



UNIVERZITET U NOVOM SADU
PRIRODNO-MATEMATIČKI FAKULTET
DEPARTMAN ZA FIZIKU



Analiza gama linija emitovanih nakon zahvata termalnih neutrona u germanijumu

- master rad -

Aleksandra Cvetinović

Novi Sad, 2012.

Sadržaj

Uvod	4.
1.Poreklo neutrona u niskofonskim gama spektroskopskim sistemima	6.
1.1.Neutroni generisani aktivnošću radionuklida u okruženju niskofonskog gama spektroskopskog sistema.....	7.
1.2.Neutroni generisani kosmičkim zračenjem.....	9.
1.2.1.Primarno kosmičko zračenje	10.
1.2.2.Sekundarno kosmičko zračenje	12.
1.2.3.Generisanje miona u kosmičkom zračenju i interakcija sa materijom	14.
1.2.4.Zahvat negativnog miona i emisija neutrona	16.
1.2.5.Neutroni generisani primarnim kosmičkim zračenjem.....	19.
2.Interakcije neutrona sa materijom	21.
2.1.Procesi interakcije neutrona sa materijom	22.
2.1.1.Procesi rasejanja neutrona na jezgru.....	22.
2.1.1.1.Proces elastičnog rasejanja neutrona na jezgru.....	22.
2.1.1.2.Proces neelastičnog rasejanja neutrona na jezgru	23.
2.1.2.Procesi absorpcije neutrona na jezgru.....	24.
2.1.2.1.Zahvat neutrona na jezgru	24.
2.1.2.2.Spontana i indukovana fisija jezgra	24.
2.2.Zavisnost efikasnih preseka od energije neutrona	26.
2.2.1.Efikasni preseci za absorpciju neutrona.....	26.
2.2.1.1.Efikasni presek za oblast veoma niskih energija neutrona	27.
2.2.1.2.Efikasni presek za oblast rezonantnih energija neutrona	27.
2.2.1.3.Efikasni presek za oblast viših energija neutrona	28.
2.2.2.Efikasni preseci za elastično i neelastično rasejanje neutrona	28.
2.3.Termalizacija neutrona	29.
2.3.1.Termalni neutroni	30.
2.3.2.Proces termalizacije neutrona.....	32.
2.3.3.Prosečan gubitak energije neutrona po sudaru	33.
2.3.4.Zahvat termalnih neutrona od strane jezgra	34.

3. Eksperimentalni podaci	37.
3.1.Opis detektorskog sistema	38.
3.2.Određivanje fluksa termalnih neutrona u niskofonskim Ge detektorskim sistemima.	40.
3.2.1.Određivanje fluksa termalnih neutrona na mestu detektor-a pomoću γ -linije na energiji od 139.7keV.....	40.
3.3.Merenje gama aktivnosti generisane neutronima sa neutronskim izvorom ^{252}Cf u germanijumskom detektoru.....	42.
3.4.Rezultati merenja.....	43.
3.5.Analiza rezultata merenja	55.
3.5.1.Analiza merene zavisnosti intenziteta gama linija na energijama od 595.8keV i 691.3keV od debljine polivinil hlorida u detektorskem sistemu	56.
3.5.2.Analiza merene zavisnosti intenziteta gama linije na energiji od 2223keV od debljine polivinil hlorida u detektorskem sistemu.....	61.
3.5.3.Analiza merene zavisnosti intenziteta gama linija na energijama od 139.7keV i 198.3keV od debljine polivinil hlorida u detektorskem sistemu	62.
Zaključak	67.
Literatura	69.
Kratka biografija	71.
Ključna dokumentacijska informacija.....	72.
Key words dokumentation.....	75.

Uvod

Prilikom detekcije procesa koji se dešavaju sa malom verovatnoćom, neophodno je izvesti merenja koja obezbeđuju nizak fon pozadinskog zračenja. Međutim, brojni su procesi koji dovode do podizanja fona, pa redukcija fonskog zračenja nije jednostavan zadatak. Kako redukcija i analiza fona često predstavljaju jedini način za poboljšanje praga detekcije niskih gama aktivnosti, neophodno je dobro poznавanje procesa koji generišu fonsko zračenje.

Interakcije neutrona sa jezgrima atoma materijala gama detektorskih sistema mogu značajno uticati na podizanje nivoa fonskog zračenja i nikada se u potpunosti ne mogu izbeći. Neutroni mogu biti indukovani radioaktivnošću radionuklida iz okruženja detektorskog sistema i kosmičkim zračenjem. Ovako indukovani neutroni mogu interagovati sa jezgrima materijala detektorskog sistema u procesima rasejanja ili zahvata. Do emisije gama zračenja može doći i pri interakciji neutrona sa jezgrima u aktivnoj zapremini detektora i sa jezgrima drugih materijala u neposrednoj blizini detektora.

Kako bi se odredio uticaj neutrona na podizanje fona, neophodno je dobro poznавanje procesa koji dovode do njihovog indukovanja, kao i procesa interakcija neutrona sa atomima materijala u gama detektorskim sistemima. Što bolje poznавanje ovih procesa omogučava precizniju procenu fluksa neutrona, a samim tim i efikasniju redukciju fonskog zračenja koje oni indukuju.

Danas su široku primenu našli gama spektroskopski sistemi visoke rezolucije koji se zasnivaju na upotrebi HP germanijumskih detektora. Jedan od načina određivanja fluksa termalnih neutrona na mestu germanijumskog detektora koji se često koristi u praksi je pomoću intenzitetza gama linije na energiji od 139.7keV. Opšte je prihvaćena pretpostavka da ovu liniju indukuju isključivo termalni neutroni zahvaćeni na jezgrima ^{74}Ge , međutim u ranijim eksperimentima izvedenim u Laboratoriji za nuklearnu fiziku na Departmanu za fiziku Univerziteta u Novom Sadu su dobijeni rezultati koji ukazuju na to da možda postoje i drugi mehanizmi koji mogu indukovati ovu gama liniju. Slični rezultati su dobijeni i za gama liniju na energiji od 198.3keV za koju se veruje da nastaje zahvatom termalnih neutrona na jezgrima ^{70}Ge . Ovaj rad je nastao kao deo istraživanja sprovedenih u ovoj laboratoriji u cilju ispitivanja mogućnosti postojanja i drugih mehanizama koji mogu dovesti do indukovanja gama linija na energijama od 139.7keV i 198.3keV.

Rad se sastoji iz dve celine. Prvu celinu čini teorijski uvod sastavljen od dva poglavlja. U prvom poglavlju su predstavljeni mehanizmi koji mogu dovesti do indukovanja neutrona u gama detektorskim sistemima. Opšte je poznato da u laboratorijama postavljenim na površini zemlje ili na malim dubinama u zemljisu dominira fluks neutrona u indukovanih u interakcijama miona iz kosmičkog zračenja sa atomima materijala u okruženju detektora. Međutim, u eksperimentu koji analizira ovaj rad je korišćen i kalifornijumski izvor neutrona

^{252}Cf u cilju efikasnijeg merenja interakcija neutrona sa jezgrima germanijuma u kristalu detektora.

U drugom poglavlju ovog rada su detaljno opisani procesi interakcije neutrona sa materijalima detektorskog sistema. Posebna pažnja je posvećena procesu termalizacije neutrona i interakcijama termalnim neutronima sa atomima sredine kroz koju se kreću.

Drugau celinu čini poslednje poglavlje koje daje opis sprovedenog eksperimenta i analizu dobijenih rezultata. Eksperimentalni deo ovog rada je urađen u Laboratoriji za nuklearnu fiziku na Departmanu za fiziku Univerziteta u Novom Sadu na koaksijalnom HP germanijumskom detektoru u gvozdenoj zaštiti uz prisustvo kalifornijumskog izvora brzih neutrona ^{252}Cf . Kako su u ovom radu analizirane gama linije za koje se veruje da nastaju zahvatom termalnih neutrona na jezgrima germanijuma u kristalu germanijumskog detektora, između kalifornijumskog izvora i detektora su postavljeni slojevi polivinil hlorida različitih debljina (7, 14, 26, 45, 68 i 93mm). Brzi neutroni koji se emituju u procesu spontane fisije kalifornijuma prolazeći kroz polivinil hlorid doživljavaju višestruke elastične sudare sa jezgrima i na taj način se termalizuju. Snimanja su vršena za svaku debljinu polivinil hlorida u dva slučaja – kada je oko jezgra germanijumskog detektora bio postavljen sloj kadmijuma debljine 1mm i kada je bio uklonjen.

U snimljenim spektrima su praćeni intenziteti nekoliko karakterističnih gama linija koje potiču od različitih mehanizama: neelastičnog rasejanja, zahvata neutrona na vodoniku i zahvata neutrona na jezgrima germanijuma. Cilj ovog rada je analiza intenziteta gama linija na energijama od 139.7keV i 198.3keV u zavisnosti od debljine sloja polivinil hlorida i utvrđivanje mehanizama koji dovode do njihovog indukovana. Pored ovih gama linija, u spektrima su analizirani i intenziteti gama linija na energijama od 595.8keV, 691.3keV i 2223keV u cilju što boljeg razumevanja mehanizama koji eventualno pored zahvata termalnih neutrona mogu dovesti do indukovana gama linija na energijama od 139.7keV i 198.3keV.

1. Poreklo neutrona u niskofonskim gama spektroskopskim sistemima

Izvori neutrona u okruženju niskofonskih gama spektroskopskih sistema su radionuklidi iz okruženja detektora (koji se po poreklu mogu svrstati u prirodne i veštački dobijene radionuklide – antropogene izvore) i kosmičko zračenje.

U antropogene izvore neutrona se svrstavaju veštački dobijeni radionuklidi koji su potom uneseni u životnu sredinu (proizvodnja i testiranje nuklearnog oružja, nuklearni reaktori, akceleratori, medicinski izvori), prirodni radionuklidi veštački uneseni u životnu sredinu (dobijanje i iskopavanje ruda uranijuma, prerada prirodnih fosfata i primena fosfatnih đubriva, zagađenja iz termoelektrana) i radioaktivni otpad [1]. Ovi nuklidi generišu nukleone spontanom fisijom urana i reakcijama tipa (α, n). Značaj antropogenih izvora za proizvodnju neutrona je mali.

Prirodne izvore neutrona predstavljaju prirodni radionuklidi iz okruženja i kosmičko zračenje. Doprinos kosmičkog zračenja na prisutnost neutrona u niskofonskim gama spektroskopskim sistemima je uglavnom dominantan u odnosu na doprinos koji daje aktivnost radionuklida. Neutroni se kosmičkim zračenjem mogu indukovani putem više mehanizama. U interakciji primarnog kosmičkog zračenja sa gornjim slojevima atmosfere dolazi do emisije hadrona, među kojima i neutrona koji zatim mogu dospeti i do detektorskih sistema. Međutim, ovo je redak proces jer veoma mali broj neutrona produkovanih na ovaj način dospeva do detektorskih sistema usled toga što se gotovo svi neutroni zaustave pre nego što dospeju u najniže slojeve atmosfere. Ovako nastalo zračenje predstavlja sekundarnu (hadronsku) komponentu kosmičkog zračenja.

Neutroni mogu nastati i u interakciji protona i miona sa materijom iz okruženja detektora. Jedan od najznačajnijih izvora neutrona u niskofonskim gama detektorskim sistemima zapravo i predstavlja interakcija miona sa jezgrima atoma materije koja čini blisko okruženje detektora. Ovakvi neutroni mogu biti indukovani zahvatom μ -mezona na jezgru, miona indukovanih spalacionih reakcija, mionima indukovanim hadronskim kaskadama preko fotonuklearnih reakcija, mionima inicirane elektromagnetne kaskade i rasejanjima μ -mezona na neutronima koji su vezani u jezgru [2].

Treba napomenuti da i materijali od kojih su izrađeni detektorski sistemi, zaštita detektora, pa i sami detektori mogu sadržati gama emitere [3]. Ovo dovodi do povećanja fona pri korišćenju niskofonskih gama spektroskopskih sistema, pa treba voditi računa naročito prilikom izbora materijala za izradu zaštite detektora. Problem je u tome što se za izradu pasivne zaštite detektora najčešće koristi olovo ili gvožđe, a novoprizvedeno olovo je uvek kontaminirano radioizotopom ^{210}Pb (član uranovog radioaktivnog niza), dok gvožđe koje je proizvedeno posle Drugog svetskog rata može biti kontaminirano veštački dobijenim

radionuklidima usled upotrebe nuklearnog oružja (naročito sa ^{60}Co) i nakon kvara u Černobilju (^{137}Cs) [2].

Kako je poznavanje načina generisanja neutrona koji su prisutni u okruženju niskofonskih gama spektroskopskih sistemima od ogromne važnosti za određivanje ukupnog fluksa neutrona u blizini detektora i analizu energetskog spektra, ovo poglavlje će biti posvećeno predstavljanju procesa koji dovode do njihovog generisanja.

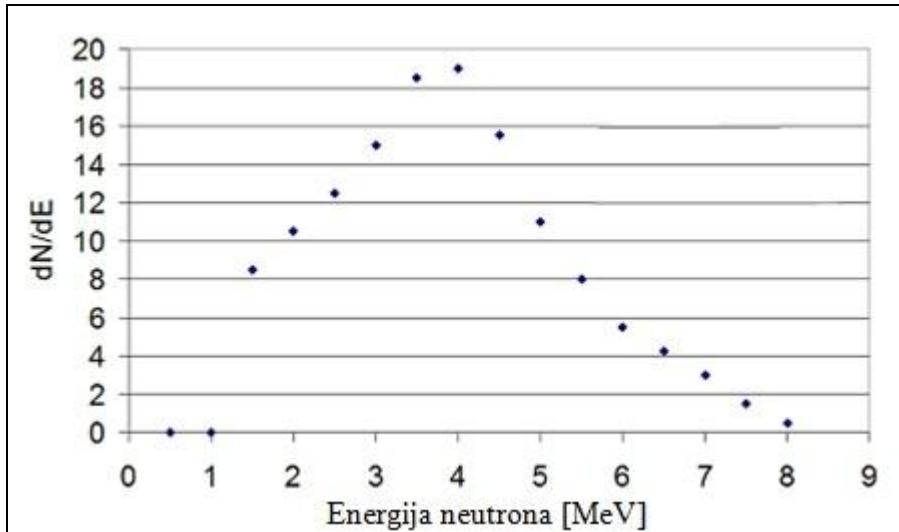
1.1. Neutroni generisani aktivnošću radionuklida u okruženju niskofonskog gama spektroskopskog sistema

Kao što je već rečeno, jedan od izvora neutrona u okolini niskofonskih gama spektroskopskih sistema predstavlja aktivnost prirodnih radionuklida koji se nalaze u zemljištu. Putem spontane fisije jezgro urana se spontano raspada na dva ili tri manja jezgra potomka uz emisiju nekoliko neutrona. Do emisije neutrona može doći i pri radioaktivnim raspadima urana, torijuma, potomaka ovih radionuklida i kalijuma. Zapravo, neutroni se emituju kada dođe do interakcije α -čestica, nastalih radioaktivnim raspadom ovih jezgara, sa lakšim jezgrima (^9Be , ^{17}O , ^{23}Na , ^{25}Mg , ^{27}Al i ^{29}S) atoma materijala koji se nalaze u okruženju detektora.

Spektar neutrona nastalih spontanom fisijom urana se može opisati relacijom:

$$\frac{dN}{dE} \sim E^{1/2} e^{-E/1.29} \dots 1.$$

dok je na *Slici 1.1.* dat nergetski spektar neutrona emitovanih u reakcijama tipa (α, n) [4]. Spektar je dobijen u Canfranc podzemnoj laboratoriji.

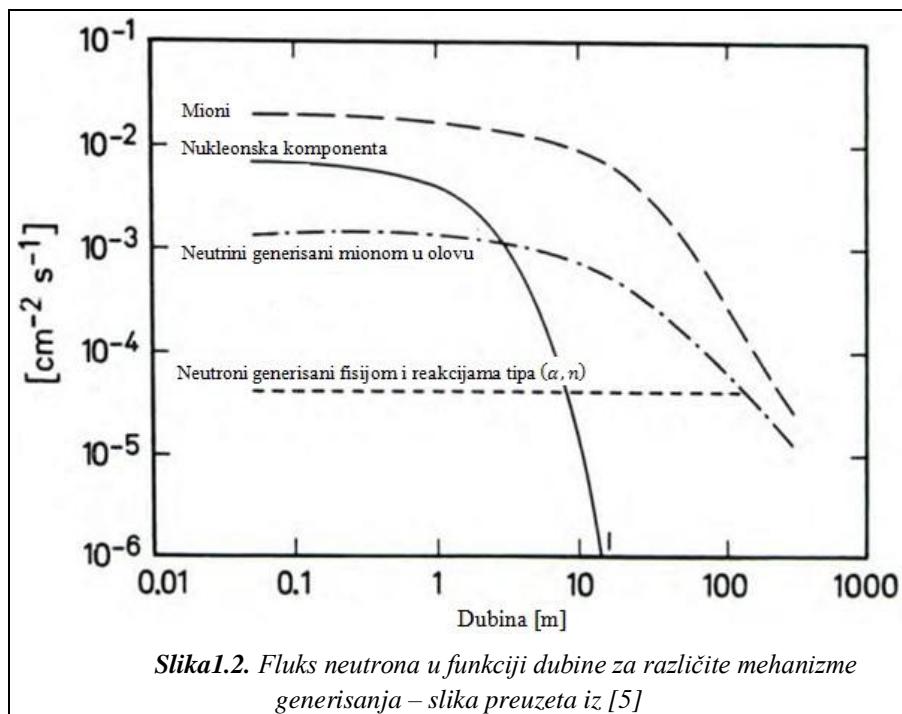


Slika 1.1. Spektar neutrona emitovanih u reakcijama tipa (α, n) snimljen u Canfranc podzemnoj laboratoriji – slika preuzeta iz [4]

Fluks neutrona nastalih ovim procesima zavisi od tipa zemljišta i gotovo je zanemarljiv na površini tla. Zbog toga se neutroni nastali ovim mehanizmima mogu zanemariti u laboratorijama koje se nalaze na površini ili koje su pod zemljom na malim dubinama, ali postaju dominantni na dubinama većim od pedeset metara ispod nivoa mora.

Utvrđeno je da je fluks neutrona koji je posledica aktivnosti radionuklida gotovo konstantan sa porastom dubine, međutim, neutronski fluks nastao kosmičkim zračenjem doživjava značajan pad sa porastom dubine. Ovo ima za posledicu da u laboratorijama iznad površine i na malim dubinama u zemljištu dominantan fluks neutrona generisanih kosmičkim zračenjem, dok je u laboratorijama na većim dubinama ovaj fluks zanemarljiv, a dominira fluks neutrona generisanih aktivnošću radionuklida.

Slika 1.2. pokazuje zavisnost fluksa neutrona od dubine zemljišta za pojedine mehanizme generisanja [5].



Kako se detektor koji je vršio snimanja spektara koji su korišćeni za obradu podataka relevantnih za ovaj rad nalazi u zoni gde se fluks neutrona generisanih ovim mehanizmima može smatrati zanemarljivo malim, u radu neće biti dubljeg upuštanja u njihovu analizu. O ovome se više može pročitati u [4] i [6].

1.2. Neutroni generisani kosmičkim zračenjem

Najviši slojevi atmosfere su neprekidno izloženi dejstvu kosmičkog zračenja koje se sastoji od čestica visokih energija. Ove čestice uglavnom stupaju u interakcije sa atomima i jezgrima azota i kiseonika od kojih se u najvećoj meri sastoji atmosfera. Prilikom tih interakcija dolazi do stvaranja velikog broja novih čestica. Mala je verovatnoća da čestice primarnog zračenja dospeju do površine Zemlje, ali neke od njih koje su nastale u pomenutim interakcijama ponekad, ali veoma retko imaju dovoljno veliku prodornu moć i ili vreme života i uspevaju da se probiju kroz atmosferu. Na površini Zemlje se uglavnom mogu registrovati mioni, elektroni, pozitroni i fotoni.

Mioni prilikom prolaska kroz atmosferu interaguju na sličan način kao i elektroni tako da najveći deo svoje energije izgube na ionizaciju. Međutim, postoji verovatnoća da mioni izazovu nuklearnu reakciju, tj. da jezgra zahvate mione i da se na taj način pobuđuju do nivoa kada emituju neutrone. Ovi neutroni, opet, stupaju u različite nuklearne reakcije. Osnovni mehanizmi interakcije neutrona sa sredinom su putem elastičnih sudara sa jezgrima i zahvat. Prilikom zahvata neutrona najčešće dolazi do stvaranja radioaktivnog jezgra. Zračenje koje prati raspad ovih nestabilnih jezgara veoma često može da bude ozbiljna smetnja detektorskim sistemima, pogotovo onim kod kojih je neophodno ostvariti nizak nivo pozadinskog (fonskog) zračenja. Zaštita detektora od mionskog zračenja nije jednostavna pošto mioni, zbog vrlo visoke prodorne moći dospevaju čak i duboko u unutrašnjost Zemlje.

Neutroni se uz druge hadrone mogu generisati i direktno u interakciji primarnih nukleona sa jezgrima Zemljine atmosfere, pri čemu nastaje hadronska komponenta kosmičkog zračenja. Sekundarni protoni u interakcijama sa materijalom detektorskog sistema takođe mogu generisati neutrone. Neutroni generisani na oba ova načina utiču na povećavanje fona niskofonskog gama spektroskopskog sistema u laboratorijama na površini Zemlje ili onima koje su ukopane na maloj dubini, a koje su bez pokrovног sloja zaštite.

U ovom odeljku će biti opisani mehanizmi koji dovode do produkcije neutrona direktnim ili indirektnim posredstvom primarnog kosmičkog zračenja. Kako se u poslednje vreme jako veliki napor u redukovavanje fona zračenja kod niskofonskih laboratorijskih, svi se mogući efekti koji podižu fon uzimaju u obzir. U cilju toga potrebno je što bolje poznavanje mehanizama koji dovode do podizanja fona.

1.2.1. Primarno kosmičko zračenje

Kosmičko zračenje predstavlja prirodno ionizujuće zračenje koje se sastoji od visoko-energetskih čestica, i to u najvećoj meri protona, jezgra helijuma i nešto malo elektrona i jezgara težih elemenata, izbačenih u kosmos prilikom jakih eksplozija. Poreklo i energija kosmičkog zračenja su različiti; tako, kosmičko zračenje najviših energija potiče iz centara kvazara i aktivnih galaksija, dok ono manjih energija nastaje pri eksplozijama supernovih ili u Sunčevoj hromosferi.

Neke od ovih čestiica dospeju i do Zemlje gde ih skreće Zemljino magnetno polje, pa



Slika 1.3. Idejni prikaz "kaskadnog pljuska" – slika preuzeta iz [7]

fluks čestica zavisi od geografske širine, ali prosečno oko 1000 čestica kosmičkog zračenja svake sekunde pogodi kvadratni metar Zemljine atmosfere. Kada čestice kosmičkog zračenja interaguju sa jezgrima atoma u gornjim slojevima Zemljine atmosfere dolazi do cepanja jezgara na manje fragmente. Tom prilikom se stvaraju i različite elementarne čestice.

Fragmenti jezgara kao i ostale stvorene čestice nastaju sa nižom energijom od energije polazne čestice, ali njihova energija je i dalje dovoljno visoka da u novim sudarima sa atmosferskim atomima izazovu nuklearne reakcije i proizvedu nove čestice. Na ovaj način, visokoenergetska primarna čestica može stvoriti milione sekundarnih čestica koje se, usled stečenih transverzalnih impulsa i rasejanja, šire

oko središnje ose kaskade. Ovaj fenomen je poznat pod nazivom "kaskadni pljusak".

Po svom poreklu čestice kosmičkog zračenja se mogu svrstati u dve osnovne vrste – čestice primarnog kosmičkog zračenja i čestice sekundarnog kosmičkog zračenja. Primarno kosmičko zračenje je zračenje nastalo izvan Zemljine atmosfere, dok je sekundarno zračenje ono koje je nastalo kao posledica interakcije primarnog kosmičkog zračenja sa česticama Zemljine atmosfere.

Primarno kosmičko zračenje se uglavnom sastoji od ionizovanih jezgara: jezgara vodonika – protona (~90%), jezgra helijuma (~7%) i jezgara težih elemenata (jezgra litijuma, berilijuma, bora, ugljenika, azota, kiseonika – sve do gvožđa pa čak i težih elemenata ~ 1%). Zapravo, veruje se da hemijsku strukturu primarnog kosmičkog zračenja čine, sa različitim doprinosima, sva stabilna jezgra [8]. Sastav primarnog kosmičkog zračenja čini i oko 1% visokoenergetskih elektrona, nešto malo visokoenergetskih pozitrona i antiprotona, a mogu se detektovati i gama kvanti, pioni i još neke čestice, nastale u interakciji protona sa atomima međuzvezdanog gasa. Eksperimenti su pokazali da su energija i sastav kosmičkog zračenja međusobno zavisni. Ovo je posledica hemijskog sastava izvora primarnog kosmičkog

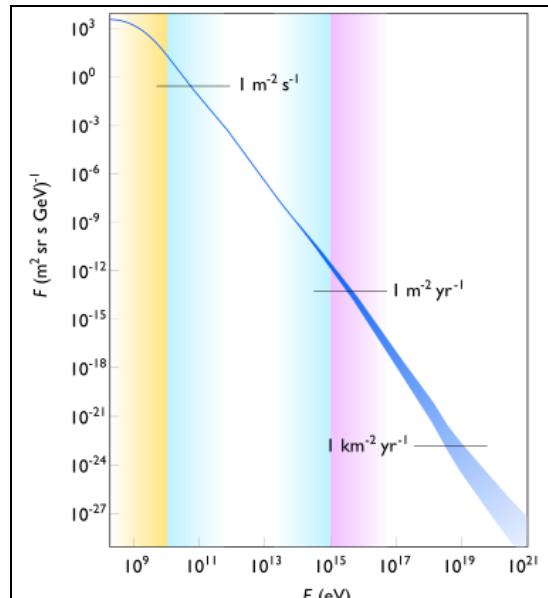
zračenja, mehanizma koji dovodi do ubrzavanja ovih čestica, kao i materije sa kojom su date čestice interagovale krećući se kroz Sveti mir. Zapravo, sa povećanjem energije udeo težih jezgara postaje veći, a samim tim i srednja masa primarnih čestica [9,10], ali poznavanje hemijskog sastava kosmičkog zračenja na visokim energijama je ograničeno slabim intenzitetom i velikom greškom u eksperimentalnim merenjima.

Energije pojedinačnih čestica primarnog kosmičkog zračenja su vrlo visoke. One variraju od 10^6 eV do 10^{20} eV, dok je prosečna energija čestica primarnog kosmičkog zračenja oko 10^{10} eV, a gustina energije oko $1\text{eV}/\text{cm}^3$. Na Slici 1.4. je data zavisnost fluksa čestica kosmičkog zračenja u zavisnosti od njihove energije. Sa slike se vidi da je fluks najviši za čestice najnižih energija, a opada sa porastom energije čestica. Niskoenergetski deo spektra, do 10GeV , je okarakterisan izrazitim varijacijama intenziteta u toku vremena zbog periodične Sunčeve aktivnosti.

Po svom poreklu primarno kosmičko zračenje se može podeliti na intergalaktičko (energije od $4 \cdot 10^{15}$ eV do 10^{20} eV i generiše se u radiogalaksijama, kvazarima i drugim objektima u Vazioni izvan Mlečnog puta), galaktičko (energija od 10^{10} eV do $4 \cdot 10^{15}$ eV, a generiše se uglavnom u eksplozijama supernovih, u magnetosferama pulsara i dvojnih zvezda ili pri udarnim talasima u međuzvezdanom prostoru), solarno (sa energijama od 10^9 eV do 10^{10} eV, a nastaje usled Sunčeve aktivnosti) i međuplanetarno (sa energijom do 10^9 eV, a sačinjeno je od čestica ubrzanih terminalnim udarnim talasima na ivici heliosfere ili u međuplanetarnom prostoru).

Kako je fluks zračenja koje na Zemlju dospe sa objekata iz naše galaksije znatno veći od fluksa zračenja koji do Zemlje stiže sa drugih galaksija, može se pretpostaviti da je udeo fluksa intergalaktičkog kosmičkog zračenja koji dolazi do gornje granice atmosfere zanemarljiv. Komponentu primarnog kosmičkog zračenja čije je poreklo sa Sunca, karakterišu jedanaestogodišnje, sezonske i dnevne varijacije. Energije čestica ove komponente su najniže, ali zbog sporadičnih solarnih erupcija, svi parametri ovog zračenja imaju fluktuirajući karakter. Nešto veća stabilnost karakteriše galaktičko kosmičko zračenje, ali su i kod ovog zračenja primetne fluktuacije intenziteta uslovljene interakcijom čestica sa magnetnim poljem Sunca (na primer, varijacije magnetnog polja svakih 11 godina).

Merenjem energija pojedinih čestica primarnog kosmičkog zračenja koje su uspele da se probiju do površine Zemlje usled geomagnetskog polja je ustanovljeno da do polova mogu dospeti protoni sa energijama većim od 2.5GeV dok je na ekuatoru najniža energija protona iz kosmičkog zračenja iznad 15GeV .



