDS DOCUMENTATION

*Accession number:*

**ANO**

*Identification number:*

**INO**

*Document type:*

Monograph publication

**DT**

*Type of record:*

Textual printed material

**TR**

*Content code:*

MSc thesis

**CC**

*Author:*

Nataša Lalović

**AU**

*Mentor/comentor:*

Miodrag Krmar, PhD, Associate professor

**MN**

*Title:*

Contribution of the elastic and inelastic neutron scattering to the low-energy region of the background spectrum of the HPGe detector

*Language of text:*

Serbian (Latin)

**LT**

*Language of abstract:*

English

**LA**

*Country of publication:*

Serbia

**CP**

*Locality of publication:*

Vojvodina

**LP**

*Publication year:*

2012

**PY**

*Publisher:*

Author's reprint

**PU**

*Publication place:*

Faculty of Science and Mathematics, Trg Dositeja  
Obradovića 4, Novi Sad

**PP**

Chapters 8

Pages 79

Literature 68

*Physical description:*

Tables 12

**PD**

Figures 22

Graphics 0

Appendix 0

*Scientific field:*

Physics

**SF**

*Scientific discipline:*

Nuclear physics

**SD**

*Subject/ Key words:*

Low-background gamma spectroscopy, neutron  
interactions, elastic and inelastic neutron scattering in  
germanium nuclei, cosmic ray, HPGe detector

**SKW**

**UC**

*Holding data:*

Library of Department of Physics, Trg Dositeja  
Obradovića 4

**HD**

*Note:*

None

**N**

Analysis of the background spectrum of the heavily shielded closed-end coaxial high purity germanium (HPGe) detector has been studied. In the analysis, special emphasis was given to the interactions of neutrons in the detector. Characteristic triangular-shaped peaks produced by inelastic neutron scattering in the germanium crystal were identified and their intensities were calculated.

*Abstract:*

**AB**

Monte Carlo simulations provide the estimate of the number of photons absorbed in the detector, as well as the fraction of photons which don't interact with germanium nuclei. The latter leave the detector and represent the contribution of the  $(n, n')$  reactions to the low-energy region of the spectrum, where the influence of  $(n, n)$  reactions is rather dominant.

Two methods were used to deduce the number of inelastic scattering events in the low-energy region of the spectrum (0-40 keV). The presented results were compared with the published results simulating the detector response function. Our results were partly based on approximation. Nevertheless, a reasonable agreement between theoretical computation and the presented results was obtained.

*Accepted by the Scientific Board:*

**ASB**

*Defended on:*

**DE**

*Thesis defend board:*

**DB**

*President:* Istvan Bikit, PhD, full professor

*Member:* Miodrag Krmar, PhD, associate professor, mentor

*Member:* Darko Kapor, PhD, full professor