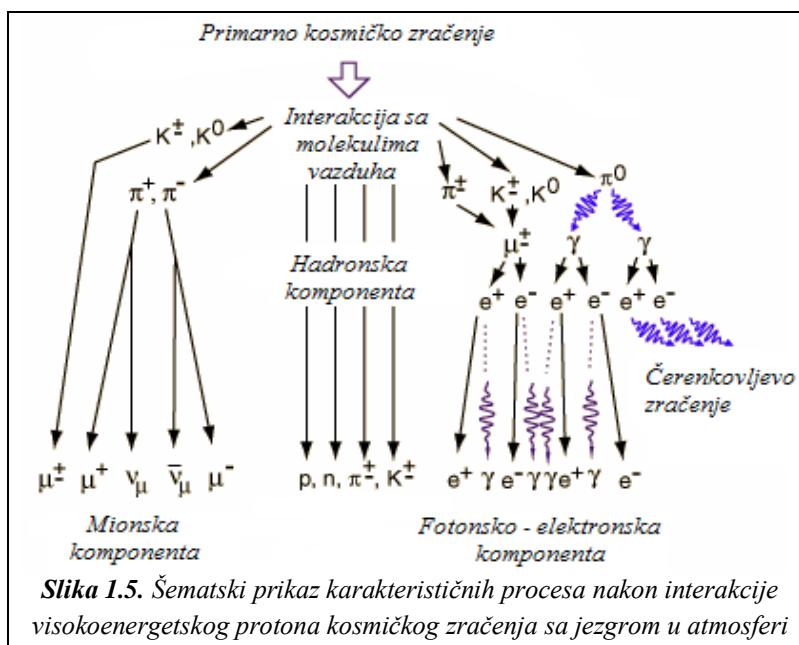
Slika 1.4. Fluks kosmičkog zračenja – slika preuzeta iz [11]

1.2.2. Sekundarno kosmičko zračenje

Čestice primarnog kosmičkog zračenja sa energijama iznad nekoliko GeV koje dospeju do Zemljine atmosfere, u interakciji sa molekulima, atomima i elektronima vazduha stvaraju sledeću generaciju čestica i proces se lavinski nastavlja do površine Zemlje. Tako nastaju kaskadni pljuskovi čestica. Ovako formirane čestice zajedno čine sekundarno kosmičko zračenje. Čestice se u pljuskovima prvo umnožavaju dok njihov fluks ne dostigne maksimum, a zatim dolazi do smanjenja fluksa procesima absorpcije usled smanjenja fluksa čestica koje imaju dovoljnu energiju da proizvedu nove čestice. Po svom sastavu, primarno i sekundarno kosmičko zračenje se potpuno razlikuju.

Najveći deo fluksa primarnog kosmičkog zračenja se absorbuje u Zemljinoj atmosferi do nadmorske visine od 20km. Samo mali deo ovog zračenja prolazi kroz atmosferu, stiže do površine Zemlje i prodire duboko, a delom i prolazi kroz nju (neutrino).

Jezgra i teže nanelektrisane čestice veoma retko uspevaju da stignu do nižih slojeva atmosfere. Većina teških jezgara primarne komponente zračenja se raspade prilikom prve interakcije. Primarni protoni prosečno interaguju oko 12 puta duž vertikalne putanje kroz



atmosferu, što odgovara srednjem slobodnom putu za interakciju od oko 75g/cm^2 . Za jezgro masenog broja $A=25$, srednji slobodan put za interakciju je približno 23g/cm^2 , što odgovara broju od oko 50 interakcija za vertikalnu putanju kroz atmosferu. Posledica toga je činjenica da praktično ne postoje nikakve šanse za prođor težih jezgara do nivoa mora.

Fluks čestica koje dospeju do površine Zemlje je u neposrednoj vezi sa energetskim spektrom i sastavom primarnog kosmičkog zračenja. Sunčeva aktivnost značajno utiče na oblik energetskog spektra sekundarnog kosmičkog zračenja do energija od oko 20GeV. Postoje i varijacije usled jedanaestogodišnjeg Sunčevog ciklusa. Fluksevi i spektri od istoka ka zapadu se razlikuju, čak i do energija od oko 100GeV, usled Zemljinog magnetnog polja. Takođe, zbog geomagnetskih granica energetski spektri pokazuju zavisnost od geografske širine do energija od 10GeV u vertikalnom opsegu.

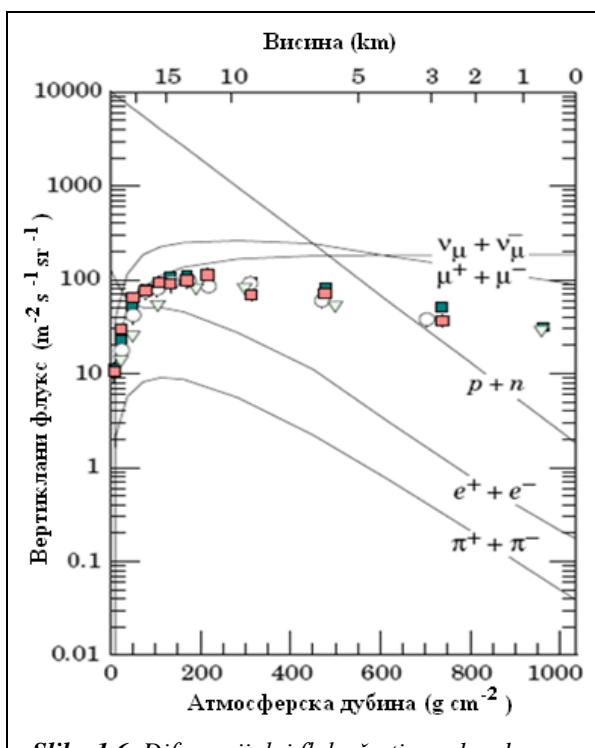
Komponente sekundarnog kosmičkog zračenja se mogu klasifikovati na više načina. U zavisnosti od stepena absorpcije, zračenje se može svrstati u meku (čine je čestice niskih energija koje se absorbuju u olovu debljine 15cm – uglavnom se sastoji od elektrona) ili tvrdnu (prolazi kroz oovo debljine 15cm – čine je teže čestice, a na malim nadmorskim visinama uglavnom mioni) komponentu [14].

Po načinu interakcije čestica sa materijom, razlikuju se tri komponente: hadronska, mionska i fotonsko-elektronska komponenta. Na *Slici 1.5.* šematski je prikazana interakcija jednog protona iz primarnog kosmičkog zračenja sa komletnom kaskadom dešavanja i najvažnijim porodicama čestica koje se tom prilikom stvaraju. Zbog različite prirode, ove tri komponente imaju i različite visinske zavisnosti.

Nukleonska komponenta se sastoji od neutrona, protona i drugih hadrona. Fotonsko-elektronsku komponentu čine elektroni, pozitroni i fotonii nastali prvenstveno raspadima neutralnih π -mezona. Ova komponenta se obrazuje u relativno tankom atmosferskom sloju jer se čestice brzo absorbuju i emituju pod velikim uglovima u odnosu na pravac kretanja inicijalne čestice. Sa druge strane, nukleoni i nanelektrisani π -mezoni emituju se bliže pravcu kretanja primarne čestice, imaju veće dužine slobodnog puta i samim tim se slabije absorbuju. π -mezoni i mioni nastali iz pionskih raspada se svrstavaju u mezonsku komponentu. Ovo je zapravo tvrda komponenta sekundarnog kosmičkog zračenja. Treba napomenuti da mioni niskih energija mogu dati doprinos fotonsko-elektronskoj komponenti svojim raspadima ili proizvodnjom δ -elektrona¹.

Što se tiče fluksa pojedinih vrsta čestica sekundarnog kosmičkog zračenja u zavisnosti od visine, za protone on opada eksponencijalno sa smanjenjem visine. Na isti način se ponaša i fluks π -mezona i elektrona, sa tom razlikom što fluks elektrona opada sporije u blizini nulte nadmorske visine jer raspada miona daje doprinos broju niskoenergetskih elektrona u ovoj oblasti. Što se tiče neutrona, njihov broj je uvek na datoj visini veći od broja protona jer sporije gube energiju. Ovo je posledica toga što neutroni ne mogu gubiti energiju u procesima ionizacije atoma sredine kao protoni.

Na *Slici 1.6.* je data zavisnost diferencijalnog fluksa čestica sekundarnog kosmičkog zračenja od visine.



Slika 1.6. Diferencijalni fluks čestica sekundarnog kosmičkog zračenja u funkciji visine. Tačke na grafiku predstavljaju rezultate merenja negativnih miona sa energijom iznad 1GeV [12,13,14 i 15]

¹ δ -elektroni su elektroni nastali u procesima ionizacije, u ovom slučaju, atoma vazduha pri prolasku miona.

1.2.3. Generisanje miona u kosmičkom zračenju i interakcija sa materijom

Prilikom interakcije primarnog kosmičkog zračenja sa atomima gornjih slojeva Zemljine atmosfere dolazi do produkcije π -mezona (i π^+ i π^-). Obe vrste π -mezona se vrlo brzo raspadnu u letu zbog kratkog vremena života ($\tau = 1.8 \cdot 10^{-16}$ s), pa samo mali broj njih stigne do nivoa mora. Prilikom raspada π -mezona dolazi do emisije miona i mionskog neutrina (prodorna mionska komponenta sekundarnog kosmičkog zračenja):

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \quad ...2.$$

$$\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu \quad ...3.$$

Mioni koji nastaju raspadom π -mezona dobijaju oko 80% njegove energije, pa se shodno tome kreću u približno istom pravcu kao i pioni čijim raspadom su nastali. Kod raspada π -mezona u stanju mirovanja, dolazi do emisije miona sa energijom od oko 4.1MeV. Usled niskog efikasnog preseka za zahvat miona (oko $10\mu\text{b}$) i relativno dugog vremena života, veoma lako stiže do Zemljine površine, a mogu dospeti i do većih dubina ispod površine. Kako u trenutku formiranja dobijaju visoke energije, njihov srednji slobodni put je vrlo veliki (za $v = 0,999c$ iznosi oko 14,75km).

Emitovani mion ($\tau = 2.19703(4) \cdot 10^{-6}$ s) se može raspasti uz emisiju elektrona i dva neutrina. Na ovaj način se raspadne najveći broj miona (98.6%):

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu \quad ...4.$$

$$\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu \quad ...5.$$

Drugi kanal raspada je:

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu + \gamma \quad ...6.$$

$$\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu + \gamma \quad ...7.$$

a verovatnoća za raspad ovim kanalom je samo 1.4%

Raspad miona je proces koji se dešava pod dejstvom slabe interakcije. Prilikom dominatnog kanala raspada, mion elektronu predaje samo oko 30% svoje energije, a ostatak se raspodeli na neutrine. U slučaju da mion pre raspada svu svoju energiju potroši na ionizaciju ili ekscitaciju atoma sredine, na elektron i neutrine se raspodeli energija mirovnja miona, ali energija koju elektron u tom slučaju može primiti ne može preći 50MeV [16].

Oko 90% svih miona koji se u atmosferi stvore posredstvom kosmičkog zračenja nastaje na visini od oko 10km, a to odgovara dubini atmosfere od 270g/cm^2 . Usled sporog opadanja fluksa miona, 20% sa energijom od oko 1GeV i čak oko 80% miona sa energijom od oko 10GeV stigne do nulte nadmorske visine [2].

Na *Slici 1.7.* je prikazan raspad $\pi \rightarrow \mu \rightarrow e$ detektovan u mehurastoj komori iniciran interakcijom protona sa jezgrom sredine.

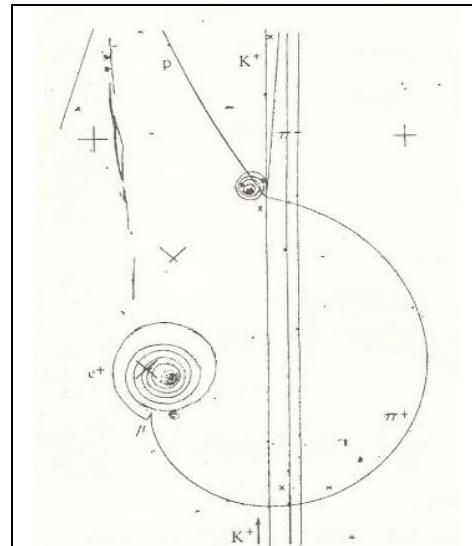
Mioni sa materijom uglavnom interaguju putem elektromagnetne interakcije, ali dolazi i do procesa koji se dešavaju putem slabe interakcije. Najvažniji procesi interakcije miona sa materijom su: jonizacija i produkcija δ -elektrona, direktna emisija elektronsko-pozitronskog para, emisija zakočnog zračenja, višestruka rasejanja na atomima sredine za mione sa energijama od nekoliko stotina MeV, raspad miona i zahvat negativnog miona. Poslednja dva procesa se dešavaju pod dejstvom slabe interakcije, dok su ostali uslovjeni elektromagnetnom interakcijom. Od posebnog značaja su i interakcije brzih miona sa materijom. Pod dejstvom elektromagnetne interakcije može doći i do formiranja mionskih atoma od strane negativnih miona i mioniuma (kratkoživeći sistem koji formira spori pozitivni mion sa elektronom), mada su ovi procesi retko videni usled relativno niskog efikasnog preseka.

Direktna ionizacija sredine pri prolazku miona je važan proces koji doprinosi povećanju fona u visokofonskim detektorskim sistemima, ali nije od naročite važnosti za analizu spektara kod niskofonskih detektorskih sistema, jer se pik deponovane energije koju ostave mioni u aktivnoj zapremini detektor-a nalazi na oko 30MeV, a za niskofonske spektre su od značaja pikovi sa deponovanom energijom ispod 2MeV do 3MeV.

Prilikom raspada miona dolazi do emisije pozitrona ili elektrona, pa ove čestice mogu dovesti do povišenja fona u niskofonskim detektorskim sistemima.

Kada mioni poseduju energije iznad nekoliko GeV, oni mogu prodrati duboko u unutrašnjost Zemlje pre nego što dođe do njihove atenuacije. Ovakvi mioni u interakciji sa materijom generišu visokenergetske neutrone. Glavni mehanizmi koji mogu dovesti do produkcije brzih neutrona su: mionima indukovane spalacione reakcije, hadronske kaskade indukovane mionima preko fotonuklearnih reakcija, elektromagnetne kaskade inicirane mionima i elastično rasejanje miona na neutronu vezanom u jezgru [17]. Međutim, kako ove procese izazivaju brzi mioni koji prodiru duboko u Zemljinu koru, neutroni generisani na ovaj način su od značaja samo u analizi fona podzemnih niskofonskih detektorskih sistema.

Zahvat miona od strane materijala kroz koji prolaze je proces koji dovodi do stvaranja radionuklida. Ovo je dominantan proces stvaranja radionuklida u nadzemnim detektorskim sistemima. Uklanjanje gama aktivnosti koju emituju ovi radionuklidi je jedan od najvećih problema u snižavanju fona kod niskofonskih detektorskih sistema. Upravo zbog toga je sledeće poglavље posvećeno detaljnem opisu procesa zahvata miona na jezgrima sredine kroz koju prolaze.



Slika 1.7. Emisija π -mezona u interakciji protona sa jezrom iz atmosfere, a zatim kreacija miona iz raspada piona – slika preuzeta iz [19]

1.2.4. Zahvat negativnog miona i emisija neutrona

Glavni proces koji je vezan za mion, a dešava se pod dejstvom slabe interakcije, je njegov raspad. Međutim, poznat je još jedan proces koji se dešava pod dejstvom ove interakcije. To je zahvat miona od strane jezgra. Ovo je hadronsko-leptonska reakcija koja je uslovljena slabom interakcijom. Zapravo, postoji verovatnoća da jezgro atoma zahvati negativni mion sa energetski nižih orbita mionskih atoma, pri čemu dolazi do emisije neutrona i mionskog neutrina. Ponekad ovaj proces može pratiti i emisiju γ -kvanta.

Proces koji se dešava u jezgru pri zahvatu miona je:

$$\mu^- + p \rightarrow n + \nu_\mu \dots 8.$$

Ako je proces praćen emisijom γ -kvanta:

$$\mu^- + p \rightarrow n + \nu_\mu + \gamma \dots 9.$$

Ova reakcija je prvi put otkrivena na jezgru vodonika, ali je moguć i zahvat miona na težim jezgrima. Zahvat miona na ovim jezgrima može dovesti do emisije težih čestica, pa su procesi analogni β^+ -raspadu:

$$\mu^- + {}^3He \rightarrow {}^3H + \nu_\mu \dots 10.$$

$$\mu^- + {}^{12}C \rightarrow {}^{12}B + \nu_\mu \dots 11.$$

$$\mu^- + {}^{16}O \rightarrow {}^{16}N + \nu_\mu \dots 12.$$

Prilikom prolaska negativnog miona kroz materijal, on gubi svoju energiju u različitim procesima interakcije. Kada izgubi svu svoju energiju, zahvatiće ga atom a energija veze će biti predata Augerovom elektronu. Na ovaj način se formira mionski atom kod koga je jedan elektron zamjenjen negativnim mionom. Zahvat negativnog miona od strane atoma je sličan zahvatu elektrona, s tom razlikom što je masa miona oko dvesta puta veća od mase elektrona ($\frac{m_\mu}{m_e} = 206.7683(1)$ [18]), pa će mu orbitala biti bliže jezgru. Mion koji je zahvaćen u atomu prelazi na 1s stanje u kratkom vremenskom periodu ($\sim 10^{-13}$ s), što je praćeno kaskadnom emisijom X-zračenja [2]. Karakteristike kaskade X-zračenja zavise od vrste materijala na čijim atomima se zahvat odvija, a ovako emitovano X-zračenje može poslužiti za određivanje efikasnosti detektora u eksperimentima u kojima se posmatra zahvat miona na atomu [19].

Energija nivoa za mionski atom je data izrazom:

$$E_{n,j} = -\frac{m_\mu c^2 Z \alpha^2}{\left(1 + \frac{m_\mu}{A}\right) 2n^2} \left[\left(\frac{Z\alpha}{n}\right)^2 \left(\frac{n}{j + \frac{1}{2}} - \frac{3}{4} \right) \right] \dots 13.$$

Najverovatniji su prelazi sa $\Delta n = 1$, ali su mogući prelazi i sa $\Delta n > 1$, mada sa dosta manjom verovatnoćom. Prelazi negativnog miona u atomu su slični prelazima elektrona. Može doći i do uklanjanja degeneracije pojedinih stanja usled spin-orbitalne sprege i cepanja nivoa, pa su mogući i prelazi između ovih nivoa.

Kada se mion nađe na orbitali koja je najbliža jezgru – 1s orbitala, postoji verovatnoća da on bude zahvaćen od strane jezgra. Usled dosta veće mase miona u odnosu na masu elektrona, orbitala na kojoj se nalazi negativni mion je znatno bliža jezgru, pa je i verovatnoća za zahvat miona veća od verovatnoće za zahvat elektrona. Verovatnoća za zahvat miona od strane jezgra je direktno proporcionalna brzini zahvata miona. Kod težih jezgara je brzina zahvata miona manja. Ovo je posledica činjenice da ovakva jezgra poseduju više neutrona nego protona, pa je protonu teže da se transformiše u neutron usled Paulijevog principa zabrane.

Brzina zahvata miona kod težih jezgara je prema Primakoff-u data izrazom:

$$\Lambda_c(A, Z) = Z_{eff}^4 X_1 \left[1 - X_2 \left(\frac{A-Z}{2A} \right) \right] \dots 14.$$

gde je $X_1 = 170\text{s}^{-1}$ brzina zahvata miona za vodonik, a $X_2 = 3.125$ parametar koji uzima u obzir Paulijev princip [20].

Goulard i Primakoff su modifikovali prethodni izraz, usled boljeg slaganja sa eksperimentalno dobijenim podacima [23,21]:

$$\Lambda_c(A, Z) = Z_{eff}^4 G_1 \left[1 + G_2 \frac{A}{2Z} - G_3 \frac{A-2Z}{2Z} - G_4 \left(\frac{A-Z}{2A} + \frac{A-2Z}{8Z} \right) \right] \dots 15.$$

Eksperimentalno merenje brzine zahvata miona se zasniva na merenju njegovog života pošto u potpunosti bude zaustavljen u materijalu. Kada se ovo desi, može doći do njegovog raspada ili zahvata od strane jezgra. Odavde se može zaključiti da je ukupna konstanta brzine absorpcije miona suma brzina raspada i zahvata:

$$\Lambda_t = \Lambda_c + Q\Lambda_d \dots 16.$$

gde je Q – Huff-ov faktor koji koriguje brzinu raspada negativnog miona kada je vezan [22].

Prethodno razmatranje se odnosi na zahvat negativnih miona koji nije praćen emisijom γ -fotona. Primakoff je empirijski definisao odnos brzina zahvata miona pri raspadu koji je praćen emisijom γ -fotona i brzine raspada bez bez γ -emisije [24]:

$$\frac{\Lambda_{rad}}{\Lambda} \approx 10^{-4} \dots 17.$$

Brzina emisije neutrona pri zahvatu negativnog miona u zavisnosti od dubine litosfere je data sledećom funkcijom:

$$P_{n,\mu^-}(h) = \sum a(Z)f_C(Z)f_D(Z)f_n(Z)R_{\mu^-}(h) \dots 18.$$

gde su:

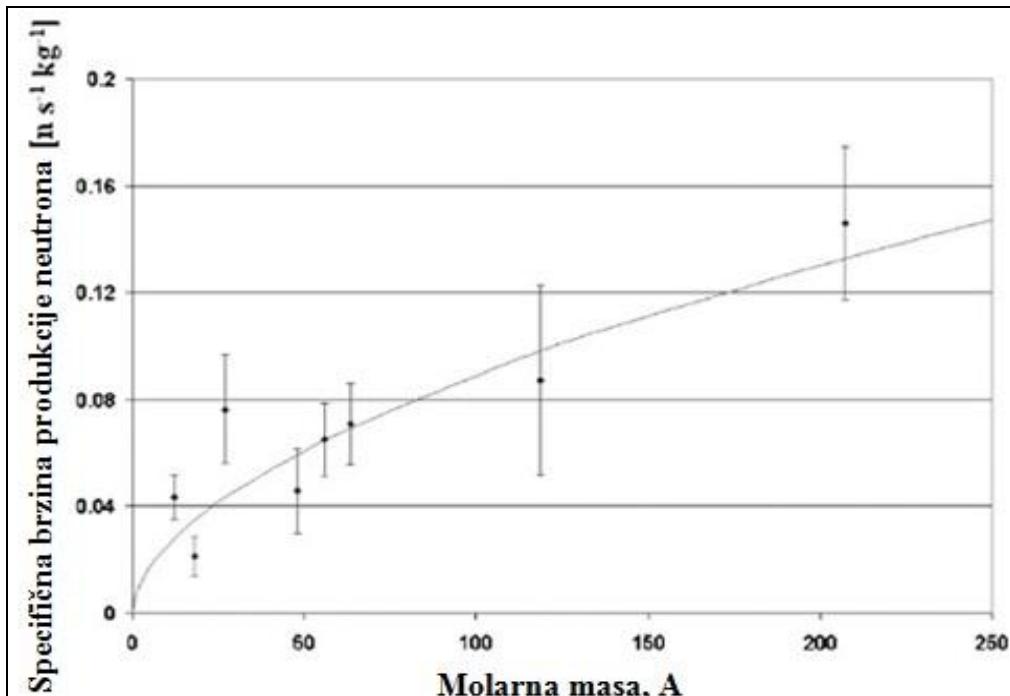
- $a(Z)$ – procenat prisustva jezgra sa Z protona,
- $f_C(Z)$ – faktor koji zavisi od hemijskog sastava materijala litosfere,
- $f_D(Z)$ – verovatnoća da se negativni miona ne raspadne u K-ljusci pre zahvata od strane jezgra,
- $f_n(Z)$ – prinos neutrona nakon zahvata negativnog miona na jezgru,
- $R_{\mu^-}(h)$ - brzina zaustavljanja negativnog miona u zavisnosti od dubine litosfere [23,24,25].

Funkcija koja opisuje zavisnost brzine zaustavljanja miona od dubine litosfere se može dobiti diferenciranjem zavisnosti ukupnog fluksa negativnih miona od dubine litosfere i data je:

$$R_{\mu^-}(h) \approx R_{\mu^-}(0)e^{-\frac{h}{\Lambda_{\mu^-}}} \dots 19.$$

gde je h - dubina litosfere, a $\Lambda_{\mu^-} = 15.1 \text{ kg/cm}^2$ apsorpcioni srednji slobodni put negativnih miona [27]. Iz ovog izraza se može zaključiti da se brzina zaustavljanja negativnih miona smanjuje sa povećanjem dubine litosfere. Kako je produkcija neutrona zahvatom negativnih miona direktno proporcionalna članu $R_{\mu^-}(h)$, sa porastom dubine litosfere se smanjuje i fluks emitovanih neutrona, pa je ovaj efekat značajan samo u niskofonskim laboratorijama na površini Zemlje ili u laboratorijama ukopanim u zemlju, ali samo na maloj dubini. Dakle, u niskofonskim detektorskim sistemima na većim dubinama se može zanemariti ovaj efekat produkcije neutrona.

Na *Slici 1.8.* je data specifična brzina stvaranja neutrona za različite materijale snimljena na nivou mora. Sa slike se vidi da se neutroni utoliko brže produkuju, ukoliko je molarna masa materijala veća. Ovi podaci su objavljeni u radu [30]. Kako je na nivou mora dominantan mehanizam produkcije neutrona iz zahvata miona, može se zaključiti da brzina zahvata miona raste sa povećanjem molarne mase materijala koji je postavljen oko detektora.



Slika 1.8. Brzina stvaranja neutrona za različite materijale snimljena na nivou mora – slika preuzeta iz [26]

Energetski spektar neutrona nastalih zahvatom miona je relativno teško odrediti. Kako se postupak određivanja energetskog spektra neutrona zasniva na merenju vremena života neutrona od trenutka njegove emisije iz jezgra do absorpcije, problem predstavlja određivanje početnog trenutka, jer izvesno vreme prođe od trenutka formiranja mionskog atoma do zahvata miona.

U različitim eksperimentima su vršenja merenja energetskog spektra neutrona za različite mete i opsege energija, pri čemu se došlo do zavisnosti fluksa emitovanih neutrona od energije [27,28,29 i 30].

Studije su pokazale da se fluks neutrona sa energijama od 1MeV do 4MeV može opisati funkcijom:

$$\frac{dN(E)}{dE} \propto E^{5/11} e^{-E/\theta} \dots 20.$$

a sa funkcijom:

$$N(E) = N_0 e^{-E/T} \dots 21.$$

fluks neutrona sa energijama iznad 4MeV [34]. Parametri θ i T zavise od vrste materijala oko detektora kroz koji prolaze mioni koji indukuju neutrone.

1.2.5. Neutroni generisani primarnim kosmičkim zračenjem

U interakciji primarnog kosmičkog zračenja sa atmosferom Zemlje, pored ostalih čestica, dolazi i do formiranja neutrona. Neutrona nastali na ovaj način ulaze u sastav hadronske komponente sekundarnog kosmičkog zračenja. Najveći broj neutrona nastane u interakciji protona iz primarnog kosmičkog zračenja sa atomima gornjih slojeva atmosfere. U ovom procesu protoni gube od 20% do 50% svoje početne energije, posle čega dolazi do novih interakcija sa jezgrima i novog gubitka energije, sve dok im se energija ne spusti ispod 100MeV. Tada više nisu u stanju da učestvuju u nuklearnim interakcijama, pa energiju mogu gubiti postepeno putem jonizacije ili ekscitacije čestica sredine kroz koju prolaze.

Svaki primarni proton u proseku formira oko 20 neutrona. Za razliku od protona, neutroni mogu do veoma niskih vrednosti energije da učestvuju u nuklearnim interakcijama sa jezgrima, a ne mogu gubiti energiju u procesima ionizacije i ekscitacije sredine. Fluks neutrona na nivou mora iznosi oko $50\text{m}^{-2}\text{s}^{-1}$. Neutroni se posredstvom kosmičkog zračenja u atmosferi mogu formirati procesom evaporacije (ovako dobijeni neutroni čine oko 80% fluksa neutrona koji dospeju do nivoa mora) i izbijanjem neutrona iz jezgra atoma (oko 20%).

Energetski spektar neutrona indukovanih kosmičkim zračenjem na površini Zemlje je u širokom opsegu energija – od termalnih energija pa sve do nekoliko GeV. Čak oko 10% neutrona ima energije veće od 10MeV. U spektru je uočljiv pik na oko 1MeV koji potiče od evaporacionih neutrona [2].

Neutroni se prilikom prolaska kroz atmosferu usporavaju elastičnim i neelestičnim sudarima. Kada na ovaj način izgube svu kinetičku energiju, bivaju zahvaćeni na jezgrima atoma Zemljine atmosfere. Najčešće (oko 64%), zahvat se dešava na jezgru ^{14}N prilikom čega dolazi do emisije jezgra ^{14}C . Atenuaciona dužina za neutrone u atmosferi je 150g/cm^2 , a kako je produkcija i usporavanje neutrona isto na različitim dubinama atmosfere, oblik spektra se ne menja, već se samo menja njegov intenzitet [2].

Do produkcije neutrona može doći i u interakciji protona iz hadronske komponente kosmičkog zračenja sa jezgrima atoma materijala koji se nalaze u okruženju detektora. Neutroni nastali na ovaj način mogu podići fon u niskofonskim laboratorijama na površini Zemljine kore i u niskofonskim laboratorijama na malim dubinama ispod zemlje, ako nemaju pokrovnu zaštitu.

2. Interakcije neutrona sa materijom

Neutrone nije moguće direktno detektovati, ali pri njihovoј interakciji sa materijom, bilo putem sudara ili nuklearnih reakcija, dolazi do oslobođanja različitih čestica i γ -fotona. Detekcijom ovog zračenja je moguće posredno detektovati neutrone, odrediti njihov fluks, energiju i proces interakcije sa materijom. U zavisnosti od prirode zračenja koje se prilikom ovoga detektuje, za indirektnu detekciju neutrona je moguće koristiti poluprovodničke detektore, gasne ili scintilacione brojače, jonizacione komore, fotoemulzije itd.

Glavni doprinos fluksu neutrona u niskofonskim gama spektroskopskim sistemima na površini Zemlje daje zahvat miona sekundarnog kosmičkog zračenja na atomima materijala oko detektora. Ovako nastali neutroni mogu uzrokovati u interakcijama sa materijalom gama zračenje koje je nepoželjno u ispitivanju različitih niskofonskih nuklearnih procesa. Radi što efikasnijeg uklanjanja ovog zračenja su razvijene različite metode zaštite, ali se one i dalje unapređuju. U cilju njihovog usavršavanja je neophodno što bolje poznavanje mehanizama interakcije neutrona sa materijalom oko detektora, pa su zato sledeća poglavља posvećena analizi ovih procesa.

Prilikom prolaska neutrona kroz materijal u okruženju detektora dolazi do promene njihovih energija, a samim tim i način njihove interakcije sa materijalom. Ovo je posledica zavisnosti efikasnog preseka za različite neutronske interakcije od energije neutrona, pa je zbog toga u poglavljju 2.2. ovog rada kratka analiza ove zavisnosti.

Posebna pažnja je posvećena i termalnim neutronima, procesu termalizacije i procesu njihovog zahvata na jezgrima materijala, jer linija na energiji od 139keV, čija je analiza vršena u ovom radu nastaje zahvatom termalnih neutrona na jezgru ^{74}Ge .

2.1. Procesi interakcije neutrona sa materijom

Kako su neutroni² čestice bez ukupnog nakelektrisanja, oni ne mogu jonizovati sredinu, ali ipak sa njom interaguju. Zapravo, može se reći da neutroni interagiju samo sa jezgrom, a interakcija sa elektronima se može zanemariti zbog relativno malog efikasnog preseka za interakciju i velike razlike u masi. Svi mehanizmi interakcije neutrona sa sredinom se mogu svrstati u procese absorpcije i rasejanja neutrona. Absorpcija obuhvata zahvat neutrona na jezgru i fisiju, a mehanizmi rasejanja se mogu podeliti na potencijalna i rezonantna (elestična i neelestična) rasejanja.

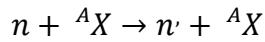
2.1.1. Procesi rasejanja neutrona na jezgru

Procesi rasejanja neutrona na jezgrima atoma sredine se mogu svrstati u potencijalne i rezonantne. Razlika između ove dve vrste rasejanja je u tome što se kod potencijalnih rasejanja interakcija ostvaruje između neutrona i polja jezgra, dok kod rezonantnih rasejanja dolazi do prodora nukleona u unutrašnjost jezgra, a interakcija se može ostvariti formiranjem pobuđenog jezgra ili putem nuklearnih reakcija, u zavisnosti od toga da li se radi o neelestičnom ili elastičnom rasejanju.

2.1.1.1. Proces elastičnog rasejanja neutrona na jezgru

Elastično rasejanje je proces interakcije neutrona sa jezgrom u kome ne dolazi do promene strukture jezgra, ali dolazi do promene energije i pravca kretanja neutrona. Pri elastičnom rasejanju neutron deo svoje energije predaje jezgru u vidu energije uzmaka, ali tako da za ceo sistem važi princip održanja energije. Ako se neutron sudara sa lakin jezgrima gubi mnogo veći procenat energije nego u sudarima sa težim jezgrima, pa u ovakvoj sredini dolazi do efikasnog usporavanja neutrona.

Šematski se elastično rasejanje može prikazati:



² Neke osnovne karakteristike neutrona: masa – $939.565560(51)\text{MeV}/c^2$, magnetni moment – $-1.913042(5)\mu_N$, vreme života – $885.7(8)\text{s}$, elektroneutralan je pa ne interagije elektromagnetskom interakcijom.

Ako je poznata početna energija neutrona E_1 , energija neutrona posle rasejanja E_2 na jezgru atomskog broja A se može izračunati pomoću formule:

$$\frac{E_2}{E_1} = \frac{A^2 + 2A \cos \theta + 1}{(A+1)^2} \dots 22.$$

gde je θ – ugao pod kojim se neutron rasejava u sistemu centra mase. Ugao pod kojim se neutron rasejava u laboratorijskom sistemu φ je dat relacijom:

$$\cos \varphi = \frac{A \cos \theta + 1}{\sqrt{A^2 + 2A \cos \theta + 1}} \dots 23.$$

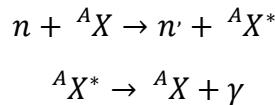
2.1.1.2. Proces neelastičnog rasejanja neutrona na jezgru

U procesu neelastičnog rasejanja neutrona, jezgro ostaje u nekom od pobuđenih stanja, da bi posle rasejanja prešlo u osnovno stanje emisijom γ -fotona. U ovom procesu važi princip očuvanja energije, prilikom čega je energija neutrona pre sudara jednaka zbiru energije neutrona posle sudara, energije emitovanog γ -fotona i energije koja je potrošena na uzmak jezgra. Za ovaj proces postoji energetski prag, odnosno, da bi došlo do interakcije neutron mora posedovati energiju višu od energije prvog pobuđenog stanja jezgra. Minimalna energija koju neutron mora posedovati da bi došlo do neelastičnog rasejanja je:

$$E_0 = \frac{(A+1)Q}{A} \dots 24.$$

gde je Q - energija pobude jezgra.

Šematski prikaz neelastičnog rasejanja:



Odnos energija neutrona pre i posle rasejanja se može izračunati pomoću izraza:

$$\frac{E_2}{E_1} = \frac{\gamma^2 + 2\gamma \cos \theta + 1}{(A+1)^2} \dots 25.$$

gde je E_1 – početna energija neutrona, E_2 – energija neutrona posle rasejanja na jezgru, A – atomski broj jezgra, θ – ugao pod kojim se neutrona rasejava u sistemu centra mase, a parametar γ :

$$\gamma = A \sqrt{1 - \frac{E_0}{E_1}} \dots 26.$$

Ugao pod kojim se neutron rasejava u laboratorijskom sistemu φ je dat relacijom:

$$\cos \varphi = \frac{\gamma \cos \theta + 1}{\sqrt{\gamma^2 + 2\gamma \cos \theta + 1}} \dots 27.$$

2.1.2. Procesi absorpcije neutrona na jezgru

Najveća verovatnoća za absorpciju neutrona na jezgru je za neutrone veoma niskih energija – ispod 0.1eV. Sa porastom energije neutrona, verovatnoća za zahvat znatno opada. Procesi absorpcije neutrona na jezgru su zahvat neutrona i nuklearna fisija. Kod procesa absorpcije se posle zahvata neutrona formira novo jezgro u pokušenom stanju koje u osnovno stanje prelazi emisijom neutrona, protona, α -čestice ili gama zračenja, dok nuklearna fisija predstavlja raspad jezgra na dva ili tri glavna fragmenta uz emisiju nekoliko neutrona. Nuklearna fisija može biti spontana ili indukovana.

2.1.2.1. Zahvat neutrona na jezgru

Kada prilikom interakcije neutrona sa jezgrom dođe do absorpcije neutrona koji ostane trajno vezan u jezgru, radi se o zahvatu neutrona. Prilikom zahvata neutrona dolazi do formiranja složenog jezgra koje ostaje u nekom od pokušenih stanja. Energija pobude jezgra jednaka je zbiru kinetičke energije i energije veze neutrona koji je zahvaćen. Jezgro posle zahvata u osnovno stanje prelazi emisijom neutrona, protona, α -čestice i (ili) γ -fotona.

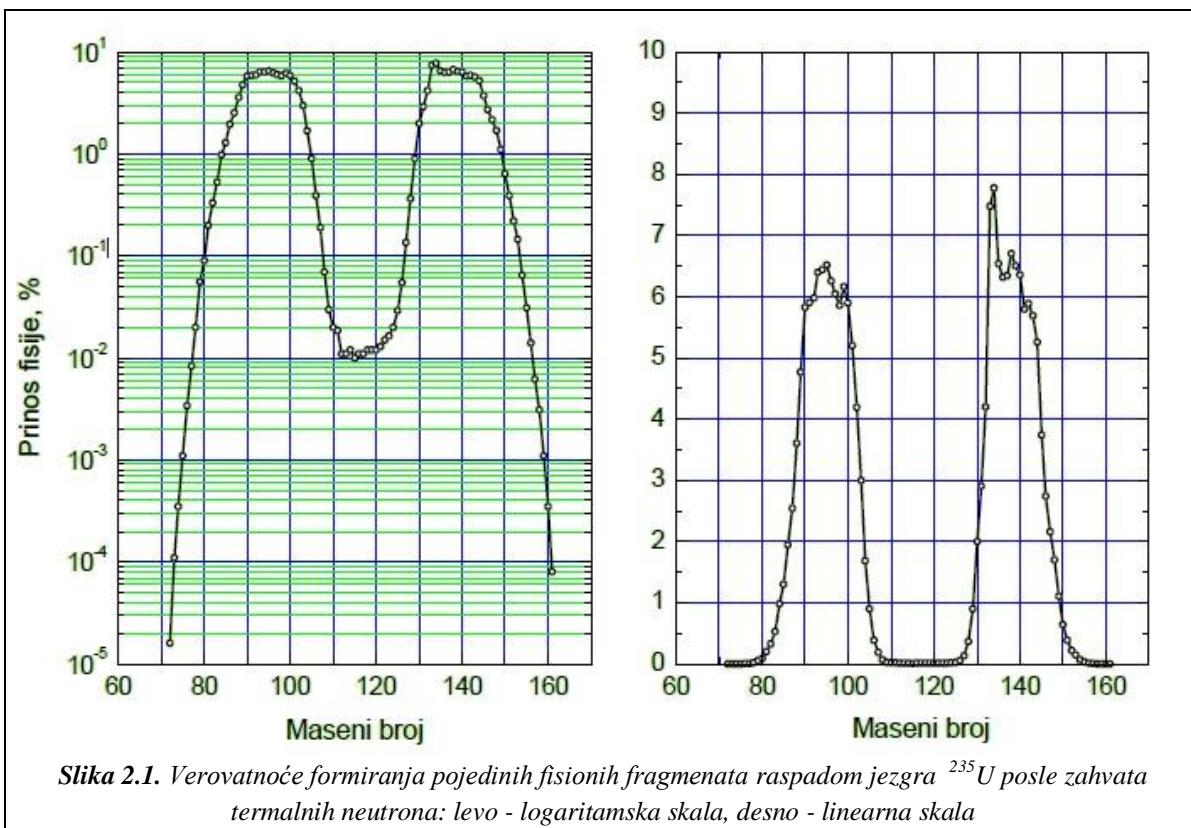
Proces deekscitacije jezgra je nezavisan od načina na koji je složeno jezgro nastalo. Dakle, verovatnoća pojedinih kanala raspada složenog jezgra ne zavisi od mehanizma njegovog nastanka.

Kadmijum, boron i gadolinijum su materijali koje karakteriše izuzetno visok efikasni presek za zahvat termalnih neutrona.

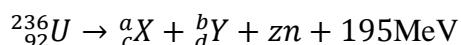
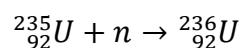
2.1.2.2. Spontana i indukovana fisija jezgra

Indukovana nuklearna fisija je proces koji je izazvan absorpcijom termalnih neutrona na jezgru. Prilikom absorpcije neutrona dolazi do formiranja složenog jezgra. Ovo složeno jezgro je uglavnom nestabilno i raspada se na dva ili tri glavna fragmenta (produkta fisije) uz emisiju nekoliko novih neutrona.

Eksperimenti pokazuju da produkti fisije nisu uvek ista jezgra, već postoji verovatnoća sa kojom će se dato jezgro raspasti na pojedine fragmente. Verovatnoća za nastajanje pojedinih fisionih produkata prilikom bombardovanja izotopa ^{235}U termalnim neutronima je data na *Slici 2.1*.



Prilikom zahvata termalnih neutrona na jezgrima izotopa ^{235}U dolazi do formiranja nestabilnog izotopa ^{236}U , koji se raspada na dva ili tri potomka uz emisiju nekoliko neutrona:



Pored fisije koja je indukovana neutronima, može doći i do spontane fisije. Teorijski, spontanu fisiju mogu doživeti jezgra sa atomskim brojem većim od 100, ali u praksi je detektovana spontana fisija samo za jezgra kod kojih je atomski broj veći od 230.

Verovatnoća za spontanu fisiju je kod gotovo svih jezgara zanemarljiva u odnosu na verovatnoću za druge procese raspada. Izuzetak čini jezgro kalifornijuma ^{252}Cf uz još par izotopa kod kojih je spontana fisija značajan proces raspada.

2.2. Zavisnost efikasnih preseka od energije neutrona

Usled promene energije neutrona prilikom prolaska kroz materijal, dolazi do promene načina njegove interakcije sa materijom. Ovo je posledica zavisnosti efikasnog preseka za različite interakcije neutrona od njegove energije. Neutroni se prema energiji koju poseduju mogu svrstati u više grupa. U Tabeli 2.1. je data podela neutrona po energijama prema [31]. Pri ovome treba imati na umu da kada se govori, na primer, o termalnim neutronima, nemaju svi neutroni u sistemu energiju od 0.025eV, već je to najverovatnija energija. Dakle govori se o nekoj raspodeli neutrona datog sistema po energijama. Za svaku od ovih grupa neutrona, karakterističan je određeni tip interakcije.

naziv	opseg energije	naziv	opseg energije
ultra hladni	$< 2 \times 10^{-7}$ eV	rezonantni	(1÷1000)eV
veoma hladni	$(2 \times 10^{-7} \div 5 \times 10^{-5})$ eV	srednje energije	(1÷500)keV
hladni	$(5 \times 10^{-5} \div 0.025)$ eV	brzi	(0.5÷10)MeV
termalni	oko 0.025eV	veoma brzi	(10÷200)MeV
epitermalni	(0.025÷1)eV	ultrabrzni	>200MeV

Tabela 2.1. Podela neutrona po energijama prema prema [35]

Različiti izotopi istog hemijskog elementa mogu da imaju za iste nuklearne reakcije veoma različite efikasne preseke, pa se zato efikasni preseci uglavnom mere na materijalima prirodnog izotopskog sastava. Međutim, kod nekih materijala koji su važni u nuklearnoj energetici, kao što su uran i plutonijum, vrše se detaljna merenja efikasnih preseka posebno za svaki izotop.

2.2.1. Efikasni preseci za absorpciju neutrona

Kod velikog broja nuklida se zavisnost efikasnog preseka od energije neutrona u slučaju absorpcije može podeliti na tri oblasti:

- oblast veoma niskih energija neutrona (niže od 0.1eV),
- oblast rezonantnih energija neutrona,
- oblast viših energija neutrona.

Ovo posebno važi za nuklide sa masenim brojem većim od 100.

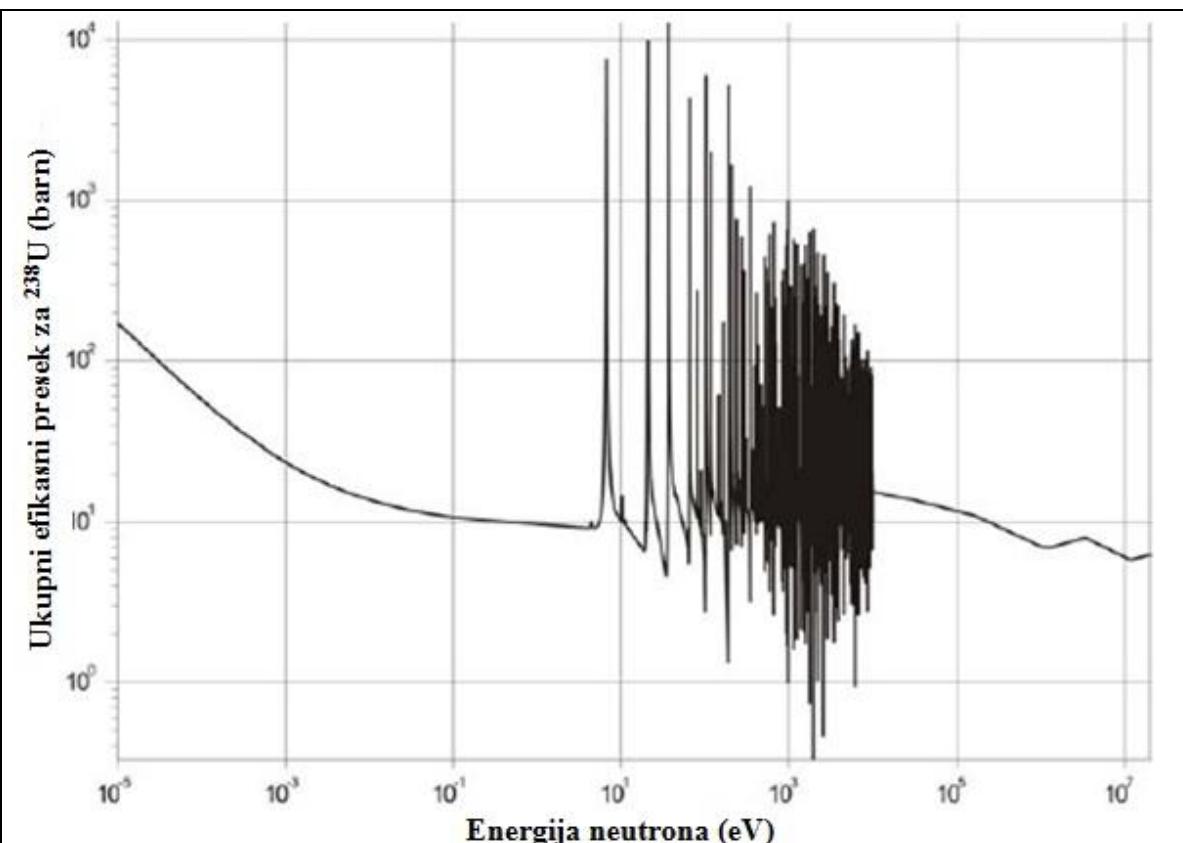
2.2.1.1. Efikasni presek za oblast veoma niskih energija neutrona

U ovoj oblasti efikasni presek za absorpciju neutrona je obrnuto proporcionalan brzini neutrona. Zbog te karakteristike ova energetska oblast se naziva oblast "zakona $1/\nu$ ". Ova zavisnost je dobijena eksperimentalnim merenjima, ali se može i teorijski izvesti, o čemu će biti više reči u poglavlju 2.3.4. ovog rada.

Efikasni preseci za zahvat termalnih neutrona mogu izrazito varirati za različita jezgra, tako, na primer, efikasni presek za prirodni vodonik iznosi 0.332b, a deuterijum 0.000506b. Efikasni presek za zahvat termalnih neutrona na jezgrima prirodnog olova je 0.178b, a za zahvat na jezgrima ^{135}Xe i ^{149}Sm je redom 40500b i 2650000b.

2.2.1.2. Efikasni presek za oblast rezonantnih energija neutrona

Oblast rezonantnih energija neutrona za teške nuklide obuhvata energije od 0.1eV do 1000eV. Kod lakih nuklida rezonantna oblast energija je pomerena na znatno više energije (reda nekoliko MeV). Rezonantnu oblast karakterišu nagle promene vrednosti efikasnog preseka za neke diskretne energije neutrona (kao primer na Slici 2.2. je dat efikasni presek za jezgro ^{238}U).



Primećeno je da se kod nekih nuklida rezonancija javlja samo za jednu vrednost energije neutrona, na primer: kod jezgra ^{114}Cd ili ^{197}Au , a kod nekih se javljaju veoma izraženi rezonantni pikovi u široj oblasti neutronske energije (*Slika 2.2.*).

Pojava rezonantnih pikova kod efikasnog preseka se može objasniti na sledeći način: prilikom sudara neutrona sa jezgrom, dolazi do obrazovanja složenog jezgra koje je u pobuđenom stanju. Kada je energija koju neutron unese u jezgro jednaka energetskoj razlici između osnovnog i nekog od pobuđenih stanja složenog jezgra, dolazi do naglog porasta verovatnoće za absorpciju neutrona te energije, a samim tim i do porasta efikasnog preseka za interakciju. Svaka ova vrednost energije odgovara po jednom piku na dijagramu efikasnog preseka. Ako energija koju neutron predaje jezgru nije tačno jednaka energiji pobuđenog nivoa složenog jezgra, verovatnoća za interakciju značajno opada, pa i efikasni presek za ima mnogo manje vrednosti.

Kako su energije neutrona potrebne za pobuđivanje lakih jezgara znatno više od onih koje su potrebne za pobuđivanje teških jezgara, rezonantna oblast kod lakih jezgara je na višim energijama. Primer za ovo je jezgro ^{12}C kod koga ova oblast počinje iznad neutronske energije od 2MeV [32].

2.2.1.3. Efikasni presek za oblast viših energija neutrona

Efikasni preseci za absorpciju neutrona se naglo smanjuju sa povećanjem energije neutrona iznad rezonantnih. Za teška jezgra ova oblast počinje na energijama od oko 1MeV, gde efikasni presek pada do vrednosti bliskih površini poprečnog preseka datog jezgra.

Zavisnost efikasnog preseka za fisiju od energije neutrona je približno ista kao i kod efikasnog preseka za absorpciju neutrona, dakle, može se podeliti na već pomenute tri oblasti. Jedina razlika je u tome što efikasni presek za fisiju pada na nulu ispod energije praga fisije, tj. za energije neutrona koje su nedovoljne da izazovu fisiju.

2.2.2. Efikasni preseci za elastično i neelastično rasejanje neutrona

Efikasni presek za elastično rasejanje kod nižih energija neutrona je uglavnom konstantan (nezavisan od energije neutrona). Za sve nuklide je relativno nizak (ispod 10^{-27}m^2) i istog reda veličine kao površina poprečnog preseka jezgra. Za više energije neutrona, međutim, pokazuje pojavu rezonancije. Efikasni presek za elastični sudar neutrona sa jezgrom vodonika je izuzetno visok i iznosi oko $2 \cdot 10^{-27}\text{m}^2$ za slobodan vodonik, a za hemijski vezan i do 10^{-26}m^2 .

Prilikom neelastičnog sudara neutrona sa jezgrom dolazi do pobude jezgra, pa ovde postoji donji prag energije neutrona ispod koje je efikasni presek jednak nuli. Prag energije je viši kod lakih jezgara.

2.3. Termalizacija neutrona

Termalizacija neutrona je jedan od najznačajnijih procesa interakcije neutrona sa materijom, a naročita pažnja se ovom procesu poklanja u nuklearnoj energetici. U ovom radu će biti analizirane gama linije koje nastaju zahvatom termalnih neutrona na jezgrima germanijuma u kristalu germanijumskog detektora. Prilikom snimanja spektara je korišćen kalifornijumski izvor brzih neutrona. Da bi se mogle posmatrati interakcije termalnih neutrona sa jezgrima germanijuma, između kalifornijumskog izvora i detektora je postavljen sloj polivinil hlorida. Brzi neutroni koje se emituju u procesu spontane fisije kalifornijuma prolazeći kroz polivinil hlorid doživljavaju višestruke elastične sudare sa jezgrima i na taj način se termalizuju.

U cilju boljeg razumevanja procesa interakcije neutrona sa jezgrima u germanijumskom detektorskom sistemu sa kojim je vršeno snimanje spektara, ovo poglavlje je posvećeno termalnim neutronima. Detaljno je opisan proces termalizacije neutrona, definisan prosečan gubitak energije neutrona po sudaru i pretstavljen mehanizam zahvata termalnih neutrona od strane jezgra.

2.3.1. Termalni neutroni

Termalni neutroni su oni sa energijama oko 0.025eV. Ovi neutroni su od velikog značaja za mnoge nuklearne reakcije. Efikasni presek za zahvat takvih neutrona je izuzetno visok, posebno u slučaju rezonancije sa energetskim prelazima u jezgru.

Termalne energije su energije koje poseduju čestice nekog gasa koji je u stanju termodinamičke ravnoteže na datoj temperaturi $T(K)$. U stanje ravnoteže brzi neutroni dospevaju usporavanjem u sudarima. Ako su u sistemu dominantni elastični sudari, odnosno, ako se procesi absorpcije mogu zanemariti, sistem od n neutrona je moguće opisati kinetičkom teorijom gasova. U ovakovom sistemu čestice mogu imati različite energije – od 0 do ∞ , ali su one po energijama raspoređene na tačno određeni način koji je dat Maksvelovom funkcijom raspodele:

$$f = \frac{dn}{n} = \frac{2\pi}{(\pi kT)^{3/2}} e^{-E/kT} E^{1/2} dE \quad ...28.$$

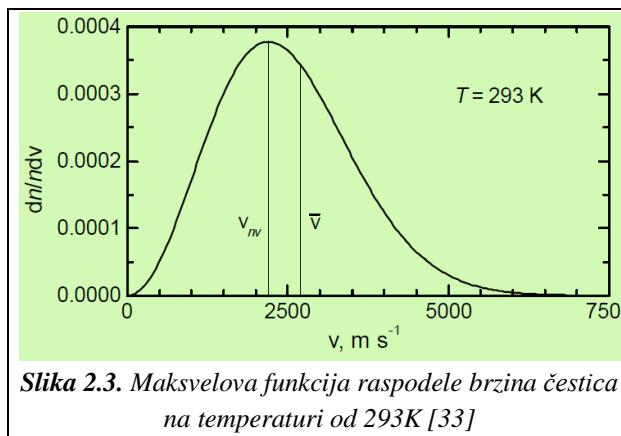
gde je: dn – broj neutrona sa energijom između energije E i $E + dE$, n – ukupan broj termalnih neutrona, $\frac{dn}{n}$ – verovatnoća da proizvoljno izabrana čestica ima brzinu u intervalu od v do $(v + dv)$, $m(kg)$ – masa neutrona, T – apsolutna temperatura, k – Bolcmanova konstanta. Ako se uvede da je:

$$dn = n(E)dE \quad ...29.$$

gde veličina $n(E)$ predstavlja broj neutrona po jedinici energetskog intervala, važiće:

$$\frac{n(E)}{n} = \frac{2\pi}{(\pi kT)^{3/2}} e^{-E/kT} E^{1/2} \quad ...30.$$

Ova jednačina određuje raspodelu broja neutrona u funkciji njihove energije za datu temperaturu. Na Slici 2.3. je data Maksvelova funkcija raspodele brzina čestica na temperaturi od 293K.



Karakteristične vrednosti za ovu funkciju su one vrednosti koje odgovaraju najverovatnijoj energiji i srednjoj energiji čestica.

Najverovatnija energija je ona energija za koju funkcija $\frac{n(E)}{n}$ ima maksimum, tj. za koju je prvi izvod ove funkcije jednak nuli:

$$\frac{dn(E)}{dn} = 0; \quad E_{nv} = \frac{kT}{2} \dots 31.$$

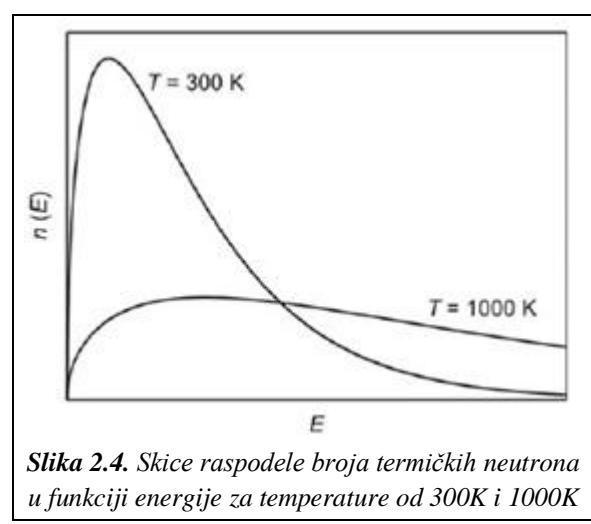
To je, dakle, brzina koju ima najveći broj čestica datog sistema. Uslovno se smatra da su termalni neutroni oni neutroni čija je najverovatnija energija 0,025eV. To znači da je za apsolutnu temperaturu (na kojoj je sistem u stanju termodinamičke ravnoteže) uzeta vrednost od 293K, iako se, u principu, može govoriti o termalizaciji na bilo kojoj temperaturi.

Srednja kinetička energija neutrona se definiše kao:

$$\bar{E} = \frac{1}{n} \int_0^{\infty} n(E) E dE = \frac{3}{2} kT \dots 32.$$

Kao što se može videti iz prethodnih formula (Jednačine 31. i 32.), najverovatnija energija i srednja energija su funkcije apsolutne temperature, s tim što je srednja energija tri puta veća. Na Slici 2.4. su date skice raspodele broja termalnih neutrona u funkciji energije za temperature od 300K i 1000K.

Prilikom procesa termalizacije neutrona nije moguće formirati spektar koji bi apsolutno odgovarao termalnom spektru čestica sa kojima neutroni interaguju usled absorpcije i uzmaka neutrona, pa je spektar sličan Maksvelovom ali je pomeren ka višim energijama. U oblasti termalnih energija neutrona dolazi do sudara i razmene energije između jezgra i neutrona pri čemu i jezgra atoma mogu predati energiju neutronima. Kako su energije neutrona niske, više se ne može uvoditi aproksimacija po kojoj jezgro atoma miruje pri sudaru, pa postaju značajne energije koje neutroni prime od atoma prilikom sudara (uzmak neutrona). Međutim, kada bi ova razmena energije trajala dovoljno dugo, neutroni bi imali isti energetski spektar



Slika 2.4. Skice raspodele broja termičkih neutrona u funkciji energije za temperature od 300K i 1000K

koji imaju i atomi usled termičkog kretanja. Ovo se u realnom slučaju ne dešava usled porasta verovatnoće za zahvat termalizovanih neutrona. Zato se uvodi aproksimacija po kojoj spektar neutrona odgovara Maksvelovom spektru, ali na temperaturi koja je viša od temperature sredine. Ova temperatura se naziva neutronska temperatura T_n . Razlika neutronske temperature i temperature sredine se približno određuje jednačinom:

$$\Delta T = T_n - T = 0.9TA \frac{\overline{\sigma_a}}{\sigma_s} \dots 33.$$

gde je: A – atomska masa atoma sredine, a σ_a i σ_s – makroskopski efikasni preseci za rasejanje i absorpciju neutrona [2].

2.3.2. Proces termalizacije neutrona

Neutroni u interakciji sa jezgrima atoma mogu izgubiti deo svoje energije putem elastičnih sudara. Prilikom ovih sudara dolazi do usporavanja (termalizacije) neutrona, ali samo do određene granice. Ova granica je definisana termičkim kretanjem jezgara atoma materijala. Proces formiranja neutronske energetskog spektra koji je u kvazi ravnoteži sa termičkim kretanjem atoma predstavlja proces termalizacije neutrona.

Kako se termalizacija u osnovi svodi na elastične sudare neutrona sa jezgrima atoma materijala oko detektora, ovaj proces se može opisati zakonima klasične mehanike. Pri analizi se primjenjuju principi održanja impulsa i kinetičke energije za sistem koji čini neutron i jezgro atoma materijala iz okruženja detektora. Na ovaj način se može dobiti odnos energija neutrona pre i posle sudara zavisno od mase jezgra i ugla rasejanja neutrona u sistemu centra mase:

$$\frac{v_2^2}{v_1^2} = \frac{E_2}{E_1} = \frac{A^2 + 2A \cos \theta + 1}{(A+1)^2} \dots 34.$$

gde su E_1 i E_2 – energije neutrona pre i posle sudara, a A – odnos mase jezgre i mase neutrona M/m , a koji je približno jednak masenom broju jezgra atoma na kom se neutron rasejava.

Treba primetiti da ugao rasejanja neutrona u sistemu centra mase ne zavisi od smera kretanja neutrona pre sudara. Ovo je posledica toga što je u sistemu centra mase složeno jezgro koje nastaje nakon sudara jezgra atoma materijala i neutrona sa nultom brzinom, pa emituje neutron sa jednakom verovatnoćom u bilo kom smeru (izotropna emisija neutrona).

Ako se u *Jednačini 34.* posmatraju dva karakteristična granična slučaja sudara neutrona sa jezgrom:

$$\theta = 0; \quad \frac{E_2}{E_1} = \left[\frac{E_2}{E_1} \right]_{max} = 1 \dots 35.$$

i

$$\theta = \pi; \quad \frac{E_2}{E_1} = \left[\frac{E_2}{E_1} \right]_{min} = \left(\frac{A-1}{A+1} \right)^2 = \alpha \dots 36.$$

može se zaključiti da je u prvom slučaju ugao rasejanja neutrona posle sudara i gubitak energije neutrona u sudaru jednak nuli. U drugom pak slučaju, gde je smer kretanja neutrona posle sudara suprotan smeru kretanja neutrona pre sudara, gubitak energije u sudaru je maksimalan i iznosi:

$$\left[\frac{E_1 - E_2}{E_1} \right]_{max} = 1 - \alpha \dots 37.$$

U *Tabeli 2.2.* su date vrednosti parametara α i $1 - \alpha$ za različite materijale. Ova dva parametra zavise isključivo od atomske težine materijala sa čijim jezgrima se neutroni sudaraju. Podaci iz ove tabele pokazuju da neutron samo u jednom sudaru sa jezgrom atoma vodonika može izgubiti svu energiju. Kod sudara neutrona sa jezgrama atoma deuterijuma i

ugljenika gubitak energije neutrona može dostići najviše 88.9% odnosno 28.4%, a kod sudara neutrona sa jezgrom atoma urana samo 1.7%. Iz navedenog se može zaključiti da su za usporavanje neutrona najefikasnija laka jezgra čija je masa približno jednaka masi neutrona, pa ove materijale treba izbegavati u blizini detektora.

Element	Atomska težina	α	$1 - \alpha$
Vodonik	1	0	1
Deuterijum	2	0.111	0.889
Ugljenik	12	0.716	0.284
Uran	238	0.983	0.017

Tabela 2.2. Vrednosti parametara α i $1 - \alpha$ za različite materijale [34]

2.3.3. Prosečan gubitak energije neutrona po sudaru

Jednačina 34. pokazuje promenu energije neutrona u elastičnom sudaru sa jezgrom atoma materijala u zavisnosti od ugla rasejanja θ . Zbog veoma velikog broja sudara neutrona sa jezgrima atoma materijala u procesu usporavanja, pojavu usporavanja neutrona ima smisla razmatrati samo statistički, kroz analizu prosečnog gubitka energije neutrona po jednom sudaru.

Ako se zamisli sfera jediničnog prečnika R u čijem se se centru nalazi složeno jezgro u stanju mirovanja koje emituje n neutrona, broj neutrona koji će se nakon sudara naći unutar određenog dela površine ds zamišljene sfere je:

$$dn = n \frac{ds}{4\pi} = \frac{n}{2} \sin \theta d\theta \quad \dots 38.$$

Zbog jednakе verovatnoće emisije neutrona u svim smerovima, deo neutrona koji prolaze kroz element površine ds dobija se kao odnos te površine i površine jedinične sfere.

Odnos energije neutrona pre i posle sudara, koji je određen Jednačinom 34. zgodno je prikazati u logaritamskom odnosu jer je promena energije u procesu usporavanja neutrona velika (6 do 7 redova veličine):

$$\ln \left(\frac{E_2}{E_1} \right) = \ln \left[\frac{A^2 + 2A \cos \theta + 1}{(A+1)^2} \right] \quad \dots 39.$$

Ako se Jednačine 34. i 39. ukombinuju, može se dobiti logaritam odnosa energije samo onih neutrona koji su nakon sudara prošli kroz površinu ds :

$$-\frac{n}{2} \ln \left[\frac{A^2 + 2A \cos \theta + 1}{(A+1)^2} \right] \sin \theta d\theta \quad \dots 40.$$

Prosečna vrednost logaritma odnosa energije neutrona pre i posle sudara (ξ) dobija se integracijom Izraza 40. po celoj površini jedinične sfere i deljenjem sa brojem neutrona n . Jednostavnim postupkom se može dobiti izraz za (ξ):

$$\xi = 1 + \frac{\alpha}{1-\alpha} \ln \alpha \quad \dots 41.$$

Kako ξ predstavlja prosečnu promenu logaritma energije neutrona u jednom sudaru sa jezgrom atoma materijala iz okruženja detektora, moguće je koristeći ovu veličinu odrediti potreban broj sudara za usporenje neutrona između dve vrednosti energija – E_1 i E_2 :

$$N = \frac{\ln E_1 / E_2}{\xi} \quad \dots 42.$$

2.3.4. Zahvat termalnih neutrona od strane jezgra

Kao nenalektrisane čestice neutroni se i sa vrlo malim energijama mogu primaći jezgru i u njemu izazvati reakciju, pa je efikasni presek (σ) za zahvat neutrona od strane jezgra izuzetno visok. Kako se efikasni presek za zahvat niskoenergetskih neutrona definiše kao funkcija proporcionalna sa $1/v$ (gde je v – brzina neutrona), kod termalnih neutrona efikasni presek za zahvat od strane jezgra može biti izuzrtno visok, znatno veći i od dimenzija samog jezgra.

Sudari neutrona sa jezgrom atoma materijala kroz koji se kreću mogu se interpretirati polazeći od prepostavke prema kojoj se neutron koji udara u jezgro opisuje kao ravan talas sa odgovarajućom de Broglievom talasnom dužinom. U ovom slučaju, impuls neutrona:

$$p = m_n v \quad \dots 43.$$

se može definisati i preko de Broglieve talasne dužine:

$$p = \frac{h}{\lambda} \quad \dots 44.$$

U opštem slučaju, efikasni presek se definiše na sledeći način:

$$\sigma = \pi R^2 \quad \dots 45.$$

Ako su čestice vrlo spore, tj., niskih energija, onda važi da je domet $R \ll \frac{\lambda}{2\pi}$. Uzimajući ovo u obzir, može se napisati izraz za efikasni presek:

$$\sigma = \left(\frac{\lambda}{2\pi} \right)^2 \pi \quad \dots 46.$$

i

$$\sigma = \frac{1}{4\pi} \frac{h^2}{\mu^2 v^2} \quad \dots 47.$$

Ako se imenilac i brojilac podeli sa dvostrukom vrednošću redukovane mase μ , sledi:

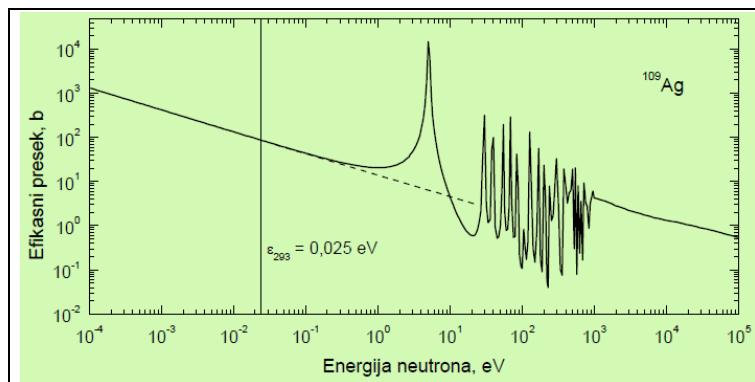
$$\sigma = \frac{c_1}{\frac{\mu v^2}{2}} = \frac{c_1}{\varepsilon} = \frac{c_2}{v^2} \dots 48.$$

gde su c_1 i c_2 konstante. Logaritmovanjem se dobija:

$$\log \sigma = \log c_1 + \left(\frac{1}{\varepsilon} \right) \dots 49.$$

$$\log \sigma = \log c_2 + 2 \log \left(\frac{1}{v} \right) \dots 50.$$

Iz prethodnih relacija se može videti da se u oba slučaja dobija prava linija u dvostruko-logaritamskom dijagramu. Ovo je jasno izraženo na primeru izotopa srebra ^{109}Ag u oblasti malih energija (*Slika 2.5.*). Prema drugoj od ove dve relacije, ova zavisnost se naziva „zakon $1/v$ “.



Slika 2.5. Zavisnost ukupnog efikasnog preseka za zahvat neutrona od energije neutrona za izotop srebra ^{109}Ag . Maksimumi odgovaraju rezonantnim zahvatima

„Zakon $1/v$ “ se remeti ako energija neutrona raste. Tada može doći do pojave oštih pikova, na određenim energijama neutrona E , što je takođe jasno vidljivo na primeru sa *Slike 2.5.* Ovi maksimumi odgovaraju rezonantnim prelazima u jezgru.

Kako se efikasni presek za absorpciju neutrona od strane većine nuklida može opisati „zakonom $1/v$ “, može pisati se:

$$\sigma(E) = \sigma(E_0) \frac{v_0}{v} \dots 51.$$

gde su $\sigma(E_0)$ i v_0 efikasni presek za absorpciju i brzina neutrona za neku referentnu vrednost energije E_0 . Odavde se broj absorbovanih neutrona po jedinici zapremine i u jedinici vremena može predstaviti integralom:

$$\int_0^\infty n(E) v \sigma(E) dE = \sigma(E_0) v_0 \int_0^\infty n(E) dE = \sigma(E_0) v_0 n \dots 52.$$

Integral broja neutrona po jedinici energetskog intervala – $n(E)$, po celoj oblasti energija neutrona, jednak je ukupnom broju neutrona po jedinici zapremine – n . Iz ovog izraza se može zaključiti da kod „ $1/v$ “ absorbera broj neutrona koji se absorbuje po jedinici zapremine ne zavisi od energije neutrona.

Jezgra zahvatom termalnih neutrona prelaze u nova jezgra koja mogu biti stabilna ili radioaktivna. Broj novostvorenih jezgara N je dat izrazom:

$$N = N_1 \sigma \phi t \quad \dots 53.$$

gde je N_1 – broj jezgara mete, σ – efikasni presek za zahvat, ϕ – fluks termalnih neutrona, a t – vreme ozračivanja. Ako je proizvod zahvata stabilno jezgro, onda se broj novonastalih jezgara N određuje nekom od metoda izotopske analize za stabilne izotope, npr. spektrometrijom masa. Koristeći taj podatak i poznavajući efikasni presek za dati zahvat moguće je odrediti fluks neutrona. U slučaju da je proizvod zahvata radioaktivno jezgro, meri se emitovana radioaktivnost i na osnovu nje određuje fluks neutrona kao:

$$A = \phi \sigma_{akt} N (1 - e^{-\lambda t}) e^{-\lambda t_1} \quad \dots 54.$$

gde je λ - konstanta radioaktivnog raspada formiranog radionuklida, a t_1 - vreme koje je proteklo od prestanka aktivacije. Po definiciji, fluks termalnih neutrona je dat izrazom:

$$\Phi = \int_0^\infty n(E) v dE \quad \dots 55.$$

Prilikom proračuna absorpcije termalnih neutrona je neophodno poznavati i srednju vrednost efikasnog preseka, a može se izračunati uvođenjem prepostavke da proizvod srednjeg efikasnog preseka i fluksa neutrona mora biti jednak ukupnom broju absorbovanih neutrona, tj:

$$\bar{\sigma} \phi = \int_0^\infty n(E) v \sigma(E) dE = \sigma(E_0) v_0 n \quad \dots 56.$$

Ako se uzme u obzir da je:

$$v_0 = \left(\frac{2kT_0}{m} \right)^{1/2} \quad \dots 57.$$

izraz za srednji efikasni presek je oblika:

$$\bar{\sigma} = \sigma(E_0) \frac{1}{2} \left(\frac{\pi T_0}{T} \right)^{1/2} \quad \dots 58.$$

Iz poslednje jednačine je moguće odrediti srednji efikasni presek za absorpciju termalnih neutrona na temperaturi T pomoću referentnog efikasnog preseka $\sigma(E_0)$ na temperaturi T_0 . U praksi se obično mera efikasni preseci neutrona na referentnoj energiji od 0.02eV kojoj odgovara referentna temperatura od 293.61K i brzina neutrona od približno 2200 m/s.

3. Eksperimentalni podaci

Interakcije neutrona sa materijalima gama detektorskih sistema mogu zančajno uticati na podizanje fona u gama detektorskim sistemima. Neutroni mogu proizvesti gama fotone u procesima rasejanja ili zahvata na jezgrima materijala detektorskog sistema. Do emisije gama zračenja može doći pri interakciji neutrona sa jezgrima u aktivnoj zapremini detektoru ili sa jezgrima drugih materijala u neposrednoj blizini detektoru.

U ovom eksperimentu je korišćen HPGe detektor, pa se u fonskim spektrima mogu javiti linije koje nastaju zahvatima i rasejanjima neutrona na samom germanijumu ili drugim materijalima koji čine detektorski sistem.

Zahvatom neutrona na jezgrima germanijuma dolazi do formiranja izomernih stanja u čijim raspadima dolazi do emisije gama fotona. Najintenzivnije linije koje su karakteristične za fonske gama spektre, a koje se indukuju na ovaj način, su na energijama od 139.7keV i 198.3keV i nastaju raspadom izomernih stanja ^{75m}Ge i ^{71m}Ge . Pored gama linija germanijuma, u fonskim spektrima se mogu javiti i gama linije nastale zahvatom neutrona na jezgrima drugih materijala prisutnih u detektorskem sistemu.

Neutroni mogu dati doprinos fonu i putem neelastičnih rasejanja na jezgrima materijala detektorskog sistema. Kada se neutroni neelastično rasejavaju na jezgrima germanijuma, dolazi do njihovog pobuđivanja, a zatim deekscitacije, emisijom gama fotona ili konverzionih elektrona. Kod neelastičnog rasejanja neutrona dolazi do uzmaka jezgra germanijuma pa se prilikom detekcije u jednom piku sumira energija gama fotona, konverzionih elektrona i energije uzmaka jezgra usled toga što se i proces deekscitacije i detekcije dešavaju istovremeno u aktivnoj zapremini detektoru. Ovo ima za posledicu pojavu karakterističnih asimetričnih gama linija sa repom ka višim energijama. Do neelastičnog rasejanja može doći i na drugim materijalima u detektorskem sistemu, ali će se prilikom ovoga registrovati gama pikovi standardne energetske raspodele.

Treba još napomenuti da doprinos fonu mogu dati i elastična rasejanja neutrona na jezgrima materijala u detektorskem sistemu, ali samo u niskoenergetskom delu spektra jer prilikom ovig procesa ne dolazi do emisije gama fotona. Jedina energija koja se depnuje u aktivnoj zapremini HPGe detektora je energija uzmaka jezgra germanijuma, koja iznosi nekoliko desetina keV-a. To znači da se elastična rasejanja neutrona na jezgrima Ge u aktivnoj zapremini detektora očitava u nisko-energetskom delu spektra.

3.1. Opis detektorskog sistema

Eksperimentalni deo ovog rada je urađen u Laboratoriji za nuklearnu fiziku na Departmanu za fiziku Univerziteta u Novom Sadu na koaksijalnom HP germanijumskom detektoru relativne efikasnosti 22.3% i aktivne zapremine od oko 119cm^3 (*Slika 3.1.*). Napravljen je od n-tipa Ge kristala. Proizvođač detektora je Camberra, a model je G.C.2520-7600. Brzina brojanja je 1.5 impulsa po sekundi.

Detektor je smešten unutar pasivne gvozdene zaštite u obliku kocke korisne zapremine 1m^3 i debljine zidova od 25cm. Zidovi su napravljeni od gvozdenih limova debljine 1cm koji su spojeni bez zavarivanja. Limovi su isećeni od oplate starog švedskog broda "Orijent II". Ukupna masa zaštite je 20t. Gvožđe je proizvedeno pre Drugog svetskog rata, pa zaštita detektora ne bi trebalo da sadrži fisione produkte koji potiču primenom nuklearnog oružja i iz nuklearnih proba. Da bi se smanjio uticaj fonskog zračenja podloge, cela komora je izdignuta na visinu od 0.5m nosačima napravljenim od starih železničkih šina.

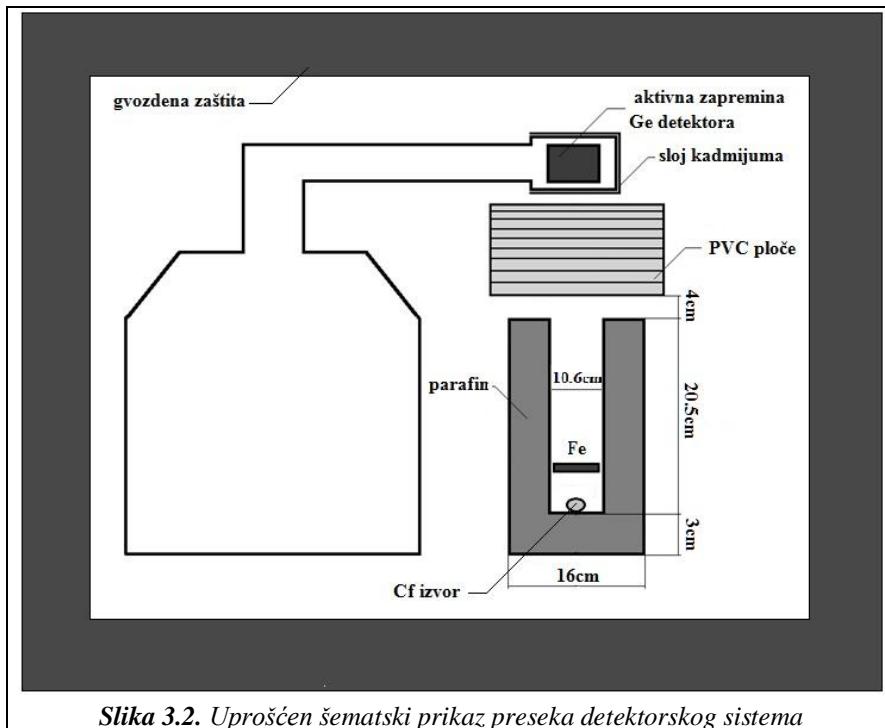


*Slika 3.1. Germanijumski detektorski sistem sa gvozdenom zaštitom
Laboratorije za nuklearnu fiziku Univerziteta u Novom Sadu*

Merenja su vršena u proleće 2011. godine. Na *Slici 3.2.* je dat uprošćen šematski prikaz preseka detektorskog sistema. Najpre je parafin istopljen i uliven u Marineli posudu dimenzija prikazanih na istoj slici. Na dnu Marineli posude je postavljen kalifornijumski izvor neutrona ^{252}Cf koji je prekriven gvozdenom pločicom debljine 8mm. Uloga ovako postavljene gvozdene pločice je da absorbuje gama zračenje koje potiče od raspada fisionih potomaka koji su se vremenom nakupili u kalifornijumskom izvoru. Iznad Marineli posude su slagane ploče polivinil hlorida³ do različitih debljina. Vršeno je snimanje spektara u slučaju kada između detektora i Marineli posude sa uzorkom nije bilo polivinil hlorida i sa postavljenim pločama u slojevima debljina: 7, 14, 26, 45, 68 i 93mm. U slučaju kada je bila postavljena maksimalna debljina polivinil hlorida koja se pojavljuje u merenjima, ploče su dosezale gotovo do samog germanijumskog kristala.

³ Polivinil hlorid ili PVC je jedna od najkorišćenijih vrsta plastike zbog svoje prilagodljivosti i niske cene. Hemiska formula polivinil hlorida je $(\text{C}_2\text{H}_3\text{Cl})_x$.

Kada je izvršeno snimanje spektara za sve debljine polivinil hlorida, oko kristala germanijumskog detektora je postavljen sloj kadmijuma debljine 1mm, pa su i u ovom slučaju ponovljena snimanja spektara sa identičnom geometrijom kako kada oko detektora nije bilo kadmijuma i to za slučaj kada između germanijumskog kristala i Marineli posude nije bilo polivinil hlorida i kada je postavljen sloj polivinil hlorida debljine 7, 14, 26, 45, 68 i 93mm.



Slika 3.2. Uprošćen šematski prikaz preseka detektorskog sistema

Do produkcije neutrona u opisanom detektorskom sistemu može doći u gvozdenoj zaštiti u procesu zahvata kosmičkih miona na jezgrima gvižđa. Neutroni emitovani na ovaj način se prostiru u svim pravcima, a izvestan broj može dospeti i do germanijumskog kristala. Neutroni koji nastaju prilikom spontane fisije kalifornijuma su visokoenergetski, ali na svom putu, prolaskom kroz parafin i polivinil hlorid, delom mogu biti termalizovani ili zahvaćeni, pa do germanijumskog kristala dospevaju i brzi neutroni, ali i neutroni termalnih energija. U slučaju kada je oko detektora postavljen sloj kadmijuma, može se predpostaviti da je najveći deo termalnih neutrona absorbovan.

Neutroni koji dospeju do germanijumskog kristala mogu biti zahvaćeni ili neelastično rasejani na jezgrima germanijuma. Neelastično rasejanje, zahvat neutrona, kao i raspad zahvatom neutrona formiranog nestabilnog potomka je praćeno emisijom gama zračenja. U geometriji prikazanoj na slici 3.2., germanijumski detektor registruje gama zračenje nastalo usled interakcija jezgara sa neutronima u okolnim materijalima, kao i gama zračenje koje nastaje usled interakcije neutrona i samog germanijuma.

U eksperimentu je korišćen izvor neutrona ^{252}Cf . Ovaj radionuklid se može raspasti putem dva kanala – α -raspad (96.9%) i spontana fisija (3.1%). Prilikom svake spontane fisije se emitiše 3.77 neutrona, a period poluraspada za ovaj kanal je $T_{1/2} = 85.5$ godina. Zbog relativno niske aktivnosti kalifornijumskog izvora da bi se dobili statistički značajni rezultati, merenja su trajala oko 10^6 s.

3.2. Određivanje fluksa termalnih neutrona u niskofonskim Ge detektorskim sistemima

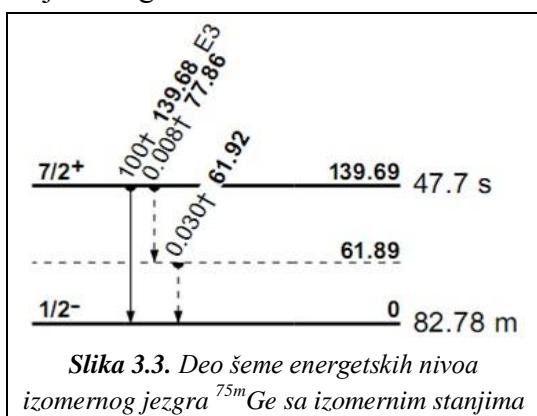
U niskofonskom germanijumskom detektorskom sistemima se fluks termalnih neutrona može odrediti pomoću poluempirijskih formula koje su dobijene posmatranjem zahvata termalnih neutrona na jezgrima germanijuma. Ako je poznat efikasni presek za zahvat neutrona posmatranog materijala i efikasnost detekcije gama fotona, može se odrediti fluks termalnih neutrona pomoću izmerenih intenziteta gama linija koje se emituju posle deekscitacije izomernog jezgra formiranog u procesu zahvata neutrona.

Kako je efikasni presek za zahvat neutrona najveći u oblasti termalnih energija, intenzitet gama linija indukovanih zahvatom neutrona na jezgrima u najvećoj meri potiče od zahvata termalnih neutrona. U praksi, fluks termalnih neutrona se obično određuje pomoću intenziteta gama linija na energiji od 139.7keV ili 198.3keV. Opšte je prihvaćena pretpostavka da ove linije indukuju isključivo termalni neutroni zahvaćeni na jezgrima ^{74}Ge , odnosno ^{70}Ge , međutim u ranijim eksperimentima izvedenim u Laboratoriji za nuklearnu fiziku na Departmanu za fiziku Univerziteta u Novom Sadu su dobijeni rezultati koji ukazuju na to da možda postoje i drugi mehanizmi koji mogu indukovati ove gama linije.

Ovaj rad je nastao kao deo istraživanja sprovedenih u cilju ispitivanja mogućnosti postojanja drugačijih mehanizama koji mogu dovesti do indukovanja gama linije na energiji od 139.7keV i 198.3keV. U narednom potpoglavlju je opisan postupak određivanja fluksa termalnih neutrona na mestu detektora pomoću intenziteta gama linije na energiji od 139.7keV.

3.2.1. Određivanje fluksa termalnih neutrona na mestu detektora pomoću γ -linije na energiji od 139.7keV

Fluks termalnih neutrona na mestu germanijumskog detektora se može odrediti pomoću intenziteta gama linije na energiji od 139.7keV. Ova gama linija nastaje raspadom izomernog stanja ^{75m}Ge . Vreme života ovog stanja je 47.7s. Izomerno jezgro ^{75m}Ge nastaje zahvatom termalnog neutrona na jezgru ^{74}Ge . Izomerno stanje ^{75m}Ge se može raspasti još i putem emisije konverzionog elektrona, a konverzionalni koeficijent je $\alpha_{139.9} = 1.54$. Na Slici 3.3. je dat deo šeme energetskih nivoa izomernog jezgra ^{75m}Ge sa izomernim stanjima.



Fluks termalnih neutrona se pomoću linije sa energijom od 139.7keV se može odrediti prema studiji [35] korišćenjem izraza:

$$\phi = \frac{980 \cdot I}{(\varepsilon + 1.6)V} \quad ...59.$$

gde je $I[\text{s}^{-1}]$ - detektovani odbroj gama linije sa energijom od 139.7keV, $V[\text{cm}^3]$ – aktivna zapremina germanijumskog detektora, a ε – efikasnost detekcije gama linije sa energijom od 139.7keV koji se računa preko formule:

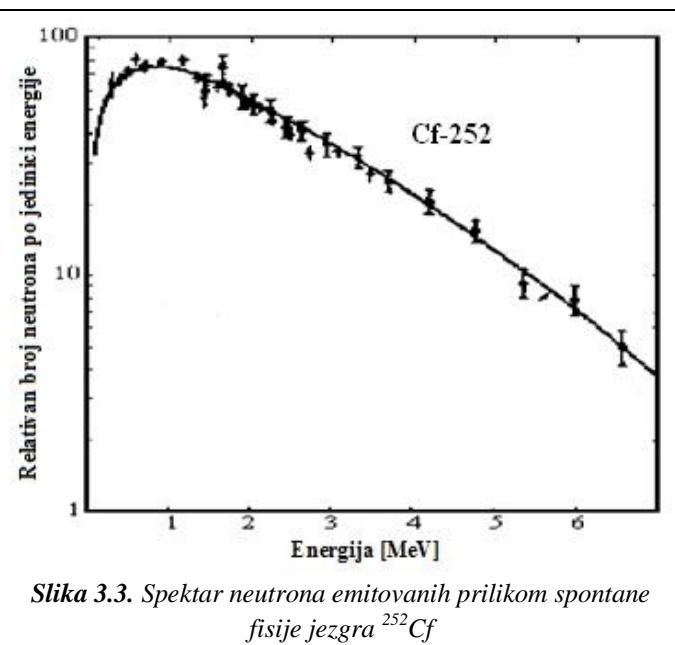
$$\varepsilon \approx 1 - \frac{1 - V^{-1/3}}{V^{1/3}} \quad ...60.$$

Na ovaj način se može odrediti relativno lako fluks termalnih neutrona ako je poznata aktivna zapremina detektora i odbroj linije na energiji od 139.9keV, ali nesigurnost ovog postupka je čak 30% [38].

3.3. Merenje gama aktivnosti generisane neutronima sa neutronskim izvorom ^{252}Cf u germanijumskom detektoru

Kao što je ranije rečeno, prilikom merenja je korišćen izvor neutrona ^{252}Cf u cilju ispitivanja interakcija termalnih neutrona sa jezgrima germanijuma u aktivnoj zapremini detektora. Jezgro ^{252}Cf je nestabilno sa periodom poluraspada od $T_{1/2} = 2.465$ godine. Najverovatniji proces raspada je α -raspad ($T_{1/2} = 2.731$ godina) i na ovaj način se raspadne 96.9% jezgara, ali može doći i do raspada putem spontane fisije ($T_{1/2} = 85.5$ godina), prilikom čega se raspadne 3.1% od ukupnog broja jezgara. Svaka spontana fisija ^{252}Cf je praćena emitujom 3.77 neutrona. Emitovani neutroni su brzi neutroni, a njihov spektar je prikazan na *Slici 3.3.*

Prilikom eksperimenta, kalifornijumske izvore je bio postavljen na dno parafinske Marineli posude (*Slika 3.2.*). Da bi se izbegla detekcija gama linija koje potiču od raspada fisionih produkata ^{252}Cf i koje predstavljaju smetnju pri analizi gama aktivnosti generisane interakcijama neutrona, ispred ^{252}Cf izvora je postavljena gvozdena pločica debljine 8mm. Gvožđe bi trebalo da atenuira nepoželjno zračenje nastalo raspadima fisionih produkata.



Slika 3.3. Spektar neutrona emitovanih prilikom spontane fisije jezgra ^{252}Cf

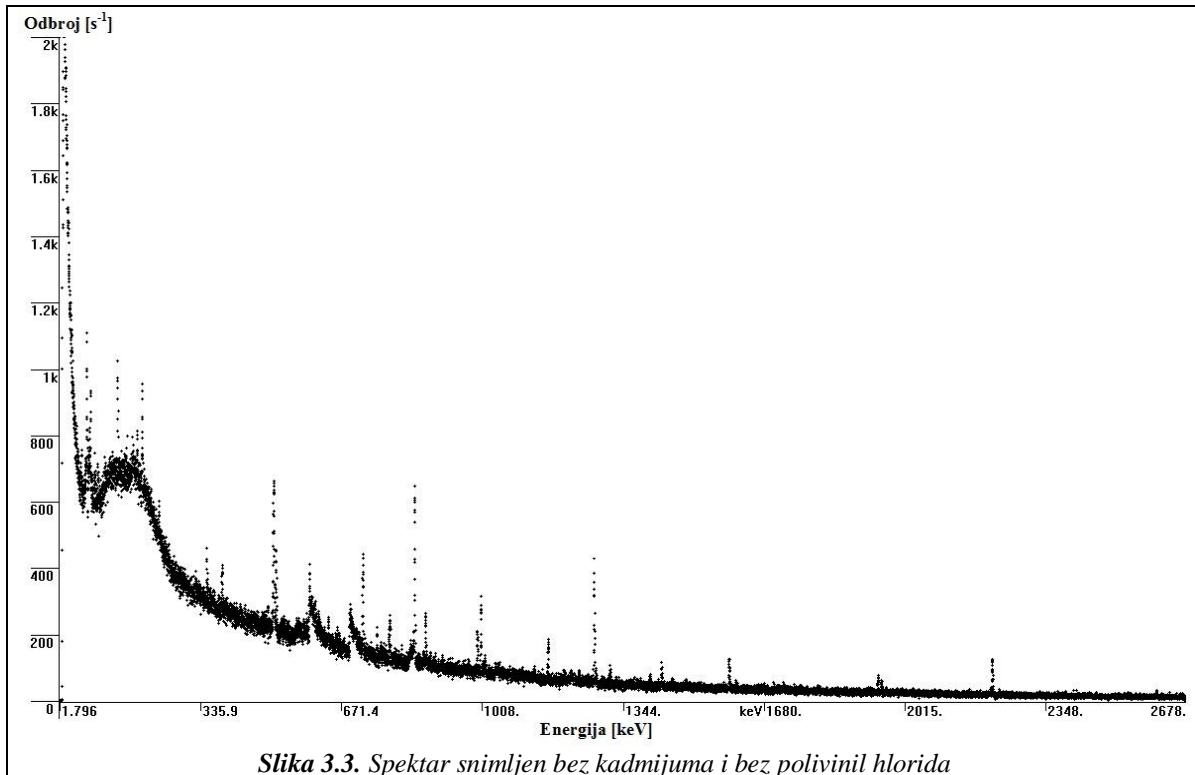
je snimana zavisnost fluksa termalnih neutrona od debljine ovog sloja, na već objašnjeni način. Pri spontanoj fisiji ^{252}Cf dolazi do emisije brzih neutrona koje se potom delom termalizuju ili apsorbuju prolaskom kroz parafin i polivinil hlorid. Iz ovoga bi se moglo očekivati da sa povećanjem debljine PVC sloja raste fluks termalnih neutrona, a samim tim i intenzitet gama linija koje nastaju u interakciji termalnih neutrona sa jezgrima germanijuma i drugih materijala detektorskog sistema. Međutim, meren je gotovo konstantan intenzitet gama linija koje indukuju termalni neutroni za različite debljine sloja polivinil hlorida kada oko germanijumskog kristala nije bilo kadmijuma. U slučaju kada je oko germanijumskog kristala bio postavljen kadmijum, registrovan je pad intenziteta ovih linija čak i tri puta za najveću debljinu polivinil hlorida u odnosu na slučaj kada nije bio postavljen zmeđu ^{252}Cf i detektora. Detaljan prikaz i analiza ovih merenja su dati u narednim potpoglavljima.

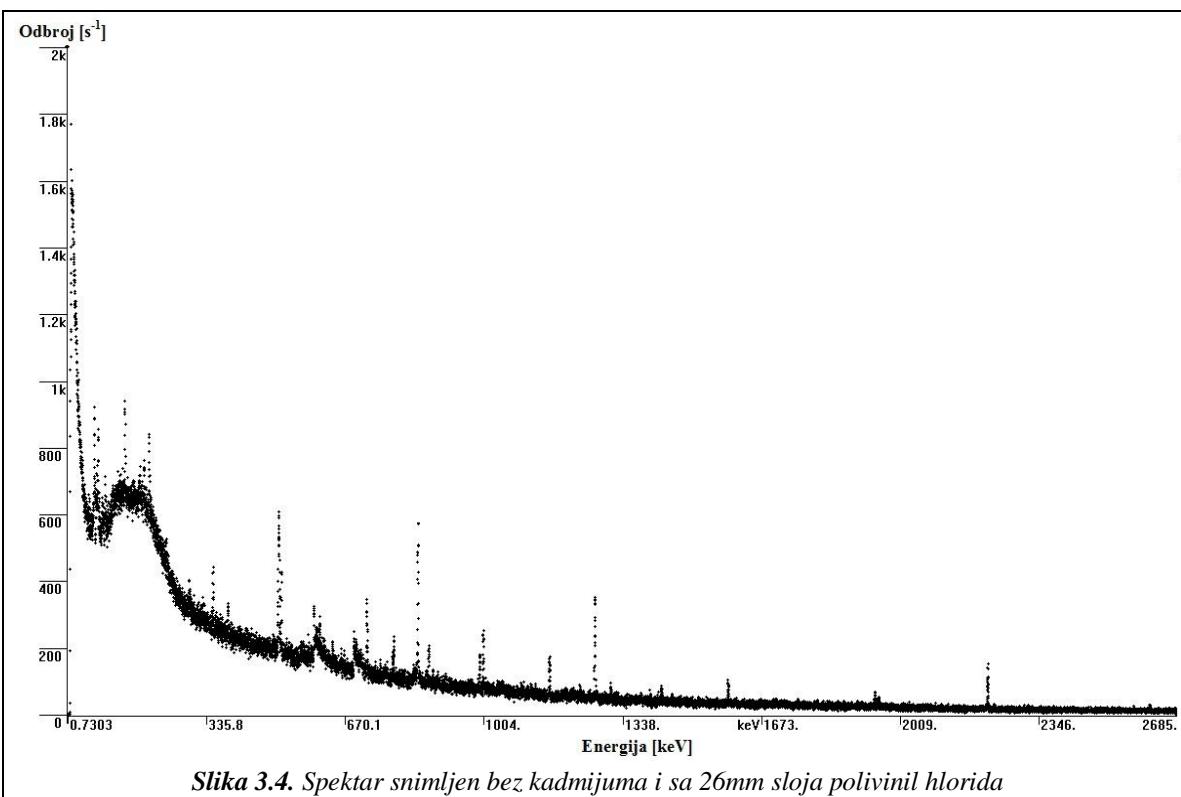
Izvor ^{252}Cf je u doba kada su merenja izvedena imao ukupan fluks od $4.5 \cdot 10^3$ neutrona u sekundi u celom prostornom ugлу od 4π rad.

3.4. Rezultati merenja

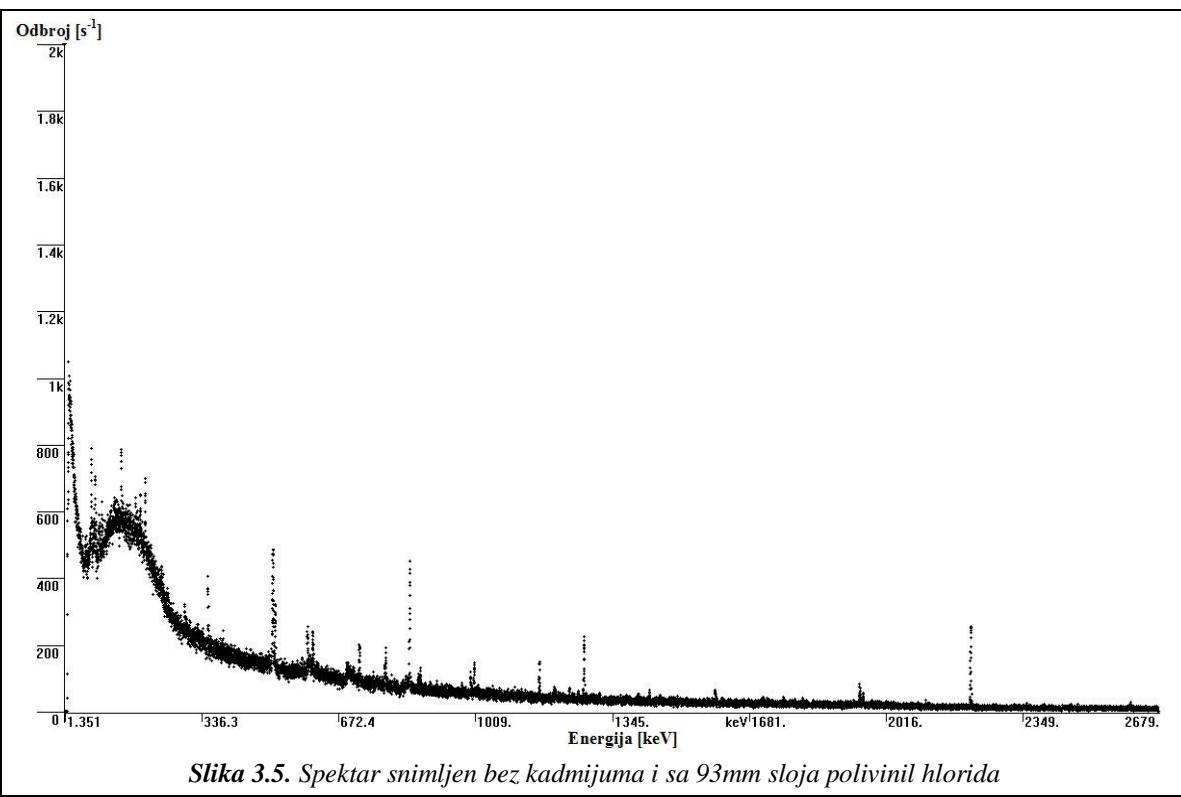
Opisanim detektorskim sistemom je izvršeno snimanje spektra sa kalifornijumskim izvorom smeštenim u Marineli posudu, za različite debljine sloja od ploča polivinil hlorida, sa i bez kadmijuma postavljenog oko germanijumskog detektor-a. Kompletni spektri snimljeni za slučaj kada se oko detektor-a ne nalazi kadmijum, bez sloja PVC ploča i sa 26mm, odnosno 93mm sloja od ploča polivinil hlorida su redom dati na *Slikama 3.3., 3.4. i 3.5.*

Na *Slikama 3.6., 3.7. i 3.8.* su redom dati kompletni spektri snimljeni kada se oko kristala germanijumskog detektor-a nalazio sloj od 1mm kadmijuma, u slučaju kada između detektor-a i Marineli posude sa Cf izvorom nije bilo ploča polivinil hlorida i sa slojem ploča debljine od 26mm i 93mm.

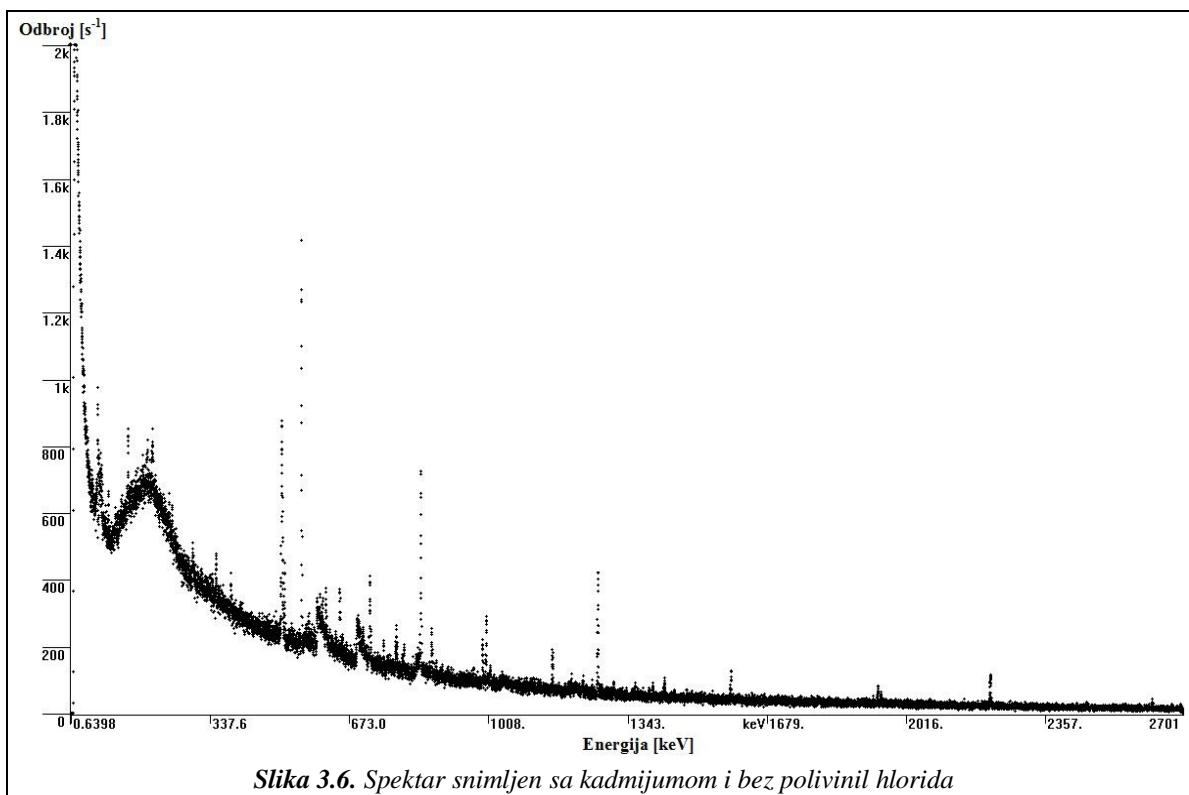




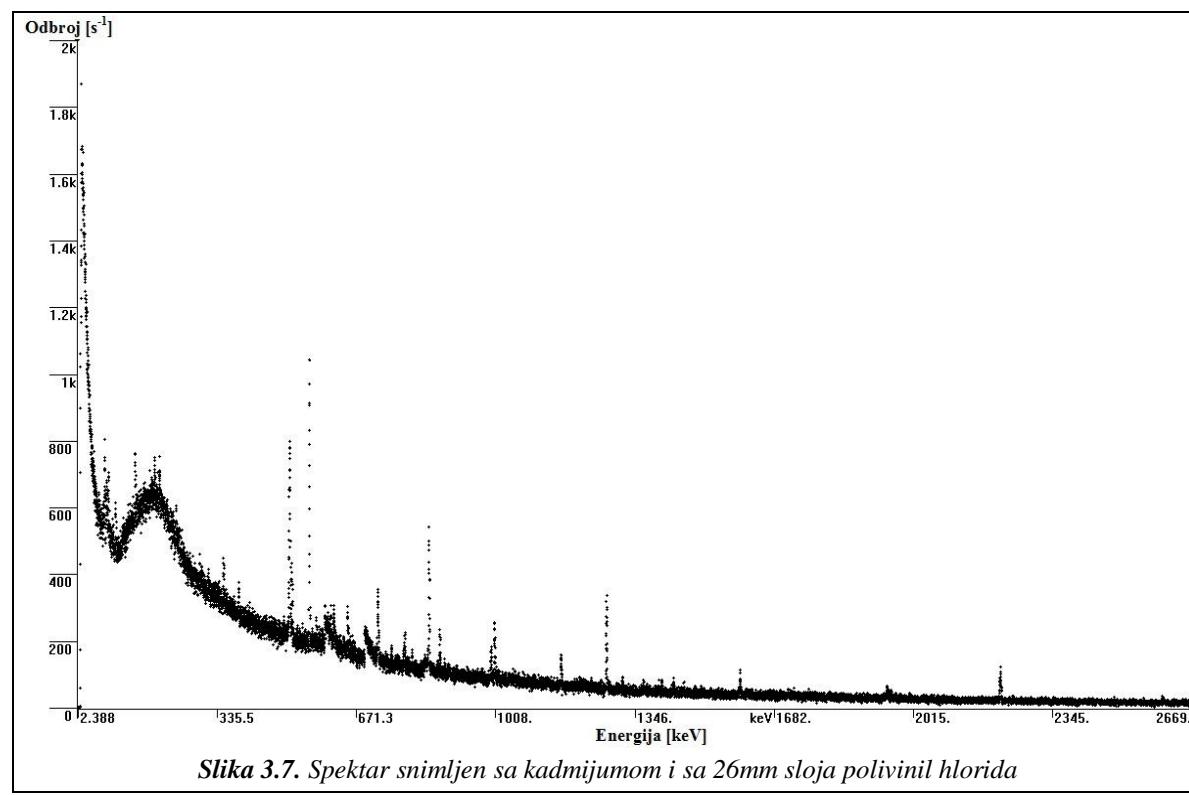
Slika 3.4. Spektar snimljen bez kadmijuma i sa 26mm sloja polivinil hlorida



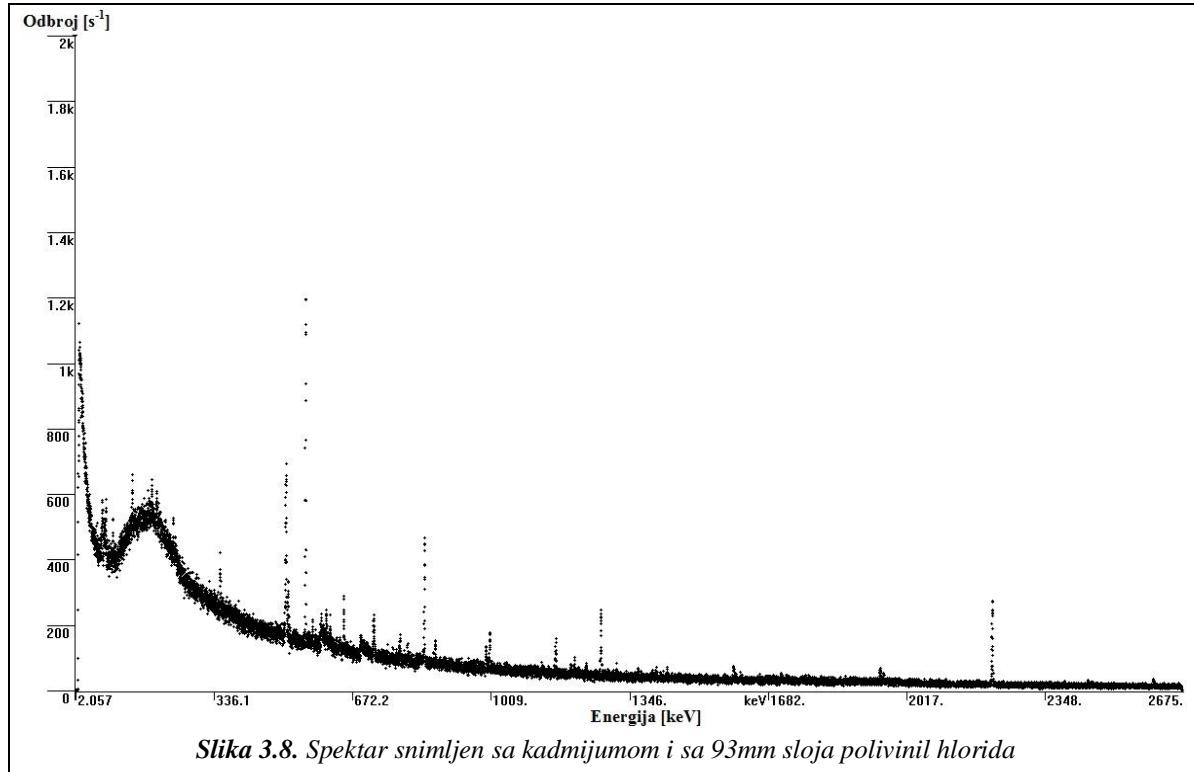
Slika 3.5. Spektar snimljen bez kadmijuma i sa 93mm sloja polivinil hlorida



Slika 3.6. Spektar snimljen sa kadmijumom i bez polivinil hlorida



Slika 3.7. Spektar snimljen sa kadmijumom i sa 26mm sloja polivinil hlorida



U Tabeli 3.1. su dati podaci o vremenima snimanja spektara. Prvih sedam spektara je snimljeno bez kadmijuma, a poslednjih sedam sa slojem kadmijuma debljine 1mm oko kristala germanijumskog detektora.

	debljina PVC sloja [mm]	vreme snimanja spektra [s]
bez kadmijuma	0	151 474
	7	157 606
	14	161 074
	26	158 732
	45	141 269
	68	161 393
	93	145 879
	0	170 070
sa kadmijumom	7	159 178
	14	163 418
	26	167 073
	45	177 809
	68	152 058
	93	157 872

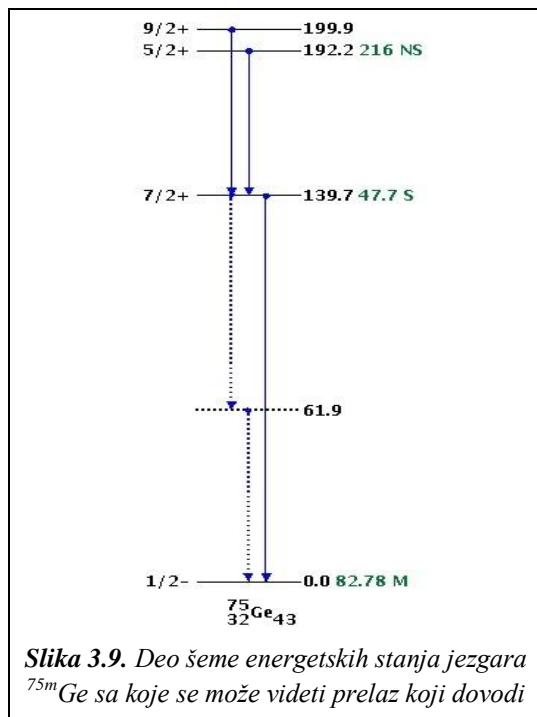
Tabela 3.1. podaci o vremenima snimanja spektara

U spektrima su posmatrane gama linije na energijama od 139.7keV, 198.3keV, 595.8keV, 691.3keV i 2223keV. Gama linije sa energijama od 139.9keV i 198.3keV nastaju raspadima izomernih stanja germanijuma koja se formiraju zahvatom termalnih neutrona. Energetski asimetrične gama linije na energijama od 595.8keV i 691.3keV nastaju neelastičnim rasejanjem brzih neutrona na jezgrima germanijuma u kristalu detektora. Ove karakteristične gama linije zapravo, nastaju usled sumiranja deponovane energije gama fotona u aktivnoj zapremini detektora, nakon deekscitacije jezgara germanijuma i uzmaka jezgra posle neelastičnog rasejanja neutrona. Kao posledica zahvata termalnih neutrona na jezgrima vodonika iz parafina i polivinil hlorida nastaje gama linija sa energijom od 2223 keV. Ovo je zapravo energija veze jezgra deuterijuma, odnosno energija koja se oslobođi zahvatom neutrona na jezgru vodonika prilikom čega se formira deuterон. U Tabeli 3.2. su date energije ovih gama linija i reakcije koje dovode do njihove emisije.

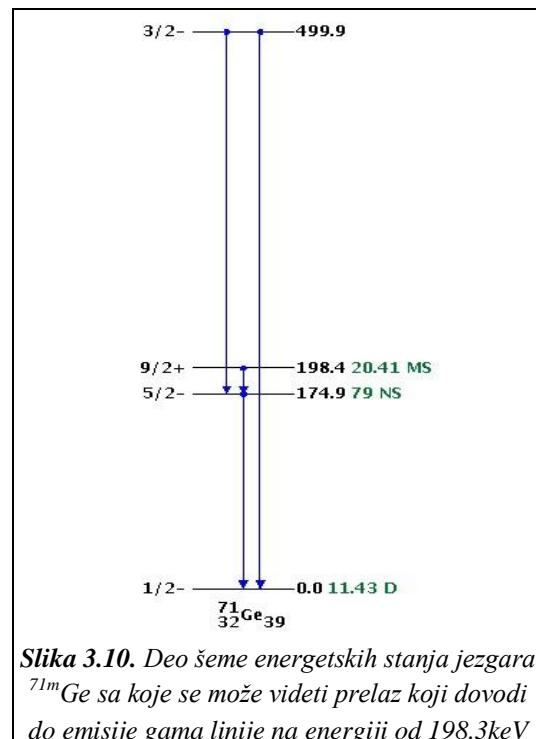
energija [keV]	reakcija
139.7	$^{74}\text{Ge}(n,\gamma)^{75m}\text{Ge}$
198.3	$^{70}\text{Ge}(n,\gamma)^{71m}\text{Ge}$
595.8	$^{74}\text{Ge}(n,n')^{74}\text{Ge}$
691.3	$^{72}\text{Ge}(n,n')^{72}\text{Ge}$
2223	$^1\text{H}(n,\gamma)^2\text{H}$

Tabela 3.2. Energije posmatranih gama linija i reakcije koje dovode do njihove emisije

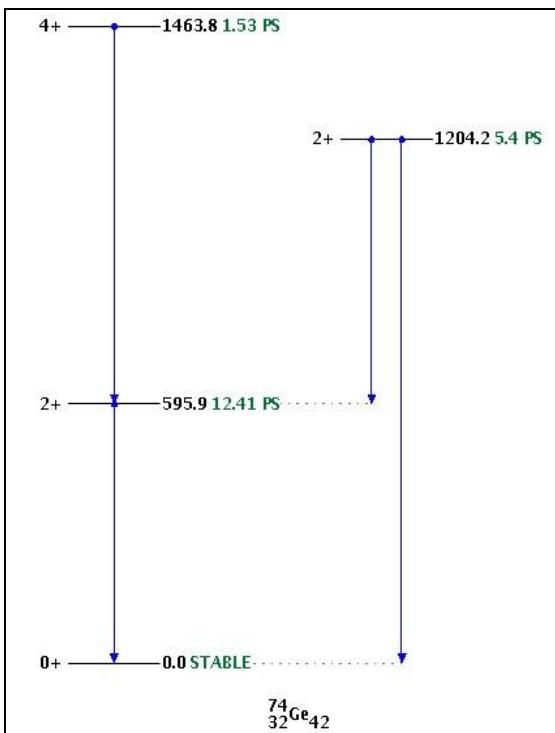
Na Slikama od 3.9. do 3.13. su dati delovi šema energetskih stanja jezgara sa kojih se mogu videti prelazi koji dovode do emisije gama linija iz Tabele 3.2. Na slikama su naznačene vrednostima spinova, parnosti i vremena života odgovarajućih stanja.



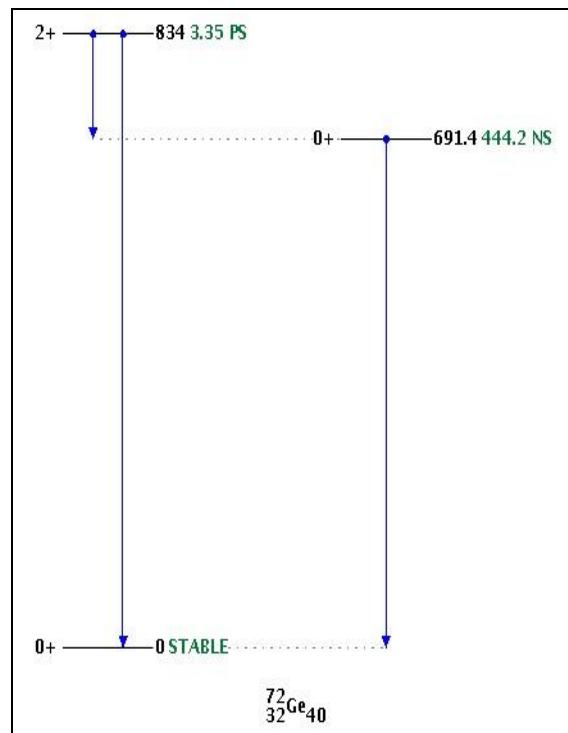
Slika 3.9. Deo šeme energetskih stanja jezgara ^{75m}Ge sa koje se može videti prelaz koji dovodi do emisije gama linije na energiji od 139.7keV



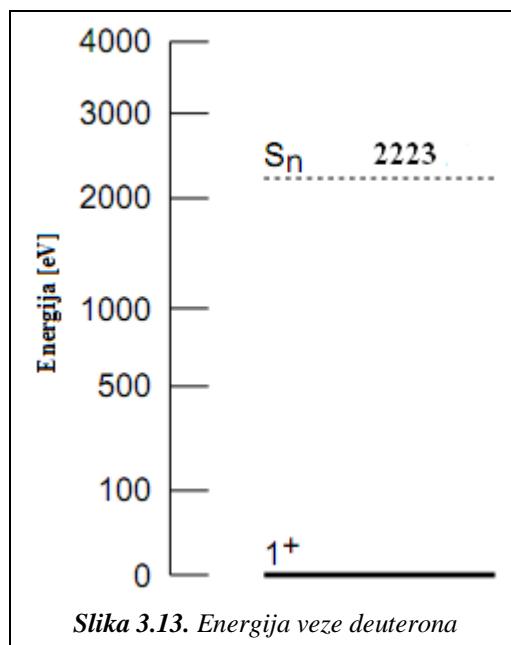
Slika 3.10. Deo šeme energetskih stanja jezgara ^{71m}Ge sa koje se može videti prelaz koji dovodi do emisije gama linije na energiji od 198.3keV



Slika 3.11. Deo šeme energetskih stanja jezgara ${}^{74}\text{Ge}$ sa koje se može videti prelaz koji dovodi do emisije gama linije na energiji od 595.8keV

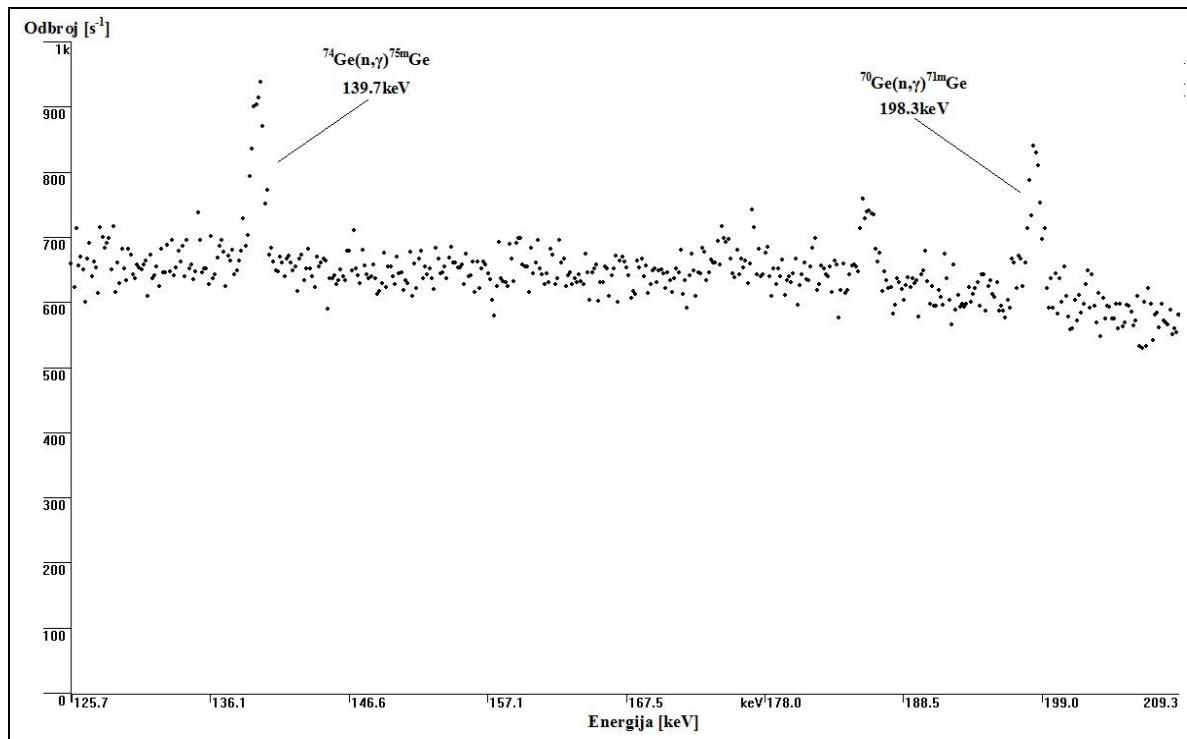


Slika 3.12. Deo šeme energetskih stanja jezgara ${}^{72}\text{Ge}$ sa koje se može videti prelaz koji dovodi do emisije gama linije na energiji od 691.4keV

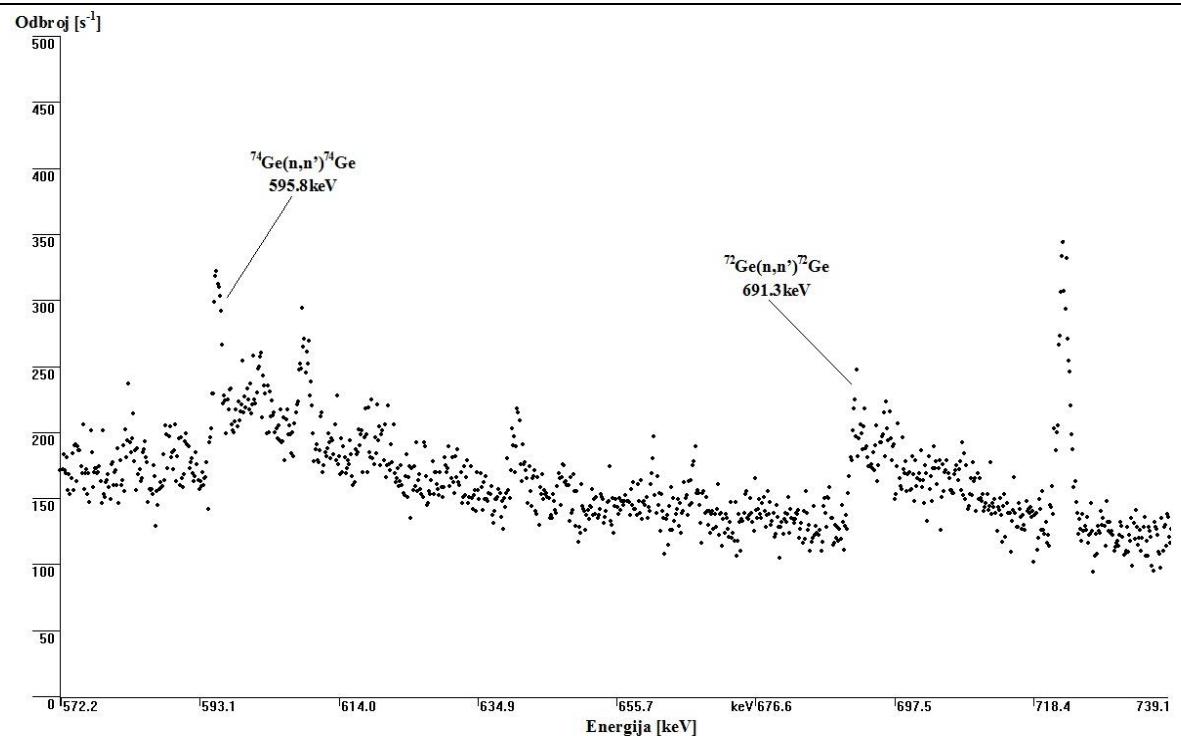


Slika 3.13. Energija veze deuterona

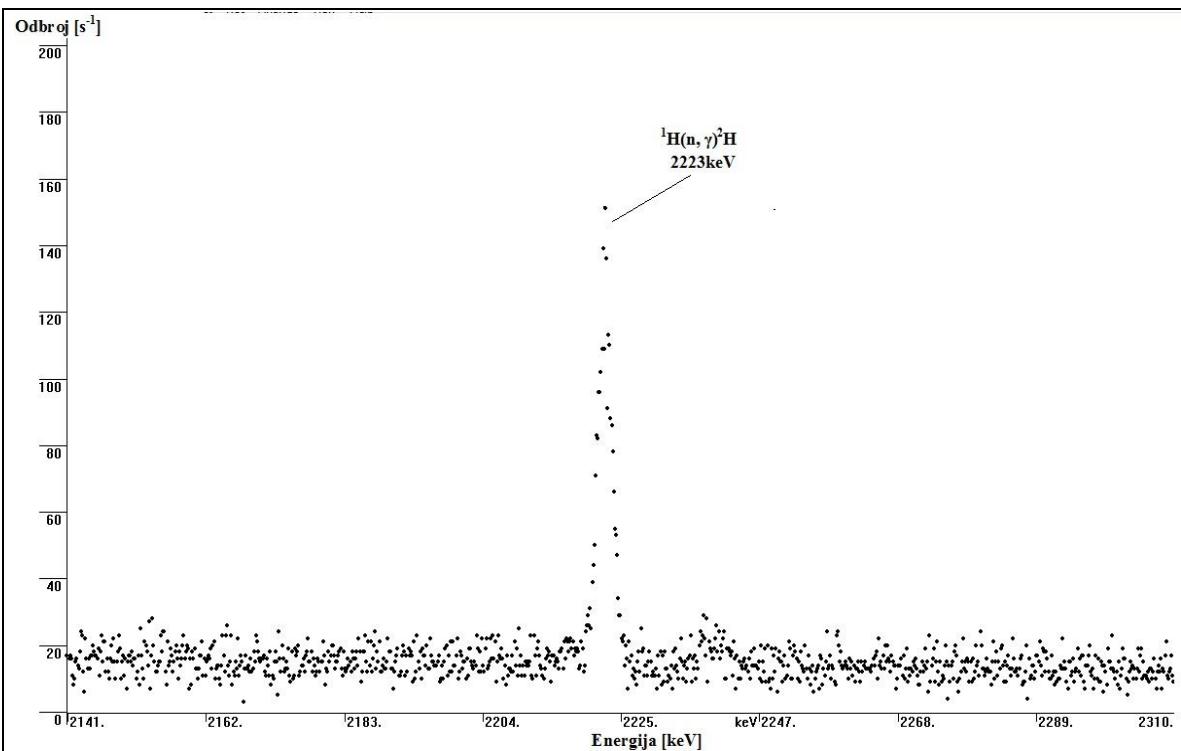
Na Slikama 3.14., 3.15. i 3.16. su dati delovi spektra germanijumskog detektora, sa obeleženim posmatranim gama linijama, snimljenim sa 26mm sloja polivinil hlorida i bez kadmijuma oko kristala germanijumskog detektora, a na Slikama 3.17., 3.18. i 3.19. delovi spektra sa istim linijama i za istu debljinu sloja polivinil hlorida, ali sa kadmijumom oko kristala germanijumskog detektora.



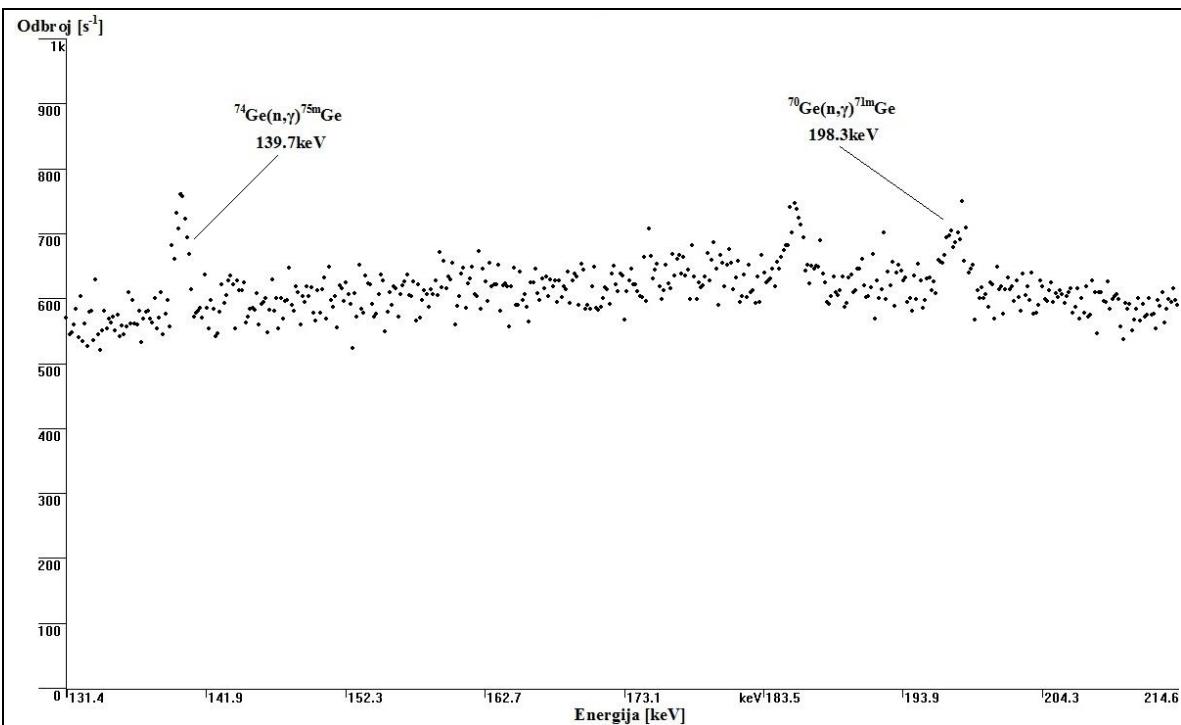
Slika 3.14. Deo spektra germanijumskog detektora sa gama linijama na energijama od 139.7keV i 198.3keV snimljen sa 26mm sloja polivinil hlorida i bez kadmijuma oko kristala germanijumskog detektora



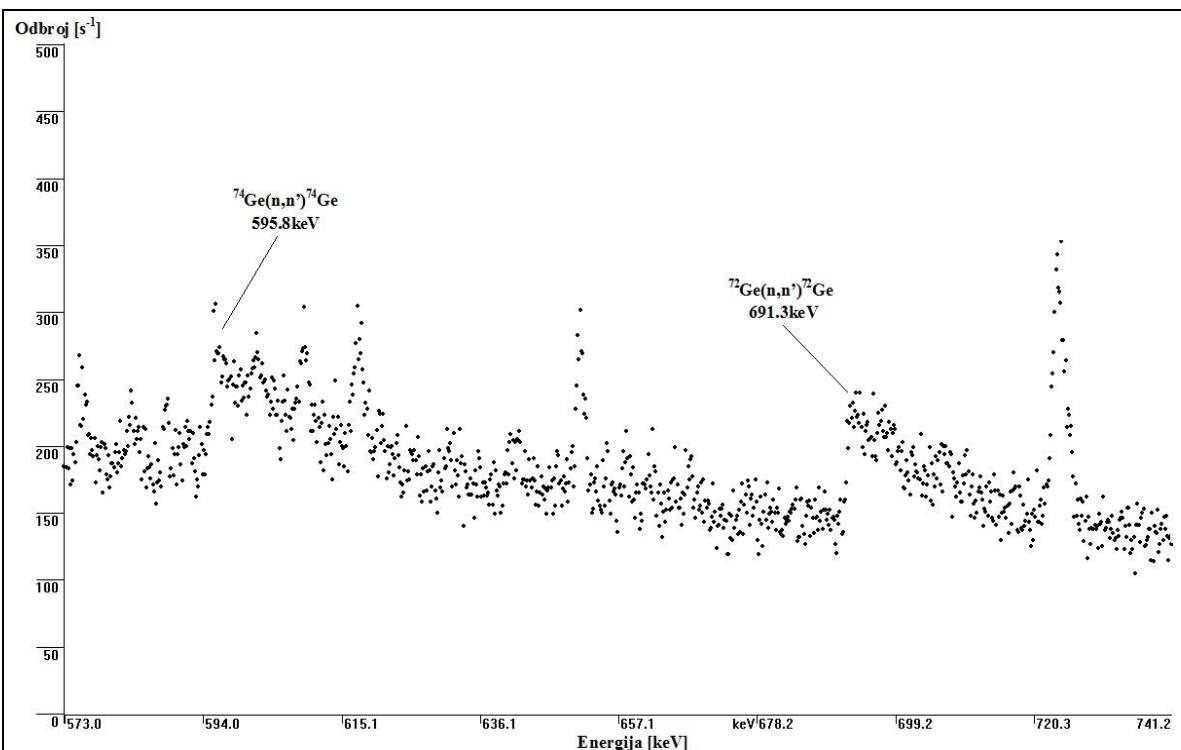
Slika 3.15. Deo spektra germanijumskog detektora sa gama linijama na energijama od 595.8keV i 691.3keV snimljen sa 26mm sloja polivinil hlorida i bez kadmijuma oko kristala germanijumskog detektora



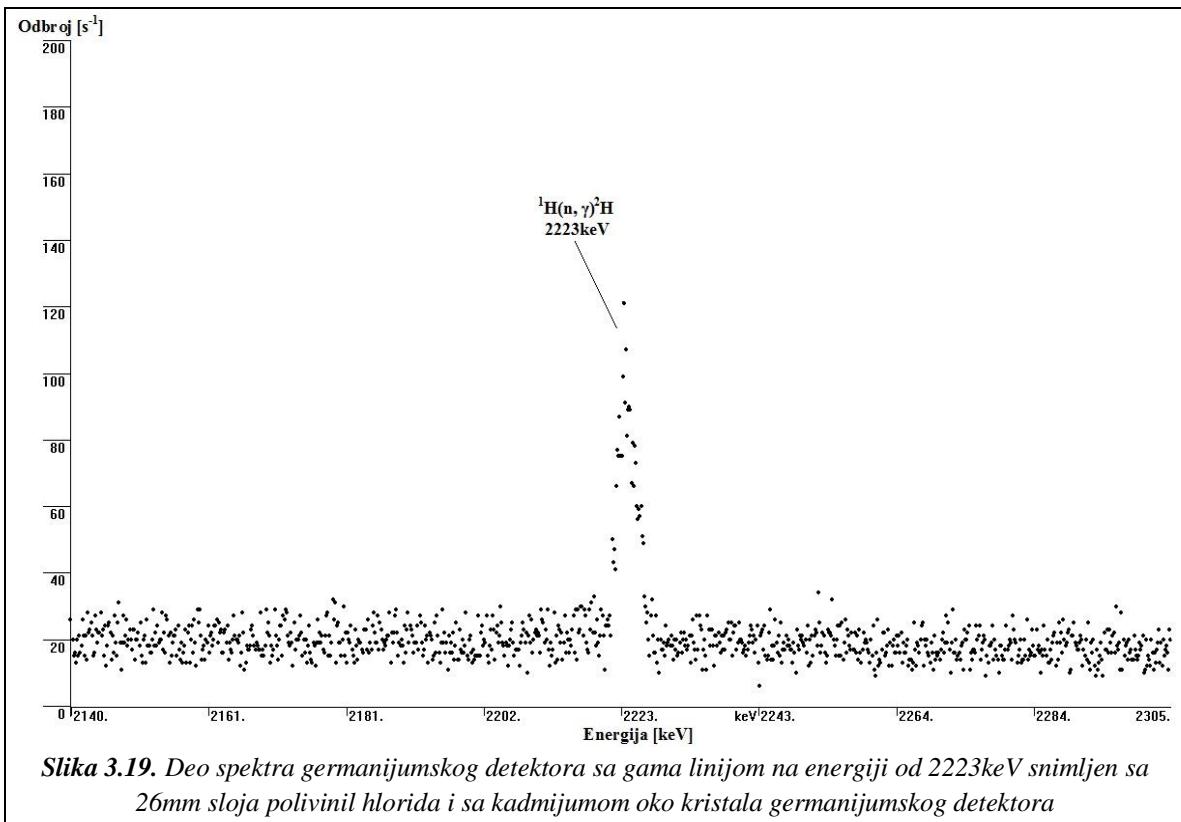
Slika 3.16. Deo spektra germanijumskog detektora sa gama linjom na energiji od 2223keV snimljen sa 26mm sloja polivinil hlorida i bez kadmijuma oko kristala germanijumskog detektora



Slika 3.17. Deo spektra germanijumskog detektora sa gama linijama na energijama 139.7keV i 198.3keV snimljen sa 26mm sloja polivinil hlorida i sa kadmijumom oko kristala germanijumskog detektora



Slika 3.18. Deo spektra germanijumskog detektora sa gama linijama na energijama od 595.8keV i 691.3keV snimljen sa 26mm sloja polivinil hlorida i sa kadmijumom oko kristala germanijumskog detektora



U Tabelama od 3.3. do 3.7. su redom date vrednosti izmerenih intenziteta gama linija na energijama od 139.7keV, 198.3keV, 595.8keV, 691.3keV i 2223keV u zavisnosti od debljine polivinil hlorida postavljenog u detektorski sistem u slučaju kada je oko germanijumskog kristala bio postavljen sloj kadmijuma i u slučaju kada je kadmijum bio uklonjen.

debljina PVC sloja [mm]	bez kadmijuma		sa kadmijumom	
	intenzitet [s ⁻¹]	apsolutna greška	intenzitet [s ⁻¹]	apsolutna greška
0	2078	335	1409	302
7	2110	372	1276	329
14	1924	327	1225	355
26	1912	336	1033	327
45	1849	307	1124	270
68	2115	331	832	239
93	1725	303	624	245

Tabela 3.3. Izmereni intenziteti gama linije na energiji od 139.7keV u zavisnosti od debljine polivinil hlorida u detektorskom sistemu u slučaju kada je oko germanijumskog kristala bio postavljen sloj kadmijuma i u slučaju kada je kadmijum bio uklonjen

debljina PVC sloja [mm]	bez kadmijuma		sa kadmijumom	
	intenzitet [s ⁻¹]	apsolutna greška	intenzitet [s ⁻¹]	apsolutna greška
0	2398	335	1259	376
7	2202	373	893	327
14	1886	352	995	386
26	1432	316	942	370
45	1175	333	860	318
68	1232	259	699	280
93	988	257	524	238

Tabela 3.4. Izmereni intenziteti gama linije na energiji od 198.3keV u zavisnosti od debljine polivinil hlorida u detektorskom sistemu u slučaju kada je oko germanijumskog kristala bio postavljen sloj kadmijuma i u slučaju kada je kadmijum bio uklonjen

debljina PVC sloja [mm]	bez kadmijuma		sa kadmijumom	
	intenzitet [s ⁻¹]	apsolutna greška	intenzitet [s ⁻¹]	apsolutna greška
0	10620	585	10339	519
7	9181	538	8320	485
14	7240	484	6729	522
26	6651	481	5982	603
45	4933	464	4665	412
68	3851	560	3096	427
93	3559	355	3228	356

Tabela 3.5. Izmereni intenziteti gama linije na energiji od 595.8keV u zavisnosti od debljine polivinil hlorida u detektorskom sistemu u slučaju kada je oko germanijumskog kristala bio postavljen sloj kadmijuma i u slučaju kada je kadmijum bio uklonjen

debljina PVC sloja [mm]	bez kadmijuma		sa kadmijumom	
	intenzitet [s ⁻¹]	apsolutna greška	intenzitet [s ⁻¹]	apsolutna greška
0	8101	475	8035	498
7	7022	457	6904	461
14	5904	453	6465	476
26	5742	426	5840	446
45	4396	370	4288	434
68	3855	394	3201	378
93	3796	331	3922	330

Tabela 3.6. Izmereni intenziteti gama linije na energiji od 691.3keV u zavisnosti od debljine polivinil hlorida u detektorskom sistemu u slučaju kada je oko germanijumskog kristala bio postavljen sloj kadmijuma i u slučaju kada je kadmijum bio uklonjen

debljina PVC sloja [mm]	bez kadmijuma		sa kadmijumom	
	intenzitet [s ⁻¹]	apsolutna greška	intenzitet [s ⁻¹]	apsolutna greška
0	1280	101	1295	110
7	1334	103	1328	101
14	1488	105	1576	109
26	1826	112	1535	117
45	1791	107	2118	119
68	2583	121	2308	117
93	3372	131	3384	137

Tabela 3.7. Izmereni intenziteti gama linije na energiji od 2223keV u zavisnosti od debljine polivinil hlorida u detektorskom sistemu u slučaju kada je oko germanijumskog kristala bio postavljen sloj kadmijuma i u slučaju kada je kadmijum bio uklonjen

Iz Tabele 3.3. i 3.4. se jasno vidi da intenziteti gama linija na energijama od 139.7keV i 198.3keV opadaju u slučaju kada je oko kristala germanijumskog detektora bio postavljen sloj kadmijuma. Može se videti da je za obe gama linije meren pad intenziteta za faktor ~3 u slučaju kada je u detektorski sistem bila postavljena maksimalna debljina polivinil hlorida pri kojoj su vršena merenja (93mm) u odnosu na slučaj kada ga nije bilo. Kada je kadmijum bio uklonjen iz detektorskog sistema, intenzitet gama linije na energiji od 139.7keV se nije menjao sa promenom debljine polivinil hlorida, a intenzitet gama linije na energiji od 198.3keV je pokazao pad za faktor nešto malo manji od 3 za maksimalnu debljinu polivinil hlorida u odnosu na meren intenzitet kada je polivinil hlorid bio uklonjen.

Na intenzitete gama linija na energijama od 595.8keV, 691.3keV i 2223keV nije uticalo postavljanje kadmijuma oko germanijumskog kristala. Iz Tabele 3.5. i 3.6. se može primetiti pad intenziteta za gama linije na energijama od 595.8keV, 691.3keV sa povećanjem debljine polivinil hlorida. Ako se uporede intenziteti ovih gama linija kada u detektorskom sistemu nije bilo polivinil hlorida i kada je bio postavljen sloj debljine 93mm, uočava se takođe, pad intenziteta za faktor ~3. Dakle, merena je slična promena intenziteta sa povećanjem sloja polivinil hlorida kao kod linija na energijama od 139.7keV i 198.3keV snimljenim u slučaju kada je oko detektora bio postavljen sloj kadmijuma.

Tabela 3.7. pokazuje promenu merenog intenziteta gama linije na energiji od 2223keV. Iz ove tabele se može primetiti da je intenzitet gama linije indukovane zahvatom termalnih neutrona na jezgrima vodonika linearno rastao sa povećanjem debljine sloja polivinil hlorida postavljenog između kristala germanijumskog detektora i marineli posude sa kalifornijumskim izvorom.

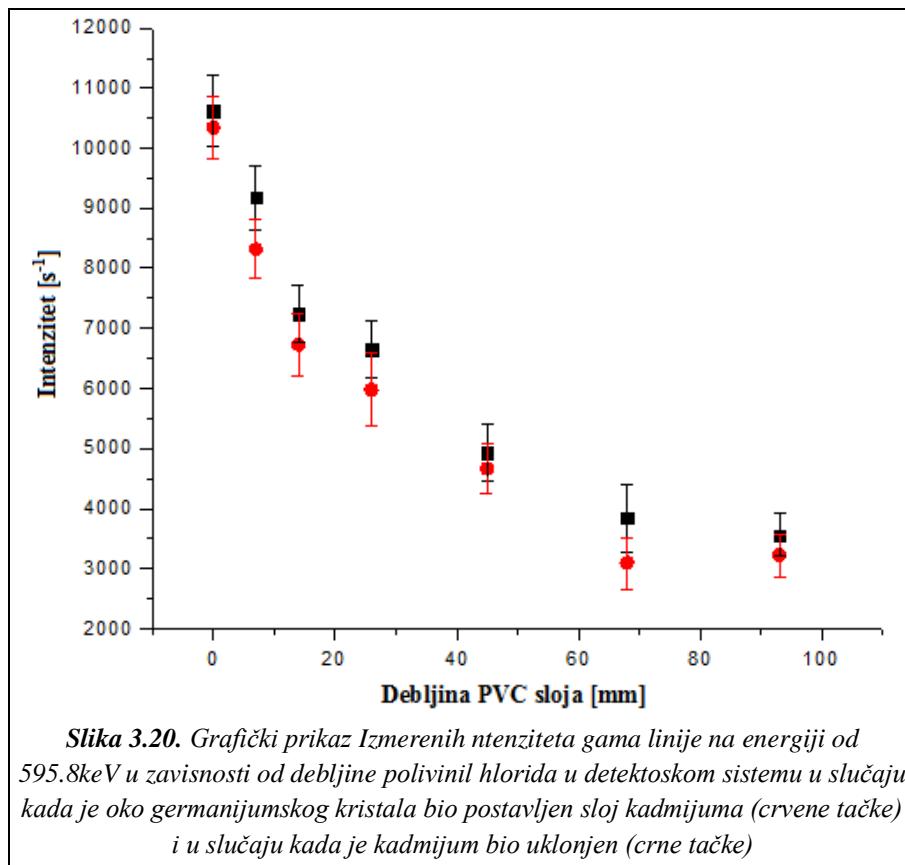
3.5. Analiza rezultata merenja

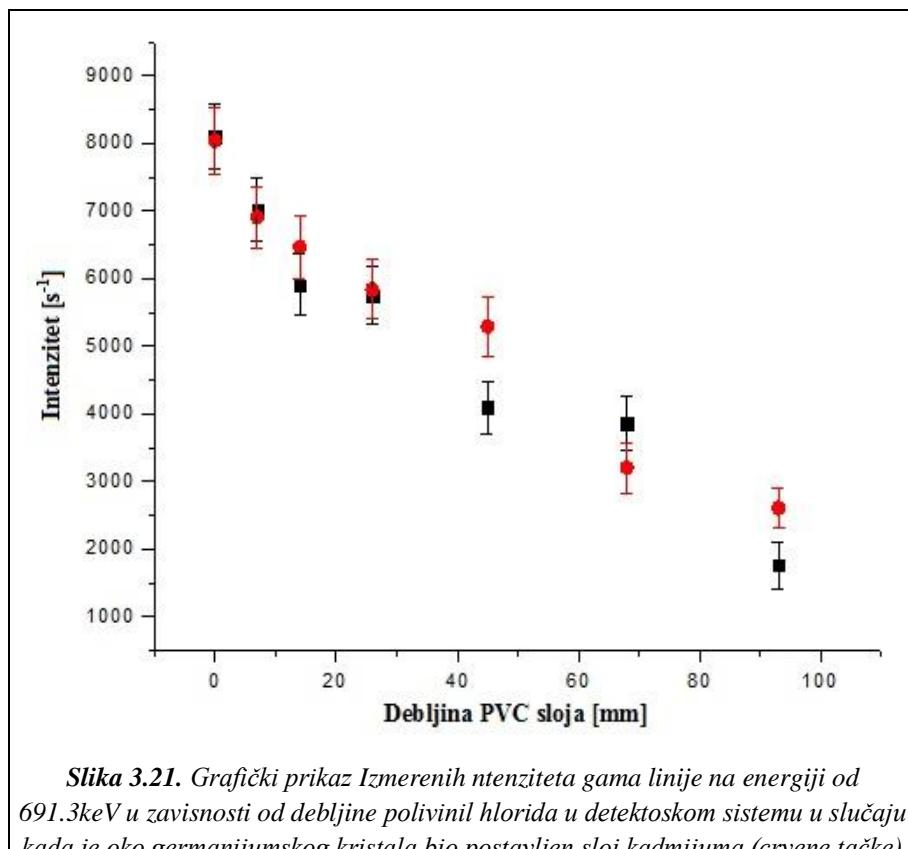
Spektri koji su snimljeni opisanim detektorskom sistemu beleženi su višekanalnim analizatorom proizvođača „Camberra“ u 16000 kanala, a intenziteti gama linija u spektrima su određeni pomoću softvera za obradu spektara „Aptec“. U spektrima je analizirana promena intenziteta gama linija na energijama od 139.7keV, 198.3keV, 595.8keV, 691.3keV i 2223keV u zavisnosti od debljine sloja polivinil hlorida postavljenog u detektorski sistem.

Kao što je ranije rečeno, sve posmatrane gama linije se indukuju u interakcijama neutrona sa jezgrima materijala u detektorskom sistemu, ali kako se razlikuju energije neutrona i materijali u detektorskom sistemu sa čijim jezgrima neutroni interaguju, razlikuju se i tipovi interakcije koji dovode do emisije ovih gama linija, što ima za posledicu različito ponašanje merenih intenziteta u zavisnosti od postavljene debljine polivinil hlorida u detektoru. U narednim potpoglavlјima je data analiza merene promene intenziteta gama linija na energijama od 139.7keV, 198.3keV, 595.8keV, 691.3keV i 2223keV u zavisnosti debljine polivinil hlorida i to u slučaju kada je oko germanijumskog kristala bio postavljen sloj kadmijuma debljine 1mm i kada je bio uklonjen.

3.5.1. Analiza merene zavisnosti intenziteta gama linija na energijama od 595.8keV i 691.3keV od debljine polivinil hlorida u detektorskom sistemu

Na Slikama 3.20. i 3.21. su dati grafički prikazi izmerenih intenziteta gama linija na energijama od 595.8keV i 691.3keV u zavisnosti od debljine polivinil hlorida postavljenog u detektorski sistem u slučaju kada je oko germanijumskog kristala bio postavljen sloj kadmijuma (crne tačke) i u slučaju kada je kadmijum bio uklonjen (crvene tačke).



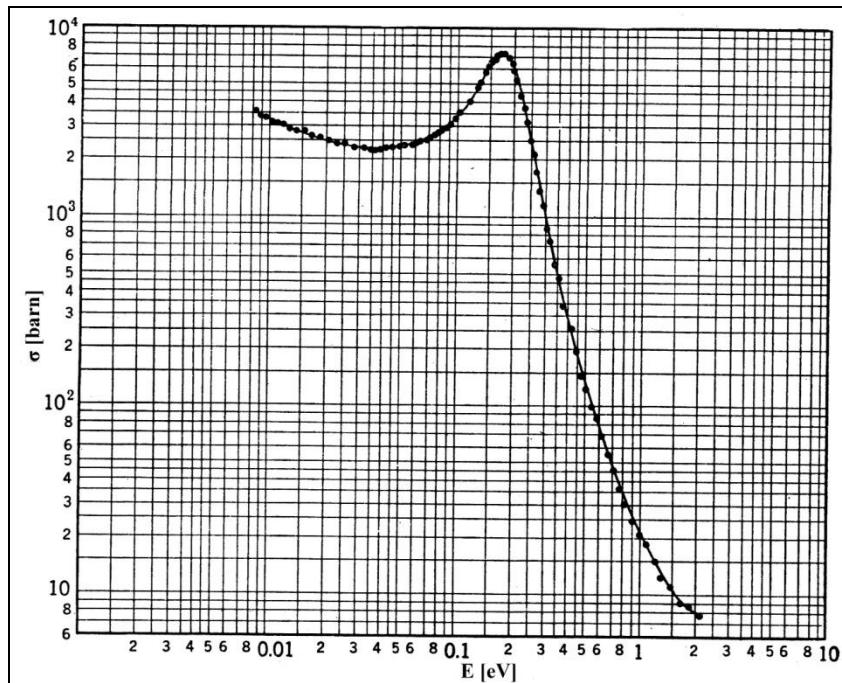


Slika 3.21. Grafički prikaz Izmerenih intenziteta gama linije na energiji od 691.3keV u zavisnosti od debljine polivinil hlorida u detektorskom sistemu u slučaju kada je oko germanijumskog kristala bio postavljen sloj kadmijuma (crvene tačke) i u slučaju kada je kadmijum bio uklonjen (crne tačke)

Sa grafika na Slikama 3.20. i 3.21. se može videti da izmereni intenziteti gama linija na energijama od 595.8keV i 691.3keV ne zavise od toga da li je oko germanijumskog detektora postavljen sloj kadmijuma ili ne. Kako je već rečeno, ove gama linije nastaju deekscitacijom jezgara germanijuma koja su pobuđena u procesu neelastičnog sudara sa brzim neutronima. Korišćenjem Formule 26. se može izračunati da je minimalna energija koju neutroni moraju posedovati da bi jezgra germanijuma ^{74}Ge u elastičnom sudaru pobudila na emisiju gama ftona energije od 595.8keV približno 0.6MeV, dok je minimalna energija neutrona potrebna za pobudu jezgra ^{72}Ge na emisiju gama fotona energije od 691.3keV približno 0.7MeV. Na Slici 3.25. je dat efikasni presek za zahvat neutrona na jezgrima kadmijuma. Sa slike se vidi nagli pad efikasnog preseka za zahvat neutrona sa energijama većim od 0.2eV. Iz ovoga se može zaključiti da postavljanje kadmijuma oko germanijumskog kristala neće imati uticaja na fluks neutrona koji indukuju ove gama linije pa samim tim neće doći ni do promene njihovih intenziteta.

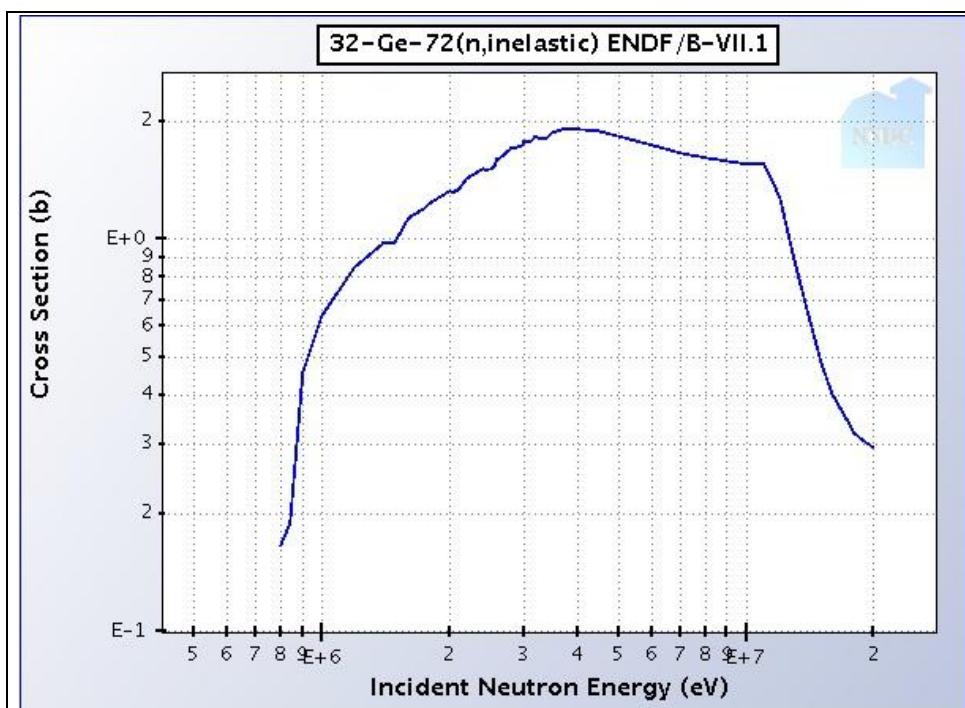
Sa prethodnih grafika se primećuje i pad merenog intenziteta gama linija na energijama od 595.8keV i 691.3keV sa povećanjem debljine polivinil hlorida postavljenim u detektorski sistem. Meren je pad intenziteta za faktor ~ 3 u slučaju kada je u detektorski sistem postavljena maksimalna debljina polivinil hlorida (93mm) u odnosu na slučaj kada je bio uklonjen. Ovo se može objasniti činjenicom da prolaskom brzih neutrona emitovanih iz kalifornijumskog izvora kroz polivinil hlorid usled višestrukih elastičnih sudara dolazi do

njihove termalizacije i smanjenja fluksa neutrona koji mogu pobuditi jezgra germanijuma na emisiju gama fotona ovih energija. Spektar neutrona koje emituje kalifornijumski izvor ^{252}Cf u procesu spontane fisije je Maksvelova funkcija i dat je na *Slici 3.3.* Sa slike se može videti da je najveći broj emitovanih neutrona na energiji oko $\sim 1\text{MeV}$. Zbog termalizacije ovih neutrona prilikom prolaska kroz sloj polivinil hlorida maksimum Maksvelove raspodele fisionih neutrona se pomera ka nižim energijama. Takođe, treba voditi računa o još jednom efektu. Naime, kako efikasni presek za zahvat neutrona raste sa smanjenjem energije, usporavanjem neutrona se povećava verovatnoća da oni budu zahvaćeni. To znači da će neutroni kojima se energija putem velikog broja sudara smanjuje do termalnih biti zahvaćeni.

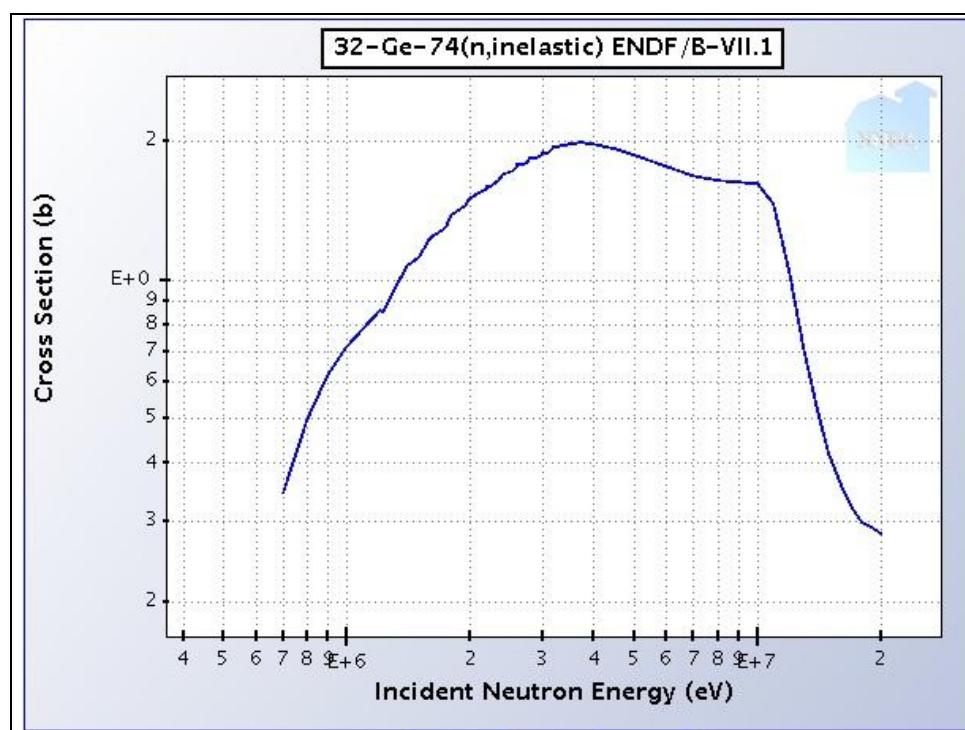


Slika 3.22. Efikasni presek za zahvat neutrona na jezgrima kadmijuma – slika preuzeta iz [36]

Mereni intenziteti gama linija na energijama od 595.8keV i 691.3keV su proporcionalni proizvodu fluksa brzih neutrona Φ i efikasnog preseka σ za neelestično rasejanje brzih neutrona na jezgrima germanijuma, odnosno $I \sim \Phi \cdot \sigma$. Sa *Slika 3.23. i 3.24.* se može videti da se efikasni preseci za neelastično rasejanje neutrona na jezgrima ^{72}Ge i ^{74}Ge ne menjaju značajno u energetskom opsegu od interesa. Naime, sa *Slike 3.3.* se može videti da se energija neutrona emitovanih u procesu fisije kalifornijuma kreće do desetak MeV-a. Sa *Slika 3.23. i 3.24.* se može videti da se efikasni presek za neelastično rasejanje neutrona na posmatrana dva jezgra germanijuma u energetskom intervalu od 1 MeV do 10 MeV menja za faktor koji je manji od 3. To znači da se grubo može smatrati da će intenzitet gama linija u dobroj meri zavisiti samo od broja brzih neutrona.

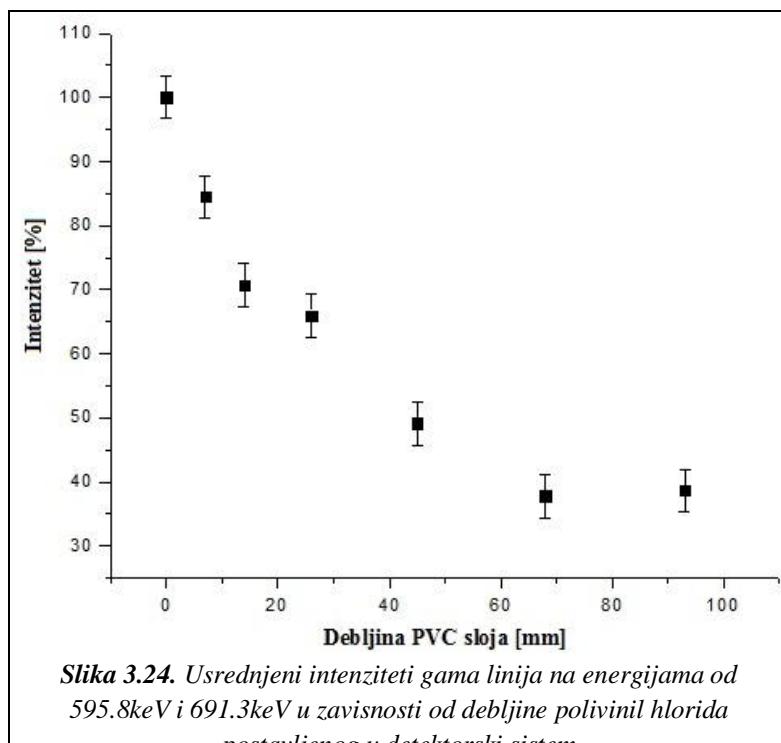


Slika 3.23. Efikasni presek za neelastično rasejanje neutrona na jezgrima ^{72}Ge – slika preuzeta iz [37]



Slika 3.24. Efikasni presek za neelastično rasejanje neutrona na jezgrima ^{72}Ge – slika preuzeta iz [38]

Da bi se dobila procena u kolikoj meri se smanjuje intenzitet gama linija karakterističnih za neelastično raejanje sa povećanjem debljine polivinil hlorida, izmerene vrednosti intenziteta linija na energijama od 595.8keV i 692.3keV su normirane a zatim je izvršeno usrednjavanje dobijenih normiranih vrednosti. Dakle, usrednjene su četiri normirane vrednosti intenziteta pomenutih gama linija: za obe energije, kao i za oba slučaja: kada su spektri snimljeni sa i bez sloja kadmijuma oko detektora. Na *Slici 3.25.* su dati usrednjeni intenziteti gama linija na energijama od 595.8keV i 691.3keV u zavisnosti od debljine sloja polivinil hlorida postavljenog u detektorski sistem.

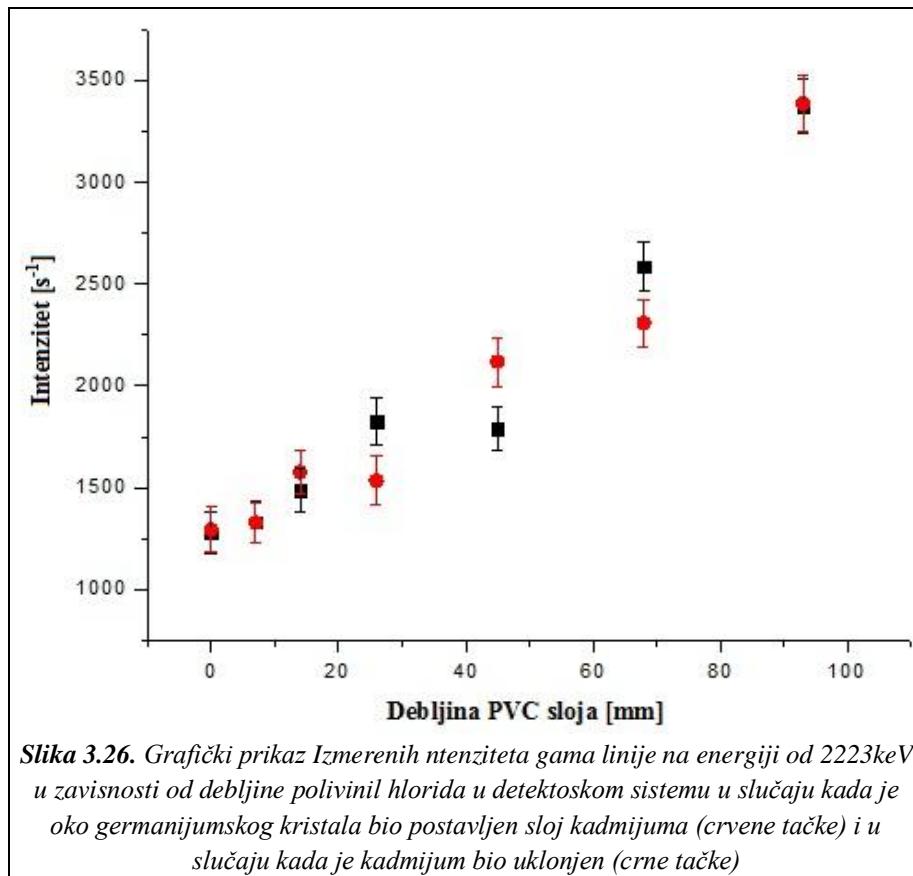


Na *Slici 3.22.* je dat efikasni presek za zahvat neutrona na jezgrima kadmijuma. Može se videti da je efikasni presek za zahvat termalnih neutrona izuzetno visok, i da raste do energija od $\sim 0.2\text{eV}$, a zatim naglo opada. Usled ovoga, kadmijum postavljen oko detektora neće imati uticaja na gama linije koje nastaju u interakciji brzih neutrona sa jezgrima germanijuma pa se iz tog razloga može smatrati da se merene vrednosti intenziteta gama linija na energijama od 595.8keV i 692.3keV mogu usrednjavati u slučaju kada je oko detektora bio postavljen sloj kadmijuma i kada je bio uklonjen.

Kako se intenzitet gama linija na energijama od 595.8keV i 691.3keV prema grafiku sa *Slike 3.24.* smanji oko tri puta za maksimalnu postavljenu debljinu polivinil hlorida u odnosu na merene intenzitete istih gama linija kada ga u detektorskem sistemu nije bilo, može se zaključiti da u ovom slučaju fluks brzih neutrona, koji mogu pobuditi jezgra germanijuma na emisiju gama zračenja ovih energija prilikom prolaska kroz polivinil hlorid, opadne tri puta.

3.5.2. Analiza merene zavisnosti intenziteta gama linije na energiji od 2223keV od debljine polivinil hlorida u detektorskom sistemu

Grafički prikaz izmerenih intenziteta gama linije na energiji od 2223keV u zavisnosti od debljine polivinil hlorida postavljenog u detektoski sistem u slučaju kada je oko germanijumskog kristala bio postavljen sloj kadmijuma i u slučaju kada je kadmijum bio uklonjen je dat na *Slici 3.26*.



Sa *Slike 3.26.* se jasno može videti da intenzitet ove gama linije ne zavisi od toga da li je oko germanijumskog kristala postavljen sloj kadmijuma ili ne, ali i da intenzitet linearno raste sa povećanjem debljine polivinil hlorida postavljenog u detektorski sistem.

Gama linija na energiji od 2223eV nastaje zahvatom termalnih neutrona na jezgrima vodonika iz parafina⁴ Marineli posude i polivinil hlorida. Brzi neutroni koji se emituju u procesu spontane fisije kalifornijuma prolaskom kroz parafin i polivinil hlorid se u višestrukim elastičnim sudarima termalizuju, a zatim mogu biti zahvaćeni na jezgrima vodonika u ovim materijalima. Prilikom ovoga se formira deuterон uz oslobođanje gama fotona energije 2223eV.

⁴ Hemijska formula parafina je $C_{25}H_{52}$

Kako ova gama linija nastaje u polivinil hloridu, dakle pre nego što termalni neutroni dospeju do kadmijumskog sloja koji bi ih absorbovao, jasno je zašto na njen intenzitet neće imati uticaja postavljanje kadmijuma oko germanijumskog kristala.

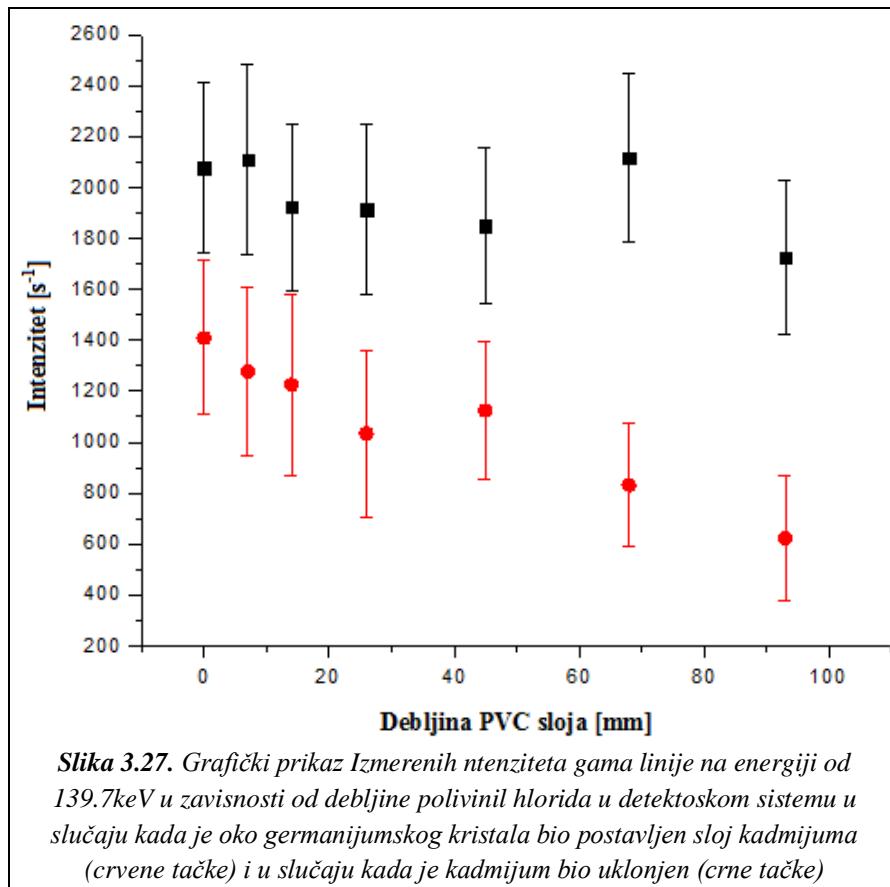
Sa grafika na *Slici 3.25.* se može zapaziti da i u slučaju kada u detektorskom sistemu nije bilo polivinil hlorida, detektuje se izvestan intenzitet za ovu gama liniju ($\sim 1300\text{s}^{-1}$). Ovi gama fotoni su emitovani zahvatom termalnih neutrona na jezgrima vodonika u parafinu.

3.5.3. Analiza merene zavisnosti intenziteta gama linija na energijama od 139.7keV i 198.3keV od debljine polivinil hlorida u detektorskem sistemu

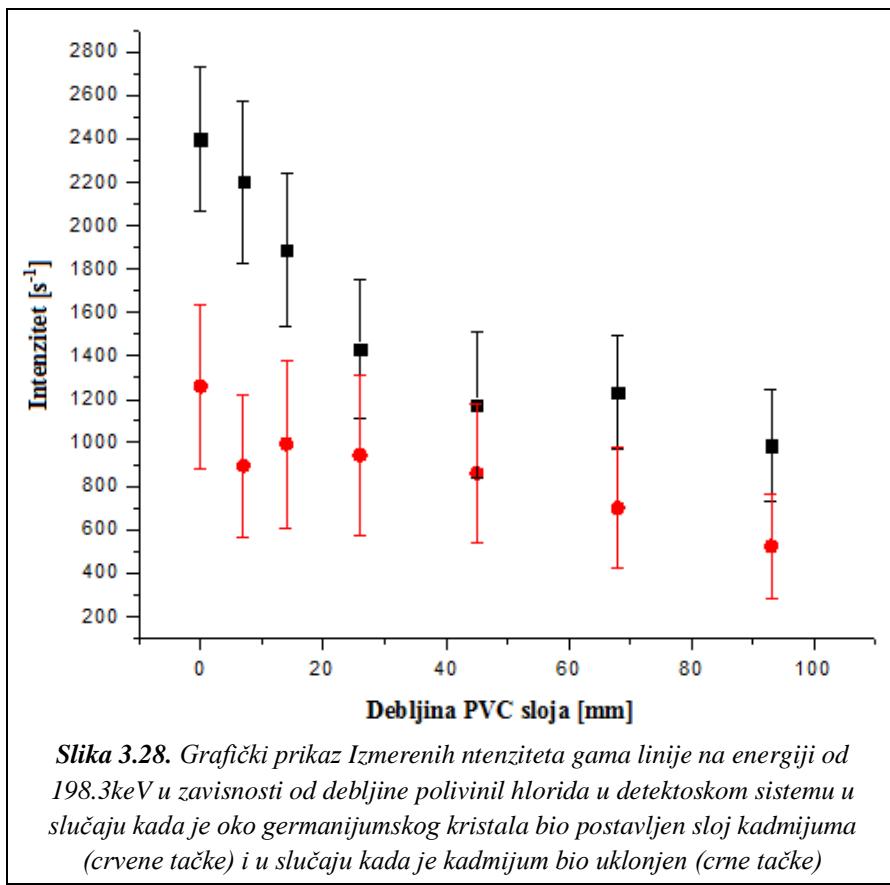
Cilj ovog rada je analiza intenziteta gama linija na energijama od 139.7keV i 198.3keV u zavisnosti od debljine sloja polivinil hlorida i utvrđivanje mehanizama koji dovode do njihovog indukovana. Pored ovih gama linija, u spektrima su analizirani i intenziteti gama linija na energijama od 595.8keV, 691.3keV i 2223keV kao što je to već pokazano, a sve u cilju što boljeg razumevanja mehanizama koji eventualno pored zahvata termalnih neutrona mogu dovesti do indukovana gama linija na energijama od 139.7keV i 198.3keV.

Do indukovana neutrona u detektorskem sistemu prikazanom na šemi sa *Slike 3.2.* može doći u gvozdenoj zaštiti detektora ili prilikom spontane fisije kalifornijuma. Neutroni koji su emitovani u procesu spontane fisije kalifornijumskog izvora se termalizuju prolaskom kroz parafin i polivinil hlorid. Kada dospeju do germanijumskog kristala mogu biti zahvaćeni na jezgrima germanijuma. Gama linije na energijama od 139.7keV i 198.3keV nastaju posle zahvata termalnih neutrona na jezgrima ^{74}Ge i ^{70}Ge . Zapravo, kada ova jezgra zahvate termalne neutrone dolazi do formiranja izomernih stanja ^{75m}Ge i ^{71m}Ge . Ovako formirana jezgra su najčešće pobuđena, a njihovim prelaskom na osnovno stanje može doći do emisije gama fotona sa energijama od 139.7keV i 198.3keV.

Na *Slikama 3.27. i 3.28.* su dati grafički prikazi izmerenih intenziteta gama linija na energijama od 139.7keV i 198.3keV u zavisnosti od debljine polivinil hlorida postavljenog u detektoski sistem u slučaju kada je oko germanijumskog kristala bio postavljen sloj kadmijuma i u slučaju kada je kadmijum bio uklonjen.



Slika 3.27. Grafički prikaz Izmerenih ntenziteta gama linije na energiji od 139.7keV u zavisnosti od debljine polivinil hlorida u detektoskom sistemu u slučaju kada je oko germanijumskog kristala bio postavljen sloj kadmijuma (crvene tačke) i u slučaju kada je kadmijum bio uklonjen (crne tačke)



Slika 3.28. Grafički prikaz Izmerenih ntenziteta gama linije na energiji od 198.3keV u zavisnosti od debljine polivinil hlorida u detektoskom sistemu u slučaju kada je oko germanijumskog kristala bio postavljen sloj kadmijuma (crvene tačke) i u slučaju kada je kadmijum bio uklonjen (crne tačke)

U eksperimentu je analizirana zavisnost intenziteta gama linija na energijama od 139.7keV i 198.3keV od debljine sloja polivinil hlorida. Sa grafika na *Slikama 3.27. i 3.28.* se može videti da su eksperimentalne greške intenziteta posmatranih gama linija relativno visoke i u nekim slučajevima se kreću i do 40%. Prilikom izvođenja eksperimenta se nije mogla smanjiti greška jer su posmatrani prelazi malog intenziteta. Prikupljena statistika pomenutih gama linija je obezbedila veličinu greške koja je na ovim slikama prikazana za vremena merenja datim u *Tabeli 3.1.*

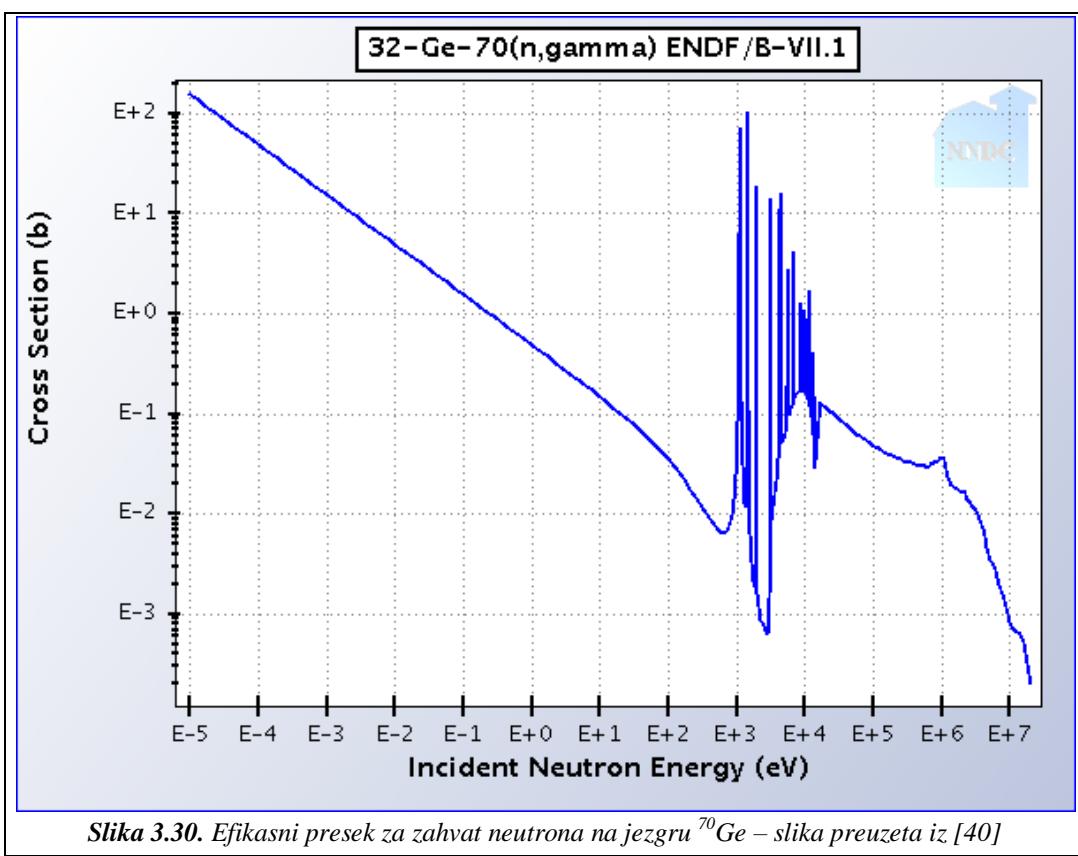
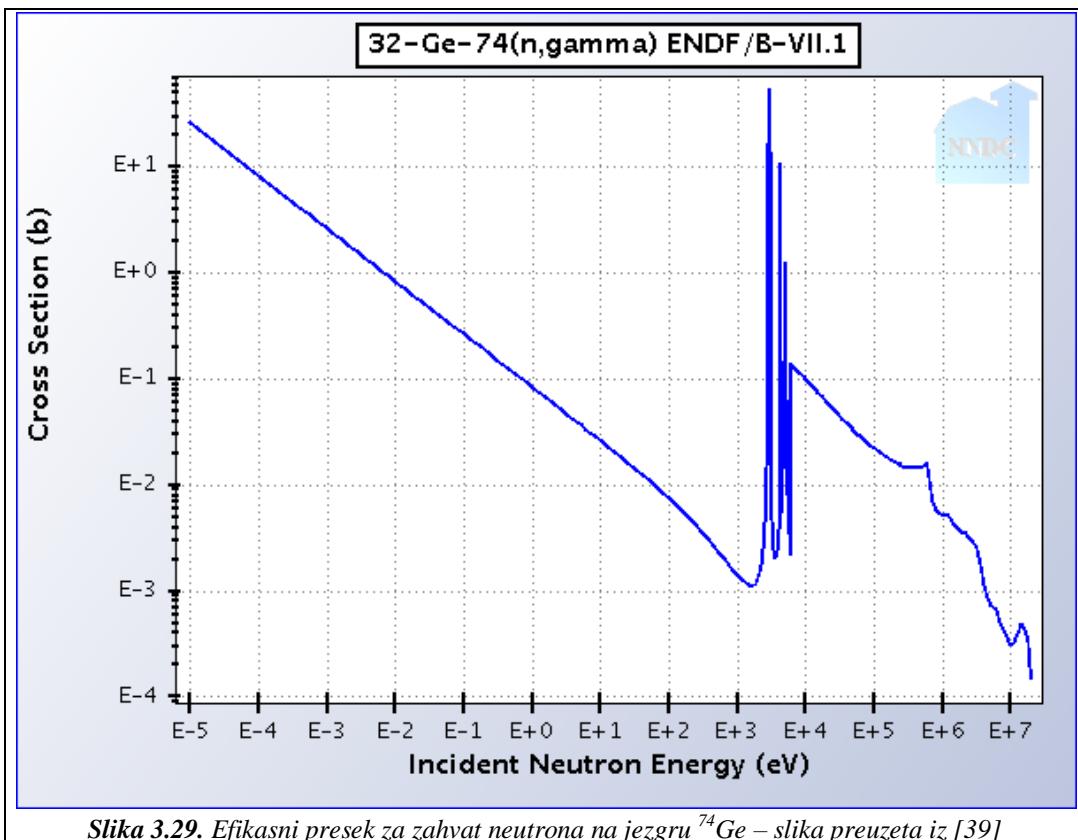
Za gama liniju na energiji od 139.7keV je, u slučaju kada oko germanijumskog kristala nije bilo kadmijuma, meren intenzitet nezavistan od debljine polivinil hlorida postavljenog u detektorski sistem. Kada oko detektoru nije postavljen sloj kadmijuma, do aktivne zapremine germanijumskog detektora mogu dospeti termalni neutroni koji su termalizovani u svim strukturama oko detektora. Uz pretpostavku da najveći deo intenziteta gama linije na energiji od 139.7keV potiče od termalnih neutrona, ostaje da se analizira zbog čega je intenzitet ove gama linije nezavistan od debljine polivinil hlorida koji se postavlja između detektora i izvora neutrona. Ovde se mora voditi računa o dva efekta: polivinil hlorid i parafin oko detektora će u isto vreme i termalizovati brze neutrone i apsorbovati termalne neutrone. Proces termalizacije bi trebao da podigne intenzitet gama linije na energiji od 139.7keV jer se na taj način dobija sve veći broj neutrona koji mogu doživeti zahvat na jezgru ^{74}Ge . Sa druge strane, absorpcija neutrona bi trebalo do dovede do smanjenja intenziteta pomenute linije. Kako je u eksperimentu izmerena nezavisnost intenziteta gama linije na energiji od 139.7keV od debljine polivinil hlorida, može se zaključiti da se u opisanoj geometriji eksperimenta ne menja broj neutrona na mestu aktivne zapremine germanijumskog detektora, odnosno, da se od ukupnog broja neutrona emitovanih u procesu spontane fisije kalifornijuma absorbuje onoliko neutrona koliko se i termalizuje. Treba naglasiti da se sve ovo isključivo odnosi na neutrone u energetskoj oblasti u kojoj se vrši dominantna absorpcija neutrona na jezgrima ^{74}Ge . Dakle, u ovoj energetskoj oblasti se broj neutrona koji se absorbuje u materijalima oko detektora u potpunosti kompenzuje termalizacijom.

U slučaju kada oko detektoru nije bio postavljen sloj kadmijuma, za gama liniju na energiji od 198.3keV je beležen pad intenziteta za faktor nešto malo manji od tri za maksimalnu debljinu polivinil hlorida u odnosu na intenzitet kada nije bilo polivinil hlorida u detektorskem sistemu. Ovo ukazuje na činjenicu da se broj termalnih neutrona koji mogu biti zahvaćeni na jezgru ^{70}Ge i prilikom toga indukovati gama liniju na energiji od 198.3keV smanjuje sa porastom debljine sloja polivinil hlorida. Ukoliko se uzme u obzir ono što je rečeno prilikom opisa ponašanja gama linije na energiji od 139.7keV, jasno je da termalizacija neutrona u parafinu i plivinil hloridu neće kompenzovati broj neutrona koji nestanu prilikom absorpcije u materijalima koji se nalaze oko detektora. Ovo važi za energetski opseg u kome se dešava dominantna apsorpcija neutrona na jezgrima ^{70}Ge .

Sa grafika na *Slikama 3.27. i 3.28.* se jasno može videti da u slučaju kada je oko germanijumskog kristala bio postavljen sloj kadmijuma debljine 1mm sa povećanjem debljine polivinil hlorida dolazi do opadanja intenziteta za obe ove gama linije. S obzirom da sloj debljine od 1mm kadmijuma u najvećoj meri može da ukloni termalne neutrone, može se pretpostaviti da oni u ovom slučaju ne uspevaju da stignu do aktivne zapremine detektora.

Međutim, ako se gama linije od 139.7keV i 198.3keV detektuju i kada je oko germanijumskog kristala postavljen kadmijum, njihovo prisustvo se može objasniti jedino termalizacijom neutrona u samom germanijumskom detektoru ili postojanjem mogućnosti da pomenute linije proizvedu neutroni sa energijama većim od termalnih. Prva pretpostavka je malo verovatna jer jezgro germanijuma ima preko 70 puta veću masu od mase neutrona i u mogućim sudarima neutroni germanijumskim jezgrima predaju samo mali deo svoje energije.

Kada je oko kristala detektora bio postavljen sloj kadmijuma, u snimljenim spektrima je beležen je pad intenziteta za faktor ~ 3 i za jednu i za drugu gama liniju u slučaju kada je u detektorskem sistemu bio postavljen sloj polivinil hlorida najveće debljine (93mm) u odnosu na slučaj kada je bio uklonjen. Kao što se iz ranijih razmatranja moglo videti, sličan rezultat je dođen i za gama linije na energijama od 595.8keV i 691.3keV koje indukuju brzi neutroni u kristalu germanijumskog detektora. Kako je oko germanijuma bio postavljen sloj kadmijuma, sasvim je osnovano pretpostaviti da su svi neutroni koji su termalizovani izvan aktivne zapremine detektora absorbovani i da su se, uz zanemarljivo mali fluks neutrona koji su se mogli termalizovati u samom germanijumskom kristalu, u aktivnoj zapremini detektora mogli naći samo brzi neutroni. Uzimajući u obzir ovo i slično ponašanje intenziteta gama linija na energijama od 139.7keV i 198.3keV sa ponašanjem intenziteta gama linija na energijama od 595.8keV i 691.3keV sa povećanjem sloja polivinil hlorida, ovaj efekat se može protumačiti tako da gama linije na energijama od 139.7keV i 198.3keV nisu indukovane isključivo zahvatom termalnih neutrona, već u određenoj meri i zahvatom brzih neutrona. Na *Slikama 3.29. i 3.30.* su dati efikasni preseci za zahvat neutrona na jezgrima ^{74}Ge i ^{70}Ge . Sa *Slike 3.22.* može videti da kadmijum odseca neutrone energija do 2eV. *Slike 3.29. i 3.30.* pokazuju da se iznad energije od 2eV nalazi oblast intenzovnog rezonantnog zahvata neutrona na jezgrima oba izotopa germanijuma, kao i da se efikasni presek na višim energijama eksponencijalno smanjuje, ali ipak i na višim energijama postoji verovatnoća zahvata neutrona. Tako se, na primer može videti da je verovatnoća zahvata neutrona sa energijom od 1MeV na jezgru ^{74}Ge reda veličine 5mbarn. Iz ovoga se jasno vidi da obe gama linije mogu biti indukovane i brzim neutronima.



Zaključak

U eksperimentu koji prezentuje ovaj rad su snimani spektri na HP germanijumskom detektoru u gvozdenoj zaštiti uz prisustvo kalifornijumskog izvora brzih neutrona ^{252}Cf . Ovaj radionuklid se može raspasti putem dva kanala raspada: α -raspadom (sa verovatnoćom od 96.9%) i spontanom fisijom (sa verovatnoćom od 3.1%). U geometriji u kojoj su vršena snimanja spektara kalifornijum je bio postavljen na dno Marineli posude od parafina i prekriven gvozdenom pločicom debljine 8mm. Uloga ovako postavljene gvozdene pločice je da absorbuje gama zračenje koje potiče od raspada fisionih potomaka koji se vremenom nakupe u kalifornijumskom izvoru. Iznad Marineli posude su postavljane ploče polivinil hlorida u različitim debljinama (7, 14, 26, 45, 68 i 93mm). Za svaku debljinu sloja polivinil hlorida između detektora i izvora su snimani spektri u dva slučaja – kada je oko germanijumskog kristala bio postavljen sloj kadmijuma debljine 1mm i kada je bio uklonjen. Prolaskom brzih neutrona kroz polivinil hlorid može doći do termalizacije ili absorpcije. Snimanja su vršena na ovaj način da bi se utvrdilo kako termalizacija i absorpcija neutrona utiče na gama spekture.

U snimljenim spektrima su praćeni intenziteti nekoliko karakterističnih gama linija koje potiču od raličitih mehanizama: neelastičnog rasejanja, zahvata neutrona na vodoniku i zahvata neutrona na jezgrima germanijuma. Energije koje nastaju neelastičnim rasejanjem brzih neutrona imaju karakterističnu asimetričnu formu koja je posledica sumiranja energija gama fotona emitovanog u procesu deekscitacije jezgra, konverzionih elektrona i energije uzmaka jezgra. U spektrima su analizirani intenziteti gama linija na energijama od 595.8keV i 691.3keV. Najintenzivnije gama linije detektovane u snimljenim spektrima, a koje su indukovane zahvatom neutrona na jezgrima germanijuma su one na energijama od 139.7keV i 198.3keV i nastaju zahvatom neutrona na jezgrima ^{74}Ge i ^{70}Ge . Neutroni emitovani pri spontanoj fisiji kalifornijuma, prolaskom kroz polivinil hlorid mogu doživeti zahvat na jezgrima vodonika gde se formira jezgro deuterijuma. Tom prilikom se emituje gama linija na energiji od 2223keV i ona pretstavlja energiju veze neutrona u deuteronu. U radu su analizirane promene intenziteta svih ovih gama linija u zavisnosti od debljine polivinil hlorida postavljenog između izvora i detektora.

Primećeno je da intenziteti gama linija koje su indukovane u procesu neelastičnog rasejanja brzih neutrona na jezgrima germanijuma pokazuju smanjenje za faktor tri u slučaju kada je postavljena maksimalna debljina polivinil hlorida u detektorski sistem pri kojoj su vršena snimanja u odnosu na slučaj kada nije bilo polivinil hlorida. U radu je pokazano da se u gruboj aproksimaciji može smatrati da će intenzitet ovih gama linija uglavnom zavisiti samo od broja brzih neutrona. Iz ovoga je izведен zaključak da se ukupan broj neutrona sa energijom iznad praga potrebnog za pobuđivanje germanijuma na emisiju gama fotona od 595.8keV i 691.3keV smanji tri puta.

Za intenzitet gama linije na energiji od 2223keV je meren linearni rast sa povećanjem debljine polivinil hlorida postavljenog u detektorski sistem. Ovo je posledica toga što isključivo zavisi od absorpcije termalnih neutrona na jezgrima vodonika u polivinil hloridu.

Gama linija na energiji od 139.7keV ne menja intenzitet sa porastom debljine polivinil hlorida kada oko germanijumskog kristala nije postavljen sloj kadmijuma dok se intenzitet gama linije na energiji od 198keV smanjuje sa porastom debljine PVC sloja. Međutim, za obe gama linije je mereno smanjenje intenziteta za faktor 3 kada je kadmijum bio postavljen oko germanijumskog kristala. Kada je oko germanijuma postavljen sloj kadmijuma, svi neutroni koji su termalizovani izvan aktivne zapremine detektora su absorbovani, pa se u aktivnoj zapremini detektora mogli naći samo brzi neutroni. Uzimajući u obzir ovo i slično ponašanje intenziteta gama linija na energijama od 139.7keV i 198.3keV sa ponašanjem intenziteta gama linija na energijama od 595.8keV i 691.3keV sa povećanjem sloja polivinil hlorida, ovaj efekat se može protumačiti tako da gama linije na energijama od 139.7keV i 198.3keV nisu indukovane isključivo zahvatom termalnih neutrona, već u određenoj meri i zahvatom brzih neutrona.

Kako se u praksi gama linija na energiji od 139.7keV koristi za procenu fluksa termalnih neutrona i kako prethodno izvedeni zaključci dovode do sumnje da ovu liniju indukuju isključivo neutroni termalnih energija, bilo bi poželjno novim eksperimentima detaljno proveriti kvantativnu meru kojom spori neutroni utiču na stvaranje gama linije na energiji od 139.7keV, a kojom na njen intenzitet utiču brzi neutroni.

Literatura

- [1] Adam Dangić, Geološki procesi u prirodi i radionuklidi, Rudarsko-geološki fakultet, Univerzitet u Beogradu, Beograd, (2000).
- [2] Nikola Jovančević, Analiza neutronima generisane aktivnosti u niskofonskim gama spektroskopskim sistemima – doktorska disertacija, Prirodno-matematički fakultet, Departman za fiziku, Univerzitet u Novom Sadu, Novi Sad, (2010).
- [3] G. Heusser, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci, (1995), 45, 543.
- [4] V. Chazal et al., Astrop. Phys., (1998), 9, 163.
- [5] G. Heusser, Nucl. Instr. and Meth. A, (1996), 369, 539
- [6] S. R. Hashemi-Nezhad, L. S. Peak, Nucl. Instrum. Methods A, (1995), 357, 524-534.
- [7] Internet stranica: www.en.wikipedia.org/wiki/Cosmic_ray
- [8] Dejan Joković, Detekcija i spektroskopija miona iz kosmičkog zračenja plastičnim scintilacionim detektorima – doktorska disertacija, Fizički fakultet, Univerzitet u Beogradu, Beograd, (2011).
- [9] A.W. Wolfendale, Cosmic Rays at Ground Level, Institute of Physics, London (1973).
- [10] A.A. Watson, Proc. of the 25th ICRC 8, (1997), 257.
- [11] Internet stranica: www.en.wikipedia.org/wiki/Cosmic_ray
- [12] R. Bellotti et al., Phys. Rev. D, (1999), 60, 052002.
- [13] R. Bellotti et al., Phys. Rev. D, (1996), 53, 35.
- [14] M. Boezio et al., Phys. Rev. D, (2000), 62, 032007.
- [15] S. Coutu et al., Phys. Rev. D, (2000), 62, 032001.
- [16] J. Slivka, I. Bikit, M. Vesović, Lj. Čonkić, Gama spektroskopija (specijalne metode i primene), Novi Sad, Prirodno-matematički, (2000), 8649900747.
- [17] Y. F. Wang et al., Physical Review D, (2001), 64, 013012.
- [18] D. F. Measday, Physics Reports, (2001), 354.
- [19] D. F. Measday, Physics Reports, (2001), 354, 243-409.
- [20] H. Primakoff, Reviews of modern physics, (1959), 31.
- [21] B. Goulard, H. Primakoff, Phys. Rev. C 10, (1974), 2034.
- [22] L. W. Huff, Ann. Phys. (N.Y.), (1963), 16, 288.

- [23] B. Heisinger et al., Earth and Planetary Science Letters, (2002), 200, 357-369.
- [24] T. Suzuki, D.F. Measday and J.P. Roalsvig, Phys. Rev. C 35 (1987), pp.
- [25] P. Singer, Emission of particles following muon capture in intermediate and heavy nuclei, in: Springer Tracts in Modern Physics 71, Nuclear Physics, Springer, Berlin, 1974, pp. 39–87.
- [26] S. Croft, L. C. A. Bourva, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A, (2003), 505, 536-539.
- [27] J. van der Pluym et al., Phys. Lett. B, (1986), 177, 21.
- [28] T. Kozlowski et al., Nucl. Phys. A, (1985), 436, 717.
- [29] E. K. McIntyre et al., Phys. Lett. B, (1984), 137, 339.
- [30] W. U. Schroder et al., Z. Phys., (1974), 268, 57.
- [31] I. Macura, J. Radić-Perić, Atomistika, Fakultet za fizičku hemiju Univerziteta u Beogradu/Službeni list, Beograd, (2004).
- [32] P. Reuss, Neutron Physics, Les Ulis Cedex, France, EDP Sciences, (2008). 9782759800414.
- [33] C. A. Bertulani, Nuclear Reactions, Department of Physics, Texas A&M University, Commerce, TX 75429, USA, (2000).
- [34] D. Feretić, Uvod u nuklearnu energetiku, Drugo dopunjeno izdanje, Zagreb, (1991), 93.
- [35] G. P. Skoro, I. V. Aničin, A. H. Kukoč, Dj. Krmpotić, P. Adžić, R. Vukanović, M. Župančić, Nucl. Instr. and Meth. A , (1992), 316, 333.
- [36] John M. blatt, Victor F. Weisskopf, Theoretical nuclear physics, John Wiley and sons, New York, 1952, 472.
- [37] Internet stranica:
<http://www.nndc.bnl.gov/sigma/getPlot.jsp?evalid=15042&mf=3&mt=4&nsub=10>
- [38] Internet stranica:
<http://www.nndc.bnl.gov/sigma/getPlot.jsp?evalid=15044&mf=3&mt=4&nsub=10>
- [39] Internet stranica:
<http://www.nndc.bnl.gov/sigma/getPlot.jsp?evalid=15044&mf=3&mt=102&nsub=10>
- [40] Internet stranica:
<http://www.nndc.bnl.gov/sigma/getPlot.jsp?evalid=15041&mf=3&mt=102&nsub=10>

Kratka biografija



Aleksandra Cvetinović je rođena 30. maja 1986. godine u Valjevu. Osnovnu i srednju školu je završila u rodnom mestu. Nakon završenog srednjoškolskog obrazovanja je 2005. godine upisala studije fizike, smer Astronomija sa astrofizikom, na Departmanu za fiziku, Prirodno-matematičkog fakulteta u Novom Sadu. Tokom jula meseca 2008. godine, pohađala je tronodeljnu letnju praksu na Astronomical Institute of the Academy of Sciences u Ondrejovu u Češkoj republici na Stellar departmanu. U periodu od septembra 2009. do septembra 2010. godine bila je zaposlena u Osnovnoj školi "Vladika Nikolaj Velimirović" u Valjevu kao nastavnik fizike. Diplomirala je 27. oktobra 2009. godine odbranivši diplomski rad sa temom: Producija deuterijuma kosmičkim zračenjem u okruženju niskofonskog germanijumskog detektora. 2010. Godine se upisala na master studije Nuklearne fizike na Departmanu za fiziku, Prirodno-matematičkog fakulteta u Novom Sadu.

Novi Sad, avgust 2012. godine

Aleksandra Cvetinović

**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: Aleksandra Cvetinović, br. dos. 22m/10

AU

Mentor: Dr Miodrag Krmar, vanredni profesor, PMF Novi Sad

MN

Naslov rada: Analiza gama linija emitovanih nakon zahvata termalnih

NR

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, Departman za Fiziku, Trg

Dositeja Obradovića 4, Novi Sad

Fizički opis rada:

FO

Naučna oblast: Fizika

NO

Naučna disciplina: Nuklearna fizika

ND

Predmetna odrednica/ ključne reči:

PO

UDK

Čuva se:

ČU

Važna napomena:

VN

Izvod:

IZ

Niskofonska gama spektroskopija, fluks termalnih neutrona, fisioni neutroni, kalifornijumski izvor, germanijumski detektor, linija na energiji od 139.7keV.

Biblioteka departmana za fiziku, PMF-a u Novom Sadu

nema

U eksperimentu koji prezentuje ovaj rad su snimani spektri na HP germanijumskom detektoru u gvozdenoj zaštiti uz prisustvo kalifornijumskog izvora brzih neutrona ^{252}Cf . Iznad izvora su postavljane ploče polivinil hlorida u različitim debljinama (7, 14, 26, 45, 68 i 93mm). Za savku debljinu sloja su snimani spektri kada je oko germanijumskog kristala bio postavljen sloj kadmijuma debljine 1mm i kada je bio uklonjen. Prolaskom brzih neutrona kroz polivinil hlorid može doći do termalizacije ili absorpcije. Snimanja su vršena na ovaj način da bi se utvrdilo kako termalizacija i absorpcija neutrona utiče na gama spektre.

U snimljenim spektrima su praćeni intenziteti nekoliko karakterističnih gama linija koje potiču od raličitih mehanizama: neelastičnog rasejanja, zahvat neutrona na vodoniku i zahvata neutrona na jezgrima germanijuma. Analizirani su intenziteti gama linija na energijama od 139.7keV, 198.3keV, 595.8keV, 691.3keV i 2223keV.

Ustanovljeno je da gama linije na energijama od 139.7keV i 198.3keV nisu indukovane isključivo zahvatom termalnih neutrona, već u određenoj meri i zahvatom brzih neutrona. Kako se u praksi gama linija na energiji od 139.7keV koristi za procenu fluksa termalnih neutrona bilo bi poželjno novim eksperimentima detaljno prveriti kvantativnu meru kojom spori neutroni utiču na stvaranje gama linije na energiji od 139.7keV, a kojom na njen intenzitet utiču brzi neutroni.

Datum prihvatanja teme od NN

veća:

DP

Datum odbrane: 08.08.2012.

DO

Članovi komisije:

KO

Predsednik: Dr Dušan Mrđa, varedni profesor, PMF, Novi Sad

član: Dr Miodrag Krmar, varedni profesor, PMF Novi Sad

član: Dr Maja Stojanović, varedni profesor, PMF Novi Sad

**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: Master of sience, thesis

CC

Author: Aleksandra Cvetinović, number: 22m/10

AU

Mentor/comentor: Miodrag Krmar, PhD, asistent professor, Faculty of

MN sciences, Novi Sad

Title: Analysis of gamma lines emitted after the capture of
TI thermal neutrons in germanium

Language of text: Serbian (Latin)

LT

Language of abstract: English

LA

Country of publication: Republic of 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

PP Obradovića 4, Novi Sad

Physical description:

PD

Scientific field: Physics

SF

Scientific discipline: Nuclear physics
SD

Subject/ Key words: low foton gamma spectroscopy, the thermal neutron flux, fission neutrons, Californium source, germanium detector, the energy line of 139.7keV
SKW
UC

Holding data: Library of Department of Physics, Trg Dositeja Obradovića 4
HD

Note: none
N

Abstract: In the experiment that presented by this work, spectra were recorded on an HP germanium detector that is in iron shield in the presence of Californium source of fast neutrons ^{252}Cf . Above source were placed plates of polyvinyl chloride in various thicknesses (7, 14, 26, 45, 68 and 93mm). For every thickness spectra were recorded when about germanium crystal was placed 1mm thick layer of cadmium and when it was removed. Fast neutrons passing through polyvinyl chloride may result in thermalisation or absorption. Recordings were done in this way to determine how thermalisation and absorption of neutrons affects the gamma spectra.
AB

In recorded spectra were monitored intensities of several characteristic gamma lines originating from different mechanisms: inelastic scattering, capture of neutrons on hydrogen and capture of neutrons on germanium nuclei. We analyzed the intensities of gamma lines at energies of 139.7keV, 198.3keV, 595.8keV, 691.3keV and 2223keV.

It was found that the energies of the gamma lines of 139.7keV and 198.3keV are not only induced by thermal neutron capture, but to some extent with capture fast neutrons. In practice, gamma line on energy of 139.7keV is used to estimate the thermal neutron flux so it would be desirable with some new experiments to verify quantitative measure that slow neutrons influence the creation of the gamma line energy of 139.7keV, and with what measure fast neutrons affects on her intensity.

Accepted by the Scientific Board:

ASB

Defended on: 08.08.2012.

DE

Thesis defend board:

DB

President: Dr Dušan Mrđa, asistent professor, Faculty of sciences,
Novi Sad

Member: Dr Miodrag Krmar, asistent professor, Faculty of
sciences, Novi Sad

Member: Dr Maja Stojanović, asistent professor, Faculty of
sciences, Novi Sad

Beleške: