



UNIVERZITET U NOVOM SADU
PRIRODNO-MATEMATIČKI FAKULTET
DEPARTMAN ZA FIZIKU



Medić Žarko

Koliko su $Ge(n, \gamma)$ reakcije merodavne za procenu fluksa termalnih
neutrona

-Diplomski rad-

Novi Sad, april 2013

Sadržaj

Uvod	4
1. Interakcija neutrona sa materijom	5
1.1. Pojam mikroskopskog efikasnog preseka	5
1.2. Relacija između energije-brzine za neutrone	6
1.3. Tipovi interakcije neutrona sa atomskim jezgrom	7
1.4. Energetska zavisnost mikroskopskog efikasnog preseka	10
1.5. Makroskopski efikasni presek	12
1.6. Srednji slobodan put i brzina reakcije	16
1.7. Efekti moderacije	17
2. Germanijumski detektor	20
2.1. Princip rada i opšte karakteristike	20
2.2. Detektor HPGe Canberra G2520	24
3. Izvor neutronske zračenja kalifornijum Cf-252	28
3.1. Fisija	28
3.1.1. Indukovana fisija	28
3.1.2. Spontana fisija	29
3.2. Kalifornijum Cf-252	31
3.2.1. Izotopi	31
3.2.2. Šema raspada i spektar zračenja	32
4. Rezultati merenja	34
4.1. Opis detektorskog sistema	34
4.2. Eksperimentalni rezultati	35
4.3. Analiza mernih rezultata	37
4.2.1. Linije Cd	37
4.2.2. Linija H	40
4.2.3. Linije Ge i gvožđa	42
4.2.4. Linije Ge energije 139.7keV i 198.3keV	45
Zaključak	54
Literatura	56
Kratka biografija	57
Ključna dokumentacijska informacija	58
Key words documentation	60

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

Zahvaljujem se i svojim najbližima na podršci tokom izrade rada.

Autor

Uvod

Neutroni su neutralne čestice, sa periodom poluraspada od 10 minuta, koji pored ostalog imaju niski magnetni moment, pa ih je nemoguće detektovati neposredno, nego samo posredno.

Osnovni izvori neutrona na zemlji su nuklearni reaktori i kosmičko zračenje. Primarni problem je što i u jednom i drugom slučaju neutroni predstavljaju nepoželjni proizvod nuklearnih reakcija. U okolini nuklearnog reaktora oni predstavljaju pretnju po zdravlje operatera, a u okolini niskofonskih detektora oni proizvode šum i onemogućavaju detekciju linija slabog intenziteta. Zato je neophodno pratiti vrednost fluksa neutrona, da bi se na odgovarajući način njihov negativan uticaj na okolinu sveo na najmanju meru.

Postoje dva tipa interakcija neutrona sa jezgrima kojima dolazi do jonizacije okolne materije. Prvi je interakcijom preko neelastičnog rasejanja brzog neutrona sa naelektrisanim česticama, jezgrima lakših elemenata, vrši se predaja energije neutrona i dovodi do uzmaka jezgra ili čestice. Takva naelektrisana čestica ili jezgro vrši jonizaciju okolne sredine normalno na pravac kretanja. Drugi tip interakcije je zahvat termalnog neutrona od strane atomskog jezgra, pri čemu se dobija složeno radioaktivno jezgro, čiji produkti raspada vrše jonizaciju. Ovaj drugi tip se koristi za detekciju neutrona i to reakcije tipa (n,γ) .

Energetska zavisnost zahvata neutrona od strane atomskog jezgra jako je izražena. Najveću verovatnoću da budu zahvaćeni od jezgra imaju termalni neutroni. Svaka podela neutrona u zavisnosti od upadne energije je uslovna, pošto su samo termalni neutroni dobro definisani, a sve ostale podele unutar energetskog intervala upadnih neutrona su uslovne. Termalni neutroni su definisani preko krive zavisnosti vrednosti efikasnog preseka od energije kod kadmijuma. U termalne neutrone spadaju svi oni neutroni čija je energija manja od energije cut-off granice. Upotrebom kadmijuma moguće je odrediti koji neutroni su termalni a koji nisu. Definisanje termalnih neutrona preko krive zavisnosti efikasnog preseka od energije kod kadmijuma jeste malo veštački, ali samo kadmijum ima tako oštru granicu dok atomska jezgra drugih elemenata nemaju.

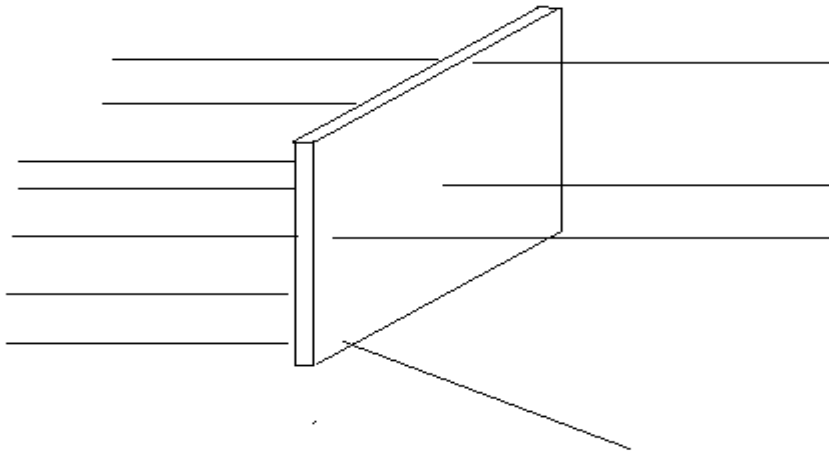
Kako je detekcija neutrona vršena germanijumskim detektorom onda je jedan od načina detekcije neutrona posredstvom nuklearne reakcije $Ge(n,\gamma)Ge$. Analizom emitovanog gama zračenja nakon reakcije zahvata dobijaju se potrebne informacije. Intenzitet neke linije je proporcionalan broju zahvata neutrona. Linije preko kojih je moguće pratiti zahvat neutrona na atomskim jezgrima germanijuma su 139.7 keV i 198.3 keV. Linije mogu nastati usled zahvata termalnog ili brzog neutrona, zbog toga se postavlja pitanje koliko u kreiranju linija doprinose brzi a koliko doprinose termalni? U ovom radu to hoćemo i da utvrdimo.

1. Interakcija neutrona sa materijom

Neutroni su neutralne čestice, sa periodom poluraspada od 10 minuta. Pored toga imaju i niski magnetni moment, tako da ih nije moguće detektovati direktno, nego samo posredno i uz korišćenje složenijih metoda. Postoji veliki broj tehnika i metoda za detekciju neutrona.

1.1 Pojam mikroskopskog efikasnog preseka

Da bi se pravilno razumela interakcija neutrona sa materijom (atomskim jezgrima) potrebno je uvesti pojam mikroskopskog efikasnog preseka, koji predstavlja verovatnoću interakcije neutrona sa jezgrom. Posmatrajmo neutrone koji padaju na tanku pločicu, neki od ovih neutrona napustiće pločicu bez interakcije, neki će interagovati na taj način što će izgubiti deo svoje energije i promeniti pravac i nastaviti kretanje, a interakcija nekih neutrona sa atomskim jezgrima dovesti će do toga da ti neutroni ne napuste pločicu, Slika 1.1.



Slika 1.1. Šematski prikaz interakcije neutrona sa tankom pločicom

Svaki od ovih procesa ima svoju verovatnoću dešavanja. Na primer, verovatnoća da neutron ne napusti pločicu data je relacijom:

$$\sigma = \frac{\Delta N}{N} \frac{1}{nx} \quad (1.1)$$

Gde je sa ΔN - broj neutrona koji je interagovao preko procesa apsorpcije ili zahvata neutrona, N - ukupan broj neutrona koji padaju na pločicu, n - broj atoma (jezgara) po jedinici zapremine, x - debljina pločice. Efikasni presek ima dimenzije površine. Pošto ovaj tip efikasnog preseka opisuje samo verovatnoću interakcije neutrona sa jednim atomskim jezgrom, naziva se mikroskopski efikasan presek i obeležava se sa σ .

Fizičke dimenzije površine atomskih jezgara su oko 10^{-24} cm^2 . Efikasan presek za interakcije za većinu atomskih jezgara je tipično između 10^{-27} i 10^{-21} cm^2 . Da bi se izbeglo operisanje sa ovako malim vrednostima uvedena je nova jedinica *barn*, koja se obeležava simbolom *b*. Vrednost 1b iznosi 10^{-24} cm^2 . Kod većine neutronske interakcije vrednost efikasnog preseka iznosi od 0.001 do $1000b$.

Svaki od tipova događaja ima svoju verovatnoću dešavanja i vrednost efikasnog preseka. Verovatnoća za dešavanje nekog tipa događaja je nezavisna od verovatnoće drugih tako da je totalna verovatnoća bilo kog događaja jednaka sumi pojedinačnih verovatnoća. Analogno tome i suma svih individualnih efikasnih preseka jednaka je totalnom efikasnom preseku.

1.2 Relacija između energije-brzine za neutrone

Vrednost efikasnog preseka se nalazi u vrlo velikoj zavisnosti od energije neutrona, o čemu će više biti reči u 1.4 odeljku. U ovom odeljku težište je na relaciju koja daje vezu između energije-brzine neutrona. Ova veza je jako važna ne samo sa stanovišta razumevanja efikasnog preseka nego i određivanja vremena koje neutron provede u nekoj materijalnoj sredini, u našem slučaju zapremini detektora.

Klasičan izraz za kinetičku energiju dat je relacijom $E = \frac{mv^2}{2}$, u našem slučaju daje sasvim zadovoljavajuću vrednost, zbog toga što vrednost kinetičke energije neutrona od 100 MeV u poređenju sa vrednošću energije mirovanja neutrona (939 MeV) je za red veličine manja, te se zbog toga može koristiti klasičan izraz za kinetičku energiju. Za brzinu v koja je data u metrima u sekundu i kinetičku energiju E u MeV , veza je data relacijom:

$$E = 5.227 \cdot 10^{-15} v^2 \quad (1.2)$$

Ili

$$v = 1.383 \cdot 10^7 E^{\frac{1}{2}} \quad (1.3)$$

Korišćenjem relacije (1.3) i poznavanjem kinetičke energije upadnog neutrona, dobija se vrednost za brzinu upadnog neutrona. Na primer neutron kinetičke energije 1 MeV ima brzinu od $1.383 \cdot 10^7 \text{ m/s}$ što znači da će neutron kroz uzorak debljine 15 cm proći za nekih 11 ns . Neutroni sa energijom od 0.025 eV imaju brzinu 2187 m/s što znači da će neutron kroz uzorak debljine 15 cm proći za nekih $70 \mu\text{s}$.

Tip neutrona	Energija
Hladni	< 1 meV
Termalni	< 0.5 eV
Epitermalni	0.5 eV – 50 keV
Brzi	> 50 keV
Srednje brzi	> 1 MeV
Ultra brzi	> 10 MeV

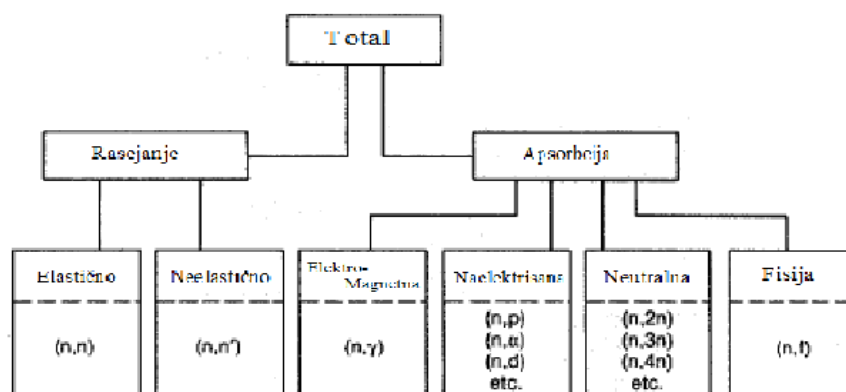
Tabela 1.1 Tipovi neutrona u zavisnosti od vrednosti kinetičke energije

1.3 Tipovi interakcija

Postoji veliki broj interakcija neutrona sa atomskim jezgrom. Na Slici 1.2. prikazani su tipovi interakcije i njihovi efikasni presecci.

Jednostavnom notacijom može se predstaviti rezultat interakcije. Ako neutron n bude apsorbovan ili zahvaćen od strane atomskog jezgra T , dolazi do formiranja atomskog jezgra R i emitovanja neke čestice g , takva interakcija se može predstaviti na sledeći način $T(n, g)R$. Atomska jezgra se uvek prikazuju sa strana zagrade, tj ispred i iza zagrade.

Interakcije se mogu podeliti u dva tipa: reakcije rasejanja i reakcije apsorpcije. Kada se neutron rasejava na atomskom jezgrom, brzina i pravac se menjaju ali atomsko jezgro posle interakcije zadržava isti broj protona i neutrona, kao što je imalo pre interakcije. Atomsko jezgro posle interakcije dobija energiju uzmaca i postoji verovatnoća da atomsko jezgro ostane u nekom od pobuđenih stanja, iz kojeg prelazi u osnovno uz emisiju zračenja. Kada je neutron apsorbovan od strane atomskog jezgra, postoji više vrsta zračenja koje se emituje pri prelazu iz pobuđenog stanja jezgra u krajnje stanje jezgra.



Slika 1.2. Različiti tipovi reakcija koje nastaju u interakciji jezgra i neutrona

Rasejanje se može podeliti u na dva tipa: elastično i neelastično. Pri elastičnom rasejanju, totalna kinetička energija neutrona i atomskog jezgra ostaje nepromenjena u interakciji. Tokom interakcije, deo kinetičke energije neutrona prelazi na jezgro. Za

neutron kinetičke energije E koji interaguje sa atomskim jezgroma masenog broja A , srednji gubitak energiji po jednom sudaru dat je relacijom:

$$\Delta E = \frac{2EA}{(A+1)^2} \quad (1.4)$$

Koristeći ovu relaciju može se pratiti gubitak energije po putu i naći koliki je najmanji broj elastičnih sudara potreban, da bi energiju sa neke vrednosti doveli na neku drugu. Na primer, ako se posmatraju atomska jezgra vodonika ($A=1$), srednji energetski gubitak ima vrednost od $E/2$. Ako se posmatra neutron početne kinetičke energije $E = 2MeV$, posle prvog sudara sa atomskim jezgrom njegova energija biće $E = 1MeV$, nakon drugog $E = 0.5MeV$ i itd. Da bi se izvršila termalizacija brzog neutrona, pojam brzi neutron u ovom radu se odnosi na sve neutrone čija energija je veća od termalne, kinetičke energije $E = 2MeV$ potrebno je 27 elastičnih sudara. Neutron kinetičke energije $E = 0.025eV$ naziva se termalnim pošto se nalazi u termodinamičkoj ravnoteži sa okolnim sredinom.

$$E = kT \quad (1.5)$$

Gde je k - Bolcmanova konstanta a T - temperatura izražena u kelvinima.

Može se izračunati da energija od $E = 0.025eV$ odgovara sobnoj temperaturi $T = 293K$, relacija 1.5. Uopšteno nakon n elastičnih sudara, energija neutrona se menja od početne vrednosti E_0 do vrednosti E_n koja je data relacijom:

$$E_n = E_0 \left[\frac{A^2 + 1}{(A+1)^2} \right]^n \quad (1.6)$$

A ako želimo da znamo koliko elastičnih sudara je potrebno da bi vrednost energije neutrona sa E_0 doveli na E_n koristimo sledeću relaciju:

$$n = \frac{\text{Log}\left[\frac{E_n}{E_0}\right]}{\text{Log}\left[\frac{A^2 + 1}{(A+1)^2}\right]} \quad (1.7)$$

U Tabeli 1.2 dat je broj elastičnih sudara koji su potrebni da se dese, da se neutron kinetičke energije $E = 2MeV$ termalizuje u nekoj materijalnoj sredini.

Element	Atomska masa	Broj elastičnih sudara
Vodonik	1	27
Deutrijum	2	31
Helijum	4	48
Berilijum	9	92
Ugljenik	12	119
Uranijum	238	2175

Tabela 1.2. Srednji broj elastičnih sudara koji se dogode, da bi se energija neutrona sa $2MeV$ spustila na $0.025eV$

Proces neelastičnog rasejanja teče kao i proces elastičnog rasejanja, s tom razlikom, što kod procesa neelastičnog rasejanja dolazi do promene unutrašnjeg stanja jezgra, što se vidi u promeni unutrašnje energije ili u promeni odnosa njegovih sastavnih delova. Totalna kinetička energija rasejanog neutrona plus energija jezgra je manja od totalne kinetičke energije upadnog neutrona. Energija koja odgovara razlici između energije pre i posle interakcije troši se na eksitaciju jezgra. U ovom slučaju više nije lako naći relaciju kao kod elastičnog sudara, koja bi nam dala koliki su srednji gubici energije po sudaru pošto se mora u obzir uzeti i mogućnost da dođe do prelaza atomskog jezgra iz nižeg stanja u više pobuđeno stanje. Ali kao i kod elastičnog i usled neelastičnog sudara neutrona sa atomskim jezgrom dolazi do gubitka energije i promene pravca. Ako se sva pobuđena stanja atomskog jezgra nalaze na energijama većim od upadne energije neutrona, onda ne dolazi do neelastičnog rasejanja. Atomske jezgre vodonika nema pobuđena stanja, te interakcija rasejanja neutrona sa vodonikom se može odvijati samo posredstvom elastičnog rasejanja.

Umesto da bude rasejan neutron može biti i apsorbovan ili ući u proces zahvata. Više varijanti emisije mogu nastati, Slika 1.2. U atomskom jezgrom može doći do promene unutrašnje strukture i do emisije jednog ili više gama fotona. Naelektrisane čestice isto mogu biti emitovane usled reorganizacije unutrašnje strukture jezgra. Najčešće emitovane čestice su protoni, jezgro deuterijuma i alfa čestice. Pored toga može doći i do emisije neutrona, koji je različit od upadnog, što je posledica reorganizacije unutar atomskog jezgra. Ako se više od jednog neutrona emituje, to dovodi od toga da je broj upadnih neutrona manji od odlazećih neutrona i takav proces nazivamo multiplikacija neutrona. Proces multiplikacije je veoma značajan u nuklearnoj energetici, naročito kod lančanih reakcija.

Efikasni presek koji odgovara različitim reakcijama, može se obeležiti na sledeći način:

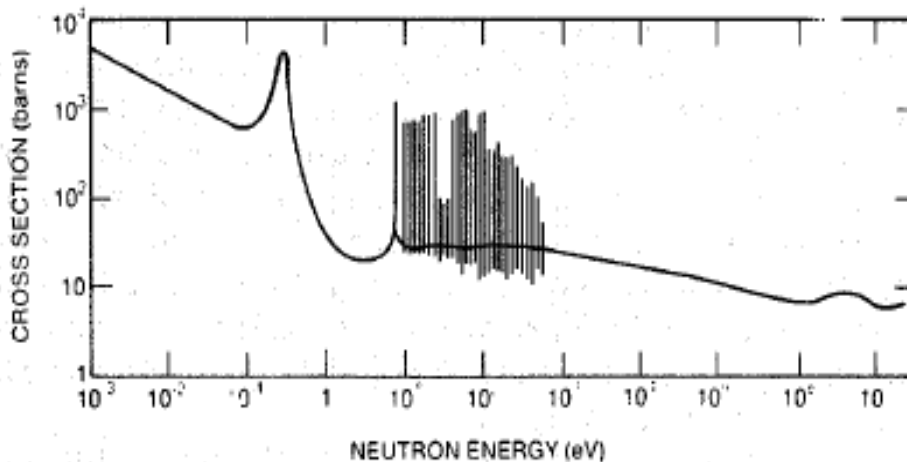
$$\begin{aligned} \sigma_t & - \text{totalni efikasni presek } (\sigma_s + \sigma_a) \\ \sigma_s & - \text{totalni efikasni presek za rasejanje } (\sigma_{el} + \sigma_i) \\ \sigma_{el} \text{ ili } \sigma_{n,n'} & - \text{efikasni presek za elastično rasejanje} \\ \sigma_i \text{ ili } \sigma_{n,n'} & - \text{efikasni presek za neelastično rasejanje} \\ \sigma_a \text{ ili } \sigma_c & - \text{efikasni presek za apsorpciju ili zahvat neutrona} \end{aligned}$$

- $\sigma_{n,\gamma}$ - efikasni presek za apsorpciju fotona
- σ_f ili $\sigma_{n,f}$ - efikasni presek za ovijanja procesa fisije
- $\sigma_{n,p}$ - efikasni presek za reakciju (n,p)

1.4 Energetska zavisnost mikroskopskog efikasnog preseka

Svi pomenuti efikasni preseki prikazani su funkcija od energije neutrona za dato jezgro i atomskog broja jezgra. U ovom odeljku biće reči o zavisnosti efikasnog preseka od energije neutrona za par značajnijih atomskih jezgara.

Grafički prikaz zavisnosti totalnog efikasnog preseka za atomsko jezgro ^{239}Pu od energije upadnog neutrona koja uzima vrednosti od $0.001\text{eV} - 10\text{MeV}$ dat je na Slici 1.3. Primećeno je kod svih jezgara da se vrednost efikasnog preseka smanjuje sa povećanjem energije.



Slika 1.3. Prikaz totalnog efikasnog preseka za ^{239}Pu

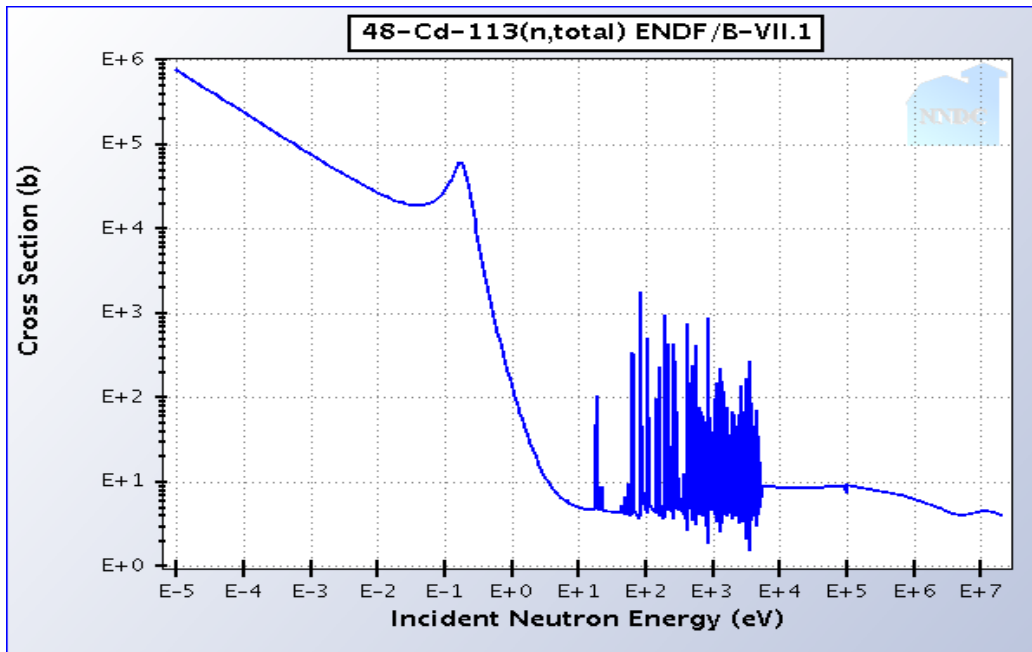
Kod težih atomskih jezgara na energijama manjim od 1 eV (niskim energijama) primetan je trend pada vrednosti efikasnog preseka sa lokalnim porastom vrednosti na energijama oko 0.3 eV, Slika 1.3.

U regionu od 1eV do 1 MeV (srednje energije) vrednost efikasnog preseka je konstantna uz porast vrednosti efikasnog preseka na energijama koje odgovaraju energijama prelaza unutar atomskog jezgra plutonijuma-239. Ovi porasti se nazivaju rezonantni pikovi, za svako jezgro su drukčiji i preko njih je moguće izvršiti indentifikaciju atomskog jezgra.

U regionu preko 1 MeV vrednost efikasnog preseka je konstantna.

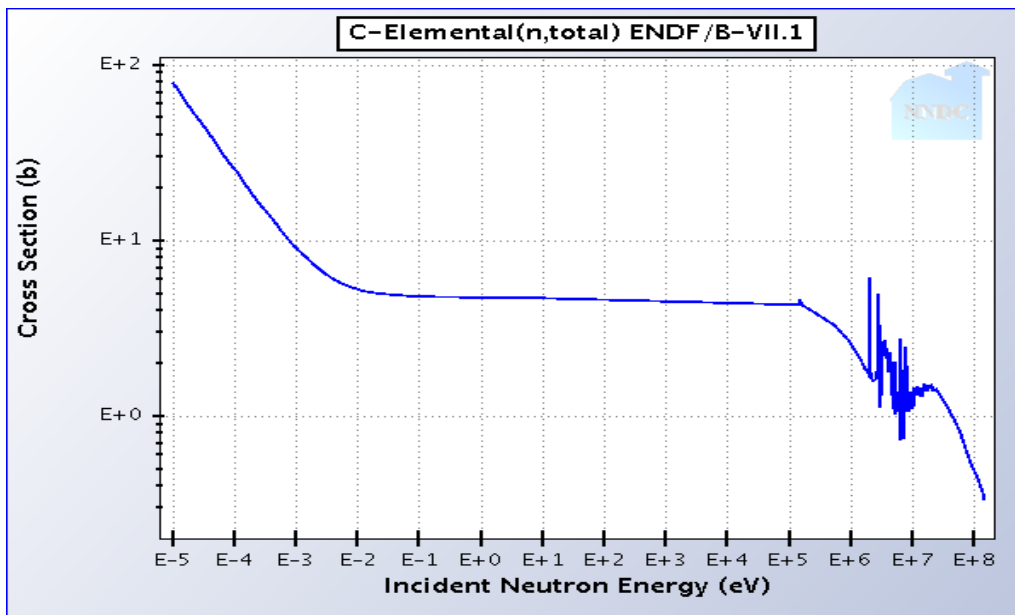
Kod težih atomskih jezgara, Slika 1.3, dolazi do pojave velikih pikova rezonancije kada neutroni imaju kinetičku energiju u eV opsegu. Za kinetičke energije neutrona u keV opsegu, pikovi rezonancije su jako blizu tako da je teško ih analizirati. U MeV opsegu pikovi rezonancije su raštrkani i veoma se lako nalaze i indentifikuju.

Za atomska jezgra srednjih masa (Cd, Ni, Fe), rezonantni pikovi kod nekih atomskih jezgara se pojavljuju i na energijama manjim od 1keV , što nije uvek pravilo. Na Slici 1.4, ilustrovano je ponašanje totalnog efikasnog preseka kadmijuma-113. Zbog svoje visoke vrednosti za apsorpcioni efikasni presek kadmijum se veoma često koristi da bi se iz snopa eliminisali termalni neutroni.



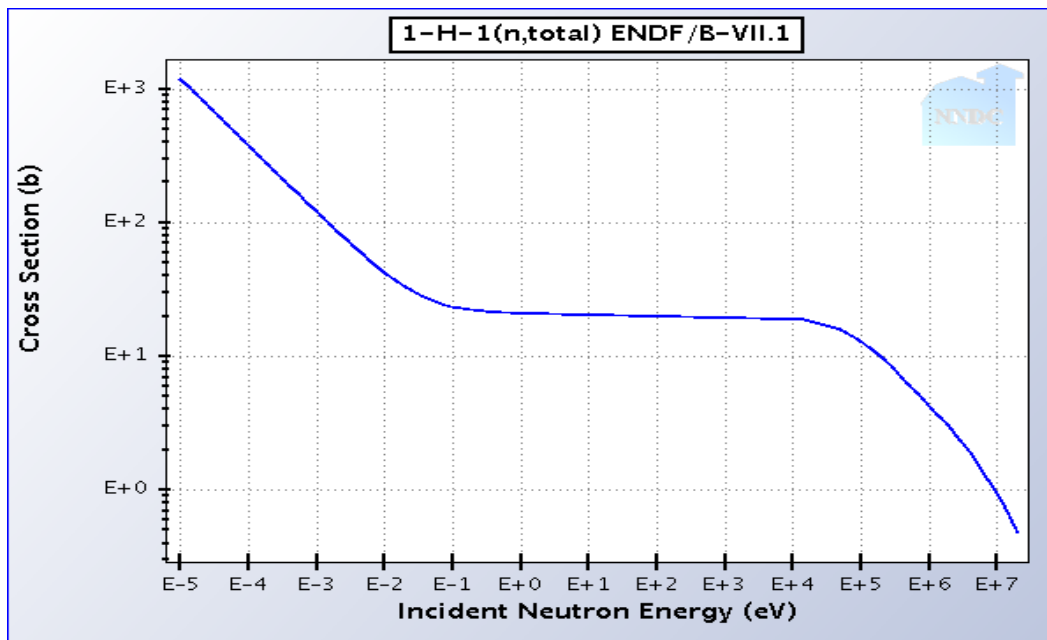
Slika 1.4. Prikaz totalnog efikasnog preseka za ^{113}Cd

Kod lakših atomskih jezgara, Slika 1.5, rezonantni pikovi se pojavljuju samo u MeV opsegu, pri čemu su oni jasno uočljivi i relativno mali.



Slika 1.5. Prikaz totalnog efikasnog preseka prirodnog ugljenika

Neki izuzeci iz ovih pravila uočeni su kod 1H , 2H i svih atomska jezgra sa magičnim brojem neutrona i protona, gde se ne primećuje pojava rezonantnih pikova Slika 1.6.



Slika 1.6. Prikaz totalnog efikasnog preseka vodonika

U praksi neophodno je koristiti standardizovane tabelarne vrednosti za efikasne preseke atomskih jezgara od interesa.

1.5 Makroskopski efikasni presek

Izučavanjem interakcije neutrona sa jednim atomskim jezgrom na mikroskopskoj skali dovelo bi do potpunog razumevanja procesa interakcije neutrona sa jezgrima. Kako se eksperimentalna merenja vrše usmeravanjem snopa neutrona na tanku pločicu u kojoj se ne nalazi samo jedno atomsko jezgro nego veliki broj njih i koja se sastoji od mešavine elemenata, smeše. Ovaj problem se rešava veoma jednostavno uvođenjem makroskopskog efikasnog preseka koji jednostavnije opisuje interakciju neutrona sa materijalnom sredinom kroz koju puštamo neutrone.

Po definiciji makroskopski efikasni presek predstavlja meru slabljenja fluksa upadnih neutrona pri prolasku kroz sloj materijala. Tanak uzorak se može razmatrati kao serija atomskih slojeva koji su postavljeni paralelno jedan drugome, primenjujući na svaki sloj rezultate vezane za mikroskopski efikasni presek i slaganjem dovoljnog broja slojeva tako da debljina slojeva odgovara debljini materijala x , dobija se da je intenzitet neutrona koji napuštaju pločicu bez interakcije $I(x)$ dat relacijom:

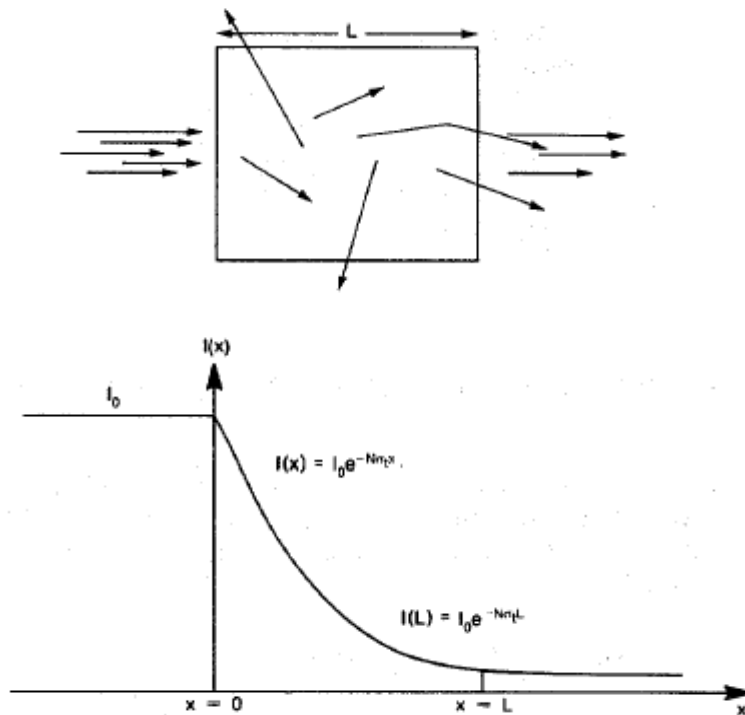
$$I(x) = I_0 e^{-N\sigma_t x} \quad (1.8)$$

Gde je sa: I_0 - intenzitet snopa upadnog snopa neutrona, N – gustina atoma (broja atoma po jedinici zapremine) i σ_t - totalni efikasni presek. Na Slici 1.7 dat je grafički prikaz situacije koja je opisana relacijom (1.8). Analizom relacije 1.8 se primećuje da odnos $I(x)/I_0$, zavisi od energije upadnog neutrona preko energetske zavisnosti mikroskopskog totalnog efikasnog preseka σ_t .

Posredstvom relacije (1.8) u mogućnosti smo da odredimo intenzitet neutrona koji nisu interagovali do debljine x , broj neutrona koji su prisutni, a koji se mogu detektovati može biti mnogo veći usled procesa multiplikacije ili višestrukog rasejanja. Totalni makroskopski efikasni presek, relacija (1.8), dat je kao:

$$\Sigma_t = N\sigma_t \quad (1.9)$$

Pri čemu Σ_t - ima dimenziju cm^{-1} , ako bi se povukla analogija sa jednačinom za atenuaciju gama zraka, došlo bi se do zaključka da je makroskopski efikasan presek analogan sa linearnim atenuacionim koeficijentom za gama zrake. Za kvantitativni račun, koncept makroskopskog efikasnog preseka se manje koristi nego analogni gama atenuacioni koeficijent iz razloga složenosti procesa, višestrukog rasejanja i procesa multiplikacije.



Slika 1.7. Prikaz intenziteta paralelnog snopa neinteragujućih neutrona i eksponencijalnog trenda opadanja intenziteta prolaskom snopa kroz tanak sloj materije

Ako je objekat kroz koji prolaze neutroni sačinjen od više različitih elemenata, totalni makroskopski efikasni presek predstavlja sumu svih makroskopskih preseka individualnih elemenata:

$$\Sigma = \Sigma_1 + \Sigma_2 + \Sigma_3 \quad (1.10)$$

Gustina atoma N_i svakog od njih je data relacijom:

$$N_i = \rho N_a n_i / M \quad (1.11)$$

Gde je sa ρ - predstavlja gustinu materijala, M - molarna masa materijala, N_a - Avogadrov broj i n_i - broj atoma elementa koji se nalazi u molekulu. Koristeći relacije (1.10) i (1.11) dolazi se do opšteg izraza za makroskopski efikasni presek:

$$\Sigma = \frac{\rho N_a}{M} (n_1 \sigma_1 + n_2 \sigma_{21} + n_3 \sigma_3 + \dots) \quad (1.12)$$

Primenom relacije (1.12), za slučaj $^{nat}UO_2$ (gustine 10 g/cm^3 , atomska težina 270), pri čemu se računa totalni efikasni presek za neutrone od 1 MeV i uz korišćene podataka iz Tabele 1.3 dobija:

$$\Sigma_t = \frac{(10)(0.6022)}{270} [(0.007)(6.84) + (0.993)(7.10) + 2(8.22)] = 0.525 \text{ cm}^{-1} \quad (1.12)$$

Table 12-3. Neutron cross sections of common materials^a

Material	Atomic or Molecular Weight	Density (g/cm ³)	Cross Sections ^b							
			E = 0.0253 eV				E = 1 MeV			
			σ_t (b)	σ_a (b)	Σ_{t-1} (cm ⁻¹)	Σ_{a-1} (cm ⁻¹)	σ_t (b)	σ_a (b)	Σ_{t-1} (cm ⁻¹)	Σ_{a-1} (cm ⁻¹)
Al	27	2.7	1.61	0.232	0.097	0.014	2.37	0.000	0.143	0.000
B	10	2.3	3845	3843	533	532	2.68	0.189	0.371	0.0262
B	11	2.3	5.28	0.005	0.665	0.0006	2.13	0.000	0.268	0.000
Be	9	9.0	6.35	0.010	3.82	0.0060	3.25	0.003	1.96	0.0018
C	12	1.9	4.95	0.003	0.472	0.0003	2.58	0.000	0.246	0.000
Nat Ca	40.08	1.55	3.46	0.433	0.081	0.101	1.14	0.004	0.027	0.0001
Cd	112	8.7	2470	2462	115.5	115.2	6.50	0.058	0.304	0.0027
Nat Cl	35.45	Gas	50.2	33.4	Gas	Gas	2.30	0.0005	Gas	Gas
Nat Cu	63.55	8.94	12.5	3.80	1.06	0.322	3.40	0.011	0.288	0.0009
F	19	Gas	3.72	0.010	Gas	Gas	3.15	0.000	Gas	Gas
Fe	56	7.9	14.07	2.56	1.19	0.217	5.19	0.003	0.441	0.0003
Nat Gd	157.25	7.95	49 153	48 981	1496	1491	7.33	0.223	0.223	0.0068
H	1	Gas	30.62	0.33	Gas	Gas	4.26	0.000	Gas	Gas
H	2	Gas	4.25	0.000	Gas	Gas	2.87	0.000	Gas	Gas
He	3	Gas	5337	5336	Gas	Gas	2.87	0.879	Gas	Gas
He	4	Gas	0.86	0.000	Gas	Gas	7.08	0.000	Gas	Gas
Li	6	0.534	938	937	50.3	50.2	1.28	0.230	0.069	0.0123
Li	7	0.534	1.16	0.036	0.053	0.0017	1.57	0.000	0.072	0.0000
Nat Mg	24.31	1.74	3.47	0.063	0.150	0.0027	2.66	0.001	0.115	0.0000
Mn	55	7.2	14.5	13.2	1.14	1.04	3.17	0.003	0.250	0.0002
N	14	Gas	12.22	1.9	Gas	Gas	2.39	0.021	Gas	Gas
Na	23	0.971	3.92	0.529	0.100	0.0134	3.17	0.000	0.081	0.0000
Ni	59	8.9	23.08	4.58	2.10	0.416	3.66	0.0008	0.322	0.0001
O	16	Gas	3.87	0.000	Gas	Gas	8.22	0.000	Gas	Gas
Pb	204	11.34	11.40	0.18	0.381	0.0060	4.39	0.0033	0.147	0.0001

Table 12-3. Neutron cross sections of common materials^a (continued)

Material	Atomic or Molecular Weight	Density (g/cm ³)	Cross Sections ^b							
			E = 0.0253 eV				E = 1 MeV			
			σ_t (b)	σ_a (b)	Σ_{t-1} (cm ⁻¹)	Σ_{a-1} (cm ⁻¹)	σ_t (b)	σ_a (b)	Σ_{t-1} (cm ⁻¹)	Σ_{a-1} (cm ⁻¹)
Pu	238.05	19.6	599.3	562.0	29.72	27.87	6.66	0.190	0.330	0.0094
Pu	239.05	19.6	1021	270	50.4	13.3	7.01	0.026	0.346	0.0013
Pu	240.05	19.6	294	293	14.5	14.4	7.15	0.108	0.352	0.0053
Pu	241.06	19.6	1390	362	68.1	17.7	7.98	0.117	0.391	0.0057
Pu	242.06	19.6	26.7	18.9	1.30	0.922	7.31	0.098	0.357	0.0048
Nat Si	28.09	2.42	2.24	0.161	0.116	0.0084	4.43	0.001	0.230	0.0001
Th	232	11.3	20.4	7.50	0.598	0.220	7.00	0.135	0.205	0.0040
U	233.04	19.1	587	45.8	29.0	2.26	6.78	0.069	0.335	0.0034
U	234.04	19.1	116	103	5.70	5.07	8.02	0.363	0.394	0.0178
U	235.04	19.1	703	96.9	34.3	4.74	6.84	0.117	0.335	0.0057
U	236.05	19.1	13.3	5.16	0.648	0.251	7.73	0.363	0.377	0.0177
U	237.05	19.1	487.5	476.4	23.6	23.1	6.72	0.135	0.326	0.0066
U	238.05	19.1	11.63	2.71	0.562	0.131	7.10	0.123	0.343	0.0059
Nat U	238.03	19.1	16.49	3.39	0.797	0.1637	7.01	0.120	0.343	0.0058
Nat W	183.85	19.3	23.08	18.05	1.459	1.141	6.95	0.057	0.439	0.0036
CH ₂	14	0.94			2.68	0.027			0.449	0.0000
H ₂ O	18	1.0			2.18	0.022			0.560	0.0000
D ₂ O	20	1.1			0.410	0.000			0.420	0.0000
Average										
Fission										
Products of:										
²³⁵ U	117		4496	4486			7.43	0.00036		
²³⁹ Pu	119		2087	2086			7.48	0.00093		

Tabela 1.3. Prikaz vrednosti za mikroskopski i makroskopski efikasni presek za određene značajnije elemente za različite energije upadnog neutrona

1.6 Srednji slobodan put i brzina reakcije

Veoma deskriptivan način transmisije neutrona kroz materijalnu sredinu dobija se uvođenjem koncepta srednjeg slobodnog puta, tačnije dužine srednjeg slobodnog puta, gde dužina predstavlja put koji pređe neutron između dva sudara. Ta vrednost se može dobiti koristeći relaciju (1.9) i označavajući sa λ dužinu srednjeg slobodnog puta na sledeći način:

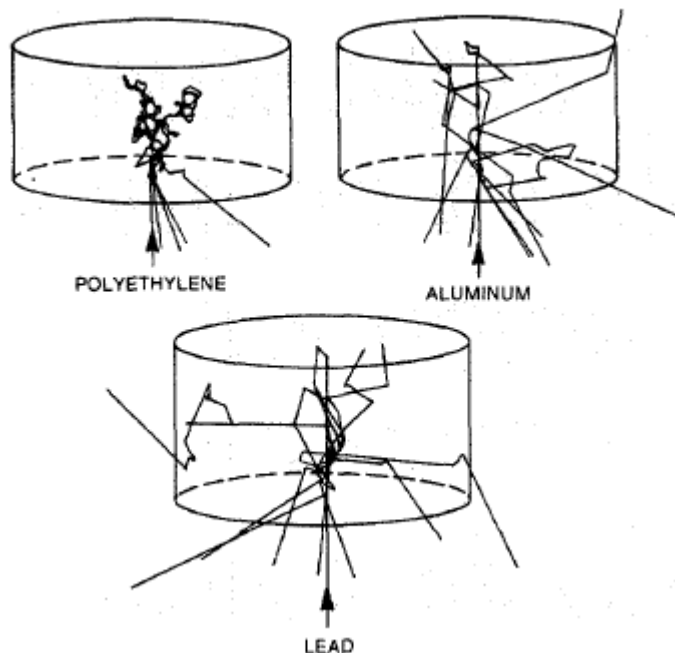
$$\lambda = \frac{1}{\Sigma_t} \quad (1.14)$$

Ako se iskoriste rezultat dobijeni iz predhosnog odeljka za Σ_t i ubaci u relaciju (1.14), dolazi se do vrednosti za dužinu srednjeg slobodnog puta neutrona u $^{nat}UO_2$ koja iznosi $\lambda_{UO_2} = 1.91 \text{ cm}$.

Dužina srednjeg slobodnog puta ima višestruku primenu pri projektovanju mernih uređaja i zaštite protiv zračenja. Što je srednji slobodan put emitovanog neutron veći to je veća i verovatnoća da će neutron napustiti materijalnu sredinu bez interakcije. Poznavanjem srednjeg slobodnog put neutrona i broja elastičnih sudara koji dovode do termalizacije neutrona, veoma je korisno pri projektovanju zaštite od neutronskog zračenja. Ako je debljina zaštite mnogo puta veća od dužine srednjeg slobodnog puta onda je takva zaštita svrsishodna.

Još jedan pojam se nalazi u bliskoj vezi sa dužinom srednjeg slobodnog puta i taj pojam je brzina reakcije. Poznajući brzinu kretanje neutrona v , i poznajući dužinu srednjeg slobodnog puta λ može se veoma lako izračunati vreme koje protekne između dve interakcije kao λ/v . Brzina reakcije predstavlja frekvenciju kojom se interakcija odvija, matematički iskazano v/λ i $v\Sigma_t$. Na primer, u rudi uranijum kroz koju se kreće neutron energije 1 MeV dešava se $7.26 \cdot 10^8$ interakcija po sekundi. Ovo ne znači da će se u jednoj sekundi desiti toliko reakcija, svakim sudarom neutron gubi deo svoje energije a sam tim i menja se efikasni presek za interakciju neutrona sa atomskim jezgrima urana.

Put neutrona kroz medijum se može simulirati pomoću Monte Karlo metoda. Ovde će biti samo prikazani rezultati, neće se ulaziti u detalje računa. Na Slici 1.8 prikazana je trajektorija kretanja neutrona energije od 1 MeV kroz različite uzorke u obliku cilindra.



Slika 1.8. Prikaz puta neutrona kinetičke energije od 1MeV koji ulazi u materijal u obliku cilindra sa donje strane i procesa koji se dešavaju u tom materijalu

Dužina srednjeg slobodnog puta zavisi od tipa interakcije i od kinetičke energije neutrona. Posle svakog sudara, energija neutrona se smanjuje i to smanjenje se dalje odražava na dužinu srednjeg slobodnog puta. Sa Slike 1.8 se može videti da je cilindar od polietilena mnogo efikasnije smanjuje transmisiju neutrona nego cilindar od teških metala. Neutron gubi više svoje energije u sudarima sa lakšim elementima u polietilenu u na taj način dužina srednjeg slobodnog puta se smanjuje kako se efikasni presek povećava.

1.7 Efekti moderacije u uzorku

Moderatori su materijali koji imaju visoki efikasni presek za elastično rasejanje sa neutronima. Usled interakcije neutrona sa atomskim jezgrima moderatora, dolazi do redukcije brzine neutrona tako da se sa neke početne vrednosti brzina neutrona redukuje do termalne vrednosti. Svrha redukcije brzine je da se poveća verovatnoća interakcije neutrona sa materijalnom sredinom kroz koju se kreće.

Obično se moderatori postavljaju oko detektora ili izvora da bi se povećali efikasnost detekcije neutrona.

Standardna mera za upoređivanje moderatorskih osobina različitih elemenata je moderatorska moć. Ako jedan materijal ima veću moderatorsku moć nego drugi, onda je manje tog materijala potrebno utrošiti da bi se dobio isti efekat moderacije, a gledano sa ekonomske strane jako je korisno poznavati moć moderacije elemenata. Dva faktora su jako značajna pri određivanju moći moderacije

- Verovatnoća interakcije neutrona sa atomskim jezgrima materijalne sredine preko procesa rasejanja, obično elastičnog.
- Poznavanje srednje promene energije neutrona interakcije rasejanja

Da bi moderator imao veliku moć moderacije, tj. da bude efikasan moderator, potrebno je da verovatnoća interakcije bude što veća i da srednja promena energije usled rasejanja bude što veća. Moderatorska moć se definiše kao $\xi \Sigma_s$, gde sa Σ_s označen makroskopski efikasni presek za rasejanja i sa ξ označen srednji logaritamski energetski dekrement u rasejanju. Ovaj dekrement jednak je $\ln(E_{pre}) - \ln(E_{posle})$. Kada je dominantni tip interakcije neutrona sa elementom atomske težine A , rasejanje elastičnog tipa onda se dekrement računa po sledećoj relaciji:

$$\xi = 1 - \frac{(A-1)^2}{2A} \ln \frac{(A+1)}{(A-1)} \quad (1.15)$$

Za $A > 2$, i ako se izvrši aproksimacija vrednosti ξ i uzme $2/(A+0.67)$. Moderatorska moć smeše elemenata se može izračunati relacijom:

$$\xi \Sigma_s = \frac{\rho N_a}{M} (n_1 \sigma_1 \xi_1 + n_2 \sigma_2 \xi_2 + \dots) \quad (1.16)$$

Gde je ρ - gustina smeše elemenata (ili gustina molekula), M - molarna masa, N_a - Avogadrov broj, n_i - broj atoma određenog elementa u molekulu, σ_i - mikroskopski efikasni presek za rasejanje za element i , i ξ_i predstavlja logaritamski energetski dekrement za element i .

Iako neki materijali imaju veliku moć moderacije oni se ipak ne koriste u praksi zbog toga što imaju visok efikasni presek za apsorpciju. Takvi moderator bi efikasno redukovali brzinu upadnih neutrona, ali posle redukcije samo mali deo snopa upadnih neutrona uspe da napusti sredinu moderatora sa redukovanom brzinom, dok ostatak snopa biva apsorbovan od strane sredine moderatora. Zbog toga se uvodi nova mera kvaliteta moderatora koja se naziva moderatorski količnik na sledeći način $\xi \Sigma_s / \Sigma_a$. Visoka vrednost moderacionog količnika je jako poželjna iz razloga što to znači da dati moderatorski materijal ima visoku moć moderacije, a pored toga ima jako mali koeficijent apsorpcije za termalne neutrone. Za smeše elemenata, moderatorski količnik se može izračunati kada u relaciju (1.16) umesto svakog σ_i ubaci σ_s / σ_a za element i .

U Tabeli 1.4 date su moderatorske moći kao i moderatorski količnici za neke često korišćene moderatore pri energijama neutrona u intervalu od $1eV$ do $100keV$. Obična voda ima veću moć moderacije nego li teška voda, zbog toga što je atomska težina vodonika dva puta manja od atomske težine deuterijuma. Ali sa druge strane jezgra vodonika imaju veći efikasni presek za apsorpciju neutrona nego jezgro deuterijuma. Zbog razlike u apsorpcionom efikasnom preseku teška voda ima bolji količnik

moderacije nego obična voda. Sa druge strane obična voda je dostupnija i jeftinija od teške vode te se samim tim ona češće koristi. Čvrsti moderatori koji su dati u Tabeli 1.4 imaju veći moderatorski količnik od obične vode. Polietilen je čest moderator van reaktora, zbog visoke moderatorske moći i moderatorskog količnika.

Moderator	Moderatorska moć (od $1eV$ do $100keV$)	Moderatorski količnik (od $1eV$ do $100keV$)
Voda	1.28	58
Teška Voda	0.18	21 000
Belirijum	0.16	130
Grafit	0.064	200
Polietilen	3.26	122

Tabela 1.4. U tabeli je data moderatorska moć i količnik često korišćenih moderatorskih materijala

2. Germanijumski detektor

2.1. Princip rada i opšte karakteristike

Ukoliko se detekcija zračenja zasniva na efektu jonizacije, tehnički najjednostavniji način je bio da se meri količina naelektrisanja koju čestice zračenja stvore u gasu. Na taj način naelektrisanje koje je stvoreno, posredstvom električnog polja se prikuplja na elektrodama, pa dolazi do pada napona za iznos srazmeran količini naelektrisanja koje se prikupi u komori. Analiziranjem pada napona između elektroda može se doći do vrednosti energije koju ima dato jonizujuće zračenje, uz pretpostavku da je celokupnu energiju zračenje predalo gasu. Na ovaj način efikasno se mogu detektovati alfa i beta čestice koje imaju mali domet u gasnoj sredini, ali detekcija gama fotona predstavlja problem. Razlog tome je činjenici da sa povećanjem rednog broja elementa i gustine sredine raste i verovatnoća interakcije gama fotona sa medijumom detektora, problem je taj što je većina gasnih detektora punjena elementima čiji je redni broj mali i gustina gasova je mala, samim tim imaju malu verovatnoću interakcije sa gama fotonima. Da bi se ovaj problem donekle rešio. kod određenih tipova gasnih detektora vrši se oblaganje posude u kojoj se nalazi gas sa nekim elementima veće rednog broja i gustine npr. Fe i na taj način se povećava efikasnost detekcije što je slučaj kod Gajger milerovog brojača uz nedostatak, da se pomoću njega može registrovati samo prisustvo jonizujućeg zračenja ali ne i njegova vrsta, kao ni energija.

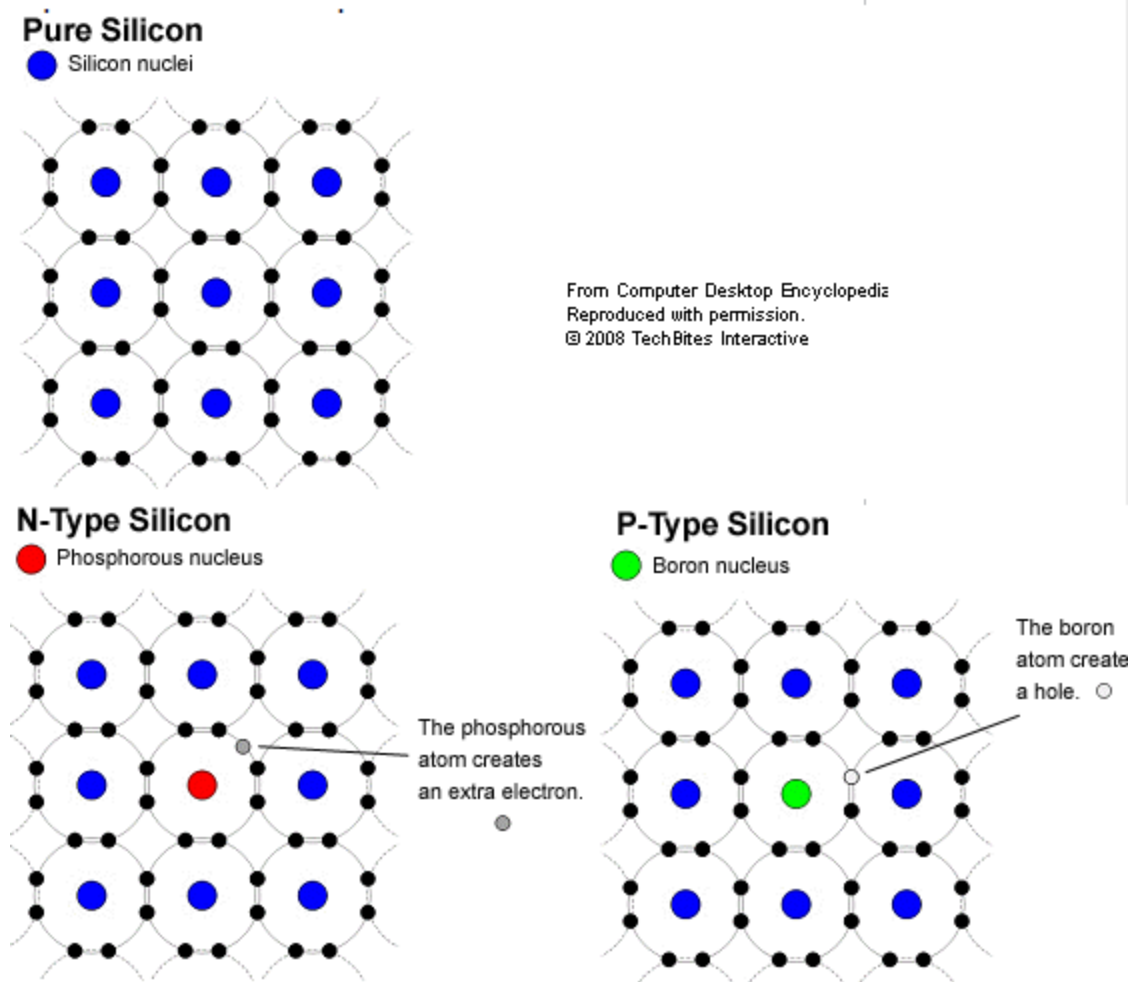
Gore navedeni problemi su uspešno rešeni uvođenjem u upotrebu poluprovodničkih detektora, kod kojih se kao aktivna zapremina koristi poluprovodnik. Germanijumski detektor spada u grupu poluprovodničkih detektora. Dva uslova koja su bila neophodna da zadovolje detektori sa medijumom u čvrstom stanju, poluprovodnici su ispunili. Prvi uslov je da zračenje ima mogućnost lakog razdvajanja naelektrisanja putem izbacivanja elektrona iz atoma. Drugi uslov je da električno polje u kojme se jedan takav materijal postavi ne pokreće nikakvo drugo naelektrisanje osim onog koje je stvorilo zračenje. Prvi uslov je je zadovoljen pošto je veoma lako izbiti elektron kod primesnih poluprovodnika, u nastavku biće više reči o ovome. Drugi uslov je isto zadovoljen pošto su poluprovodnici materijali čija je električna provodljivost između provodnika i izolatora i čija je energija veze reda nekoliko eV. Pored toga, još jedna od važnih karakteristika je da se celokupno naelektrisanje koje se stvori u zapremini detektora prikupi na elektrode, a signal je proporcionalan naelektrisanju koje je stvorilo zračenje pošto je primenjeno polje dovoljno samo da pokupi zračenje ali ne i da oslobodi nove elektrone iz omotaca. I na kraju efikasnost poluprovodničkih detektora je znatno viša nego efikasnost gasnih detektora, a pored toga imaju veoma dobru energetska rezoluciju, mogu da razlikuju dve veoma bliske linije, što ih čini nezamenjivim u spektroskopiji.

Da bi se razumeo način na koji poluprovodnički detektori funkcionišu potrebno je reći par reči o karakteristikama poluprovodnika. Pod poluprovodnicima se smatraju materijali čije se provodne karakteristike nalaze između provodnih karakteristika izolatora i provodnika. Najpoznatiji predstavnici poluprovodnika su Si i Ge, u čistom obliku, koji se nalaze u čvrstom stanju na sobnoj temperaturi. Pored toga svega tek jedan na 10^9 elektrona može da napusti kovalentnu vezu i pređe u provodnu zonu. Na ovaj

načina na mestu gde se nalazio elektron stvara se jedno prazno mesto koje se naziva šupljina. Na to mesto može da dođe neki drugi elektron i da ga zauzme i na taj način mesto sa koga je došao taj elektron postaje upražnjeno, na ovaj način dolazi do kretanja šupljina u poluprovodnicima. Pomeranje šupljina u električnom polju se vrši u suprotnom smeru od kretanja elektrona. Iz ovoga sledi da provodnost poluprovodnika potiče od kretanja malog broja šupljina i elektrona u električnom polju.

Da bi jedan elektron napustio valentnu zonu germanijuma (vezano stanje) i prešao u provodnu (slobodno stanje) potrebno mu je dovesti energiju reda 0.70 eV. Kod klase izolatora potrebno je procesno dovesti oko 6 eV, dok kod klase provodnika oni slobodno prelaze iz valentne u provodnu zonu iz razloga što se zone preklapaju.

Provodna svojstva poluprovodnika se drastično menjaju dodavanjem primesa, tj. dopiranjem. Na ovaj način mogu se dobiti dva tipa poluprovodnika istog elementa, u zavisnosti da li se atom Si ili Ge koji se nalazi u kristalnoj rešetki zameni sa elementima III i V grupe Periodnog sistema elemenata Slika 2.1



Slika 2.1. Tipovi poluprovodnika

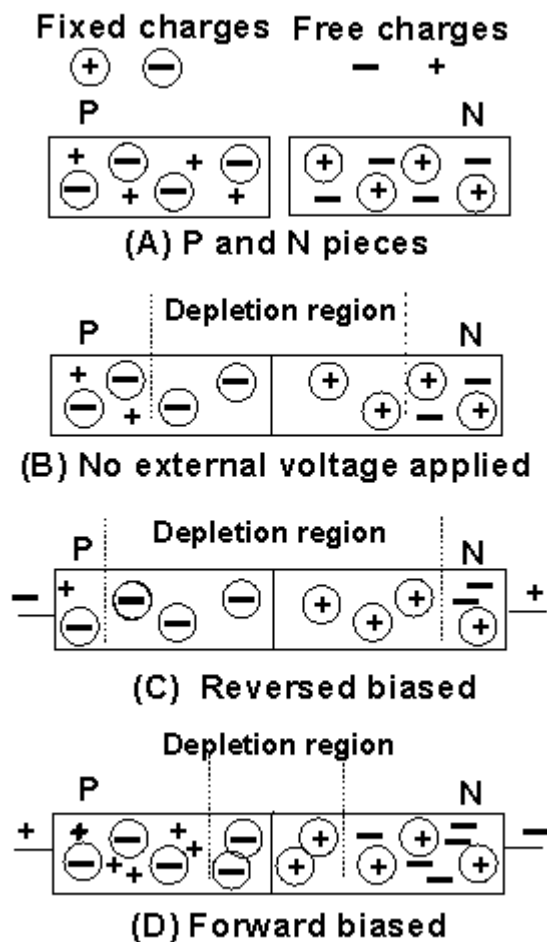
Ako na mesto atoma Ge u kristalnu rešetku dođe atom iz III grupe, dovešće do kreiranja jednog praznog mesta u kristalnoj rešetki, na ovaj način se dobijaju

poluprovodnici p tipa. To praktično znači da će svaki dopirani atom primese povećati broj šupljina za jednu u Ge. Okolni elektroni mogu slobodno prelaziti sa svojih stanja na to prazno mesto, čak i kad im je energija mnogo manja od energije potrebne da elektron pređe u provodni nivo. Dovoljno je da elektron poseduje energiju oko 0.01 eV da bi došlo do ovog kretanja. To dovodi do prostornog pomeranja naelektrisanja i proticanja struje iako ne dolazi do prelaska elektrona iz valentne u provodni nivo. U interpretaciji koja se zasniva na teoriji zona, kaže se da se u ovom slučaju stvara akceptorski nivo, u energetske skali on se nalazi tik iznad valentnog nivoa. S druge strane ako umesto atoma elementa III grupe Periodnog sistema elemenata u kristalnu rešetku Ge dođe do zamene i postavi atom elementa iz V grupe dolazi do pojave viška elektrona. Kako Ge ima četiri veze sa svojim susedima on svoja četiri elektrona uparuje sa četiri elektrona suseda, a kad se postavi atom elementa iz V grupe koji ima 5 valentnih elektrona, to znači da će u vezi sa susedima doći do toga da će jedan od elektrona atoma V grupe biti nesparen, ovakav tip poluprovodnika naziva se poluprovodnik n tipa. Taj elektron je slabo vezan i dovoljna je energija od oko 0.01 eV da mu se preda da bi se oslobodio i postao slobodan. Naravno poluprovodnik ostaje elektro neutralan, samo što se dobija jedan neuparen, slabo vezan elektron. Obično se kaže da ovi elektroni čine donorski nivo između valentne i provodne zone. Donorski nivo se na energetske skali nalazi ispod provodne, pomeren za iznos od 0.01 eV. To znači da se provodna svojstva znatno povećavaju na račun slabo vezanih elektrona.

Ukoliko se uspostavi kontakt između poluprovodnika p i n tipa, dolazi do difundovanja elektrona iz n dela u p i difundovanju šupljina iz p dela u n deo, na taj način što će elektroni iz n dela popunjavati prazna mesta, šupljine, u p delu i pri čemu dolazi do stvaranja viška negativnog naelektrisanja u p delu, dok zbog nedostatka elektrona u n delu, dođe do pojave viška pozitivnog naelektrisanja u oblasti blizu spoja. Ovakav proces difuzije odvijace se do momenta uspostavljanja dovoljnog električnog polja koje će sprečavati dalju preraspodelu naelektrisanja. Na ovaj način došlo je do kreiranja sloja prostornog naelektrisanja. U ovoj oblasti se uspostavlja električno polje, analogija bi se mogla povuci sa pločastim kondenzatorom, sa razlikom da je ovde prostor u kome vlada električno polje ispunjen poluprovodnikom. Ukoliko bi neko zračenje prolazeći kroz sloj prostornog naelektrisanja vršilo jonizaciju, došlo bi do kreacije elektrona i šupljine, koje bi postojeće električno polje usmeravalo na suprotne strane. Da bi se ovo naelektrisanje skupilo dovoljno bi bilo da se na krajevima ovog spoja postave elektrode.

Opisani pn-spoj nije ništa drugo nego obična poluprovodnička dioda Slika 2.2 Ukoliko se na krajeve ovog spoja dovede napon i takav da se p tip poluprovodnika prikopča na negativan a n tip na pozitivan potencijal, kao što je prikazano na slici, dobiće se inverzno polarisana dioda, u kojoj dolazi do značajnijeg širenja sloja prostornog naelektrisanja, što dovodi to toga da samo sporedni nosioci naelektrisanja mogu da difunduju kroz sloj prostornog naelektrisanja. Struja sporednih nosioca naelektrisanja naziva se struja praznog hoda. Poznavajući stuju koja protiče kroz diodu kad se ona nalazi u režimu praznog hoda, dobija se i poslednji prametar potreban za merenje pada napona između elektroda ili drugim rečima stuje koja se dobija prikupljanjem naelektrisanja na elektrodama. Priključivanje na spoljašni izvor napona ima za cilj povećanje jačine električnog polja između elektroda. U koliko u toj oblasti prostornog naelektrisanja dođe do interakcije zračenja sa atomima poluprovodnika doćiće do kreiranja elektrona i šupljina, koji se usled jakog električnog polja efikasno sakupljaju.

Skupljeno naelektrisanje na ovaj način izaziva pad napona na elektrodama i dolazi do protoka naelektrisanja, pojave struje.

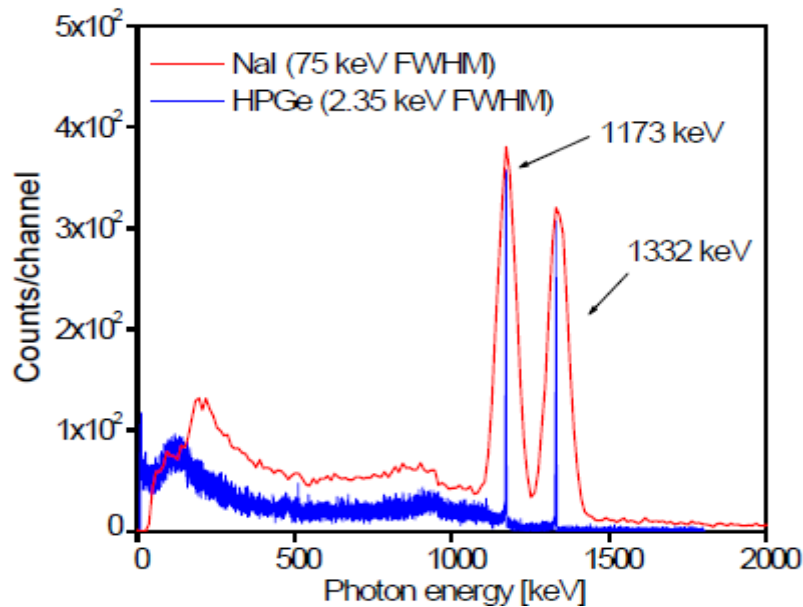


Slika 2.2. Princip nastanka i rada poluprovodničke diode

Za razliku od gasnih detektora gustina poluprovodničkih materijala je nekoliko redova veličine veća od gustine gasova koji se koriste kao radni medijum detektora. Zbog toga su poluprovodnički detektori efikasniji od gasnih. Kod čestica niske energije efikasnost poluprovodničkih detektora ide i do 100 %. Niskoenergetsko x i γ zračenje energija reda veličine desetina keV meri se silicijumskim detektorima koji su dopirani atomima litijuma. Za gama zračenje viših energija koristi se germanijum pošto je njegov redni broj viši nego redni broj silicijuma, pa samim tim ima višu efikasnost.

Pored toga dodatna prednost koju imaju poluprovodnici u odnosu na gasne komore ogleda se u tome da je energija koja je potrebna za stvaranje para elektron šupljina oko 10 puta manja nego energija koja je potrebna za jonizaciju atoma u gasu. To znači da će dve indentične čestice jednakih energije (pri čemu pretpostavka je da su one ostavile kompletnu energiju u zapremini detektora) stvoriti različite količine naelektrisanja u zapremini detektora. Čestica koja je registrovana poluprovodničkim detektorom stvorice 10 puta više naelektrisanja nego čestica koja je detektovana gasnim detektorom.

Pošto je količinom stvorenog naelektrisanja direktno proporcionalna energija koju je čestice ostavila u zapremini detektora prilikom svog potpunog zaustavljanja, to znači da će neodređenost energije zračenja biti manja kod poluprovodničkih detektora u odnosu na konvencionalne gasne detektore. Ovaj zaključak je izveden na osnovi činjenice da što više naelektrisanja čestica proizvede u aktivnoj zapremini detektora to je manja statistička neodređenost, to jest uticaj fluktuacije na rezultat. Zbog toga je energetska rezolucija poluprovodničkih detektora znatno bolja od energetske rezolucije drugih detektora. Ilustracija toga može se videti na slici 2.3.



Slika 2.3. Prikaz spektra ^{60}Co snimljenog germanijumskim i stincilacionim detektorom

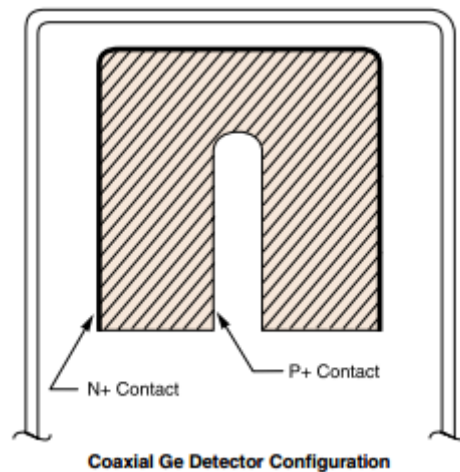
Jedan od spektara meren je poluprovodničkim detektorom a drugi je meren stincilacionim. Kada oba spektra uporedimo dolazimo do zaključka da je pikovi koji su dobijeni poluprovodničkim detektorom ima manju poluširinu od pikova merenih stincilatornim detektorom. Iz toga proizilazi da se pomoću poluprovodničkog detektora mogu dva veoma bliska pika razdvojiti i registrovati, dok bi na spektru stincilacionog to bio samo prikazan samo jedan pik.

Sa obzirom na to da je energija a stvaranje para elektron šupljina jako mala, a ako se detektor nalazi na sobnoj temepraturi elektroni će posedovati dovoljnu energiju da se oslobode iz veze i nesmetano kreću, što bi dovelo do pogrešnih rezultata, jer naelektrisanje ne bi poticalo samo od jonizacije koju izvršilo zračenje. Da bi se ovo predupredilo ovakav tip detektora se hladi, obično na temperaturu tečnog azota.

2.2. Detektor HPGe

Detektor Canberra 2520 spada u grupu Ge detektora sa standardnim koaksijalnim elektrodama (SEGe). Pomoću ovog detektora moguće je izvršiti registraciju gama fotona

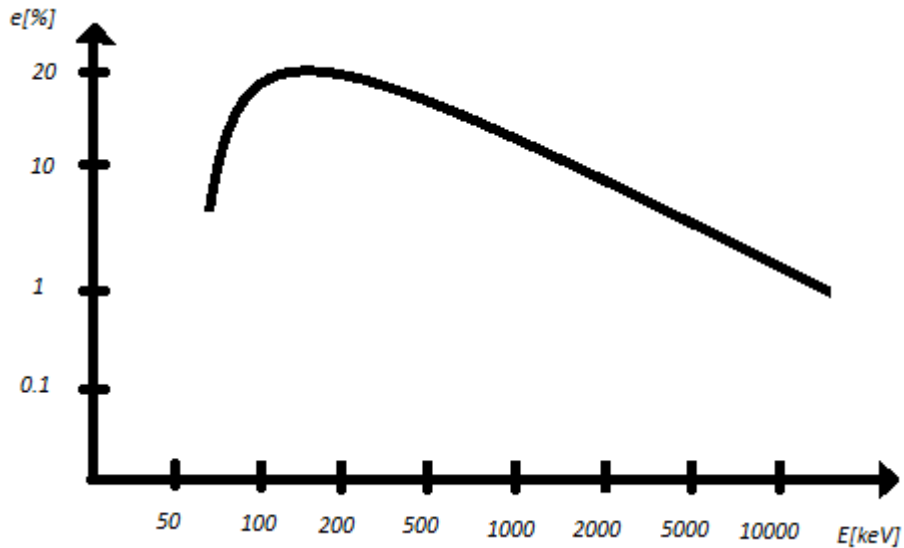
energije od 40 keV do 10 MeV, uz visoku rezoluciju i veoma dobar profil linije. Za energiju od 122 keV vrednost rezolucije je 0.9 keV, a za vrednost od 1.3 MeV vrednost rezolucije je 2.0 keV. Relativna efikasnost ovakog tipa detektora po specifikacijama datim od proizvođača je 25 %, dok je stvarna relativana efikasnost 22,3 %. Brzina brojanja, vremenska rezolucija, je 1.5 impulsa u sekundi. Medijum detektora, kristal germanijuma se pravi u cilindričnoj geometriji sa n-tipom kontakta na spoljašnjoj površini i p-tipom kontakta sa unutrašnje strane, Slika 2.4



Slika 2.4. Šema HPGe detektora sa spoljašnjim kontaktom n-tipa i unutrašnjim kontaktom p-tipa

Visoka čistoća germanijumskog monokristala gde na 10^{10} atoma germanijuma dolazi jedan atom nečistoće i uspostavljanje polja između elektroda koje su inverzno polarisane, čija jačina je dovoljna da samo pokupi stvoreno naelektrisanja a ne i da jonizuje atome germanijuma. U interakciji gama fotona sa ovim slojem dolazi do proizvodnje para elektron-šupljina, koji se pomoću električnog polja usmeravaju ka elektrodama, gde se preko električno osetljivog konvertera vrši konverzija skupljenog naelektrisanja u naponski signal koji je proporcionalan energiji koju je gama foton ostavio u aktivnoj zapremini detektora.

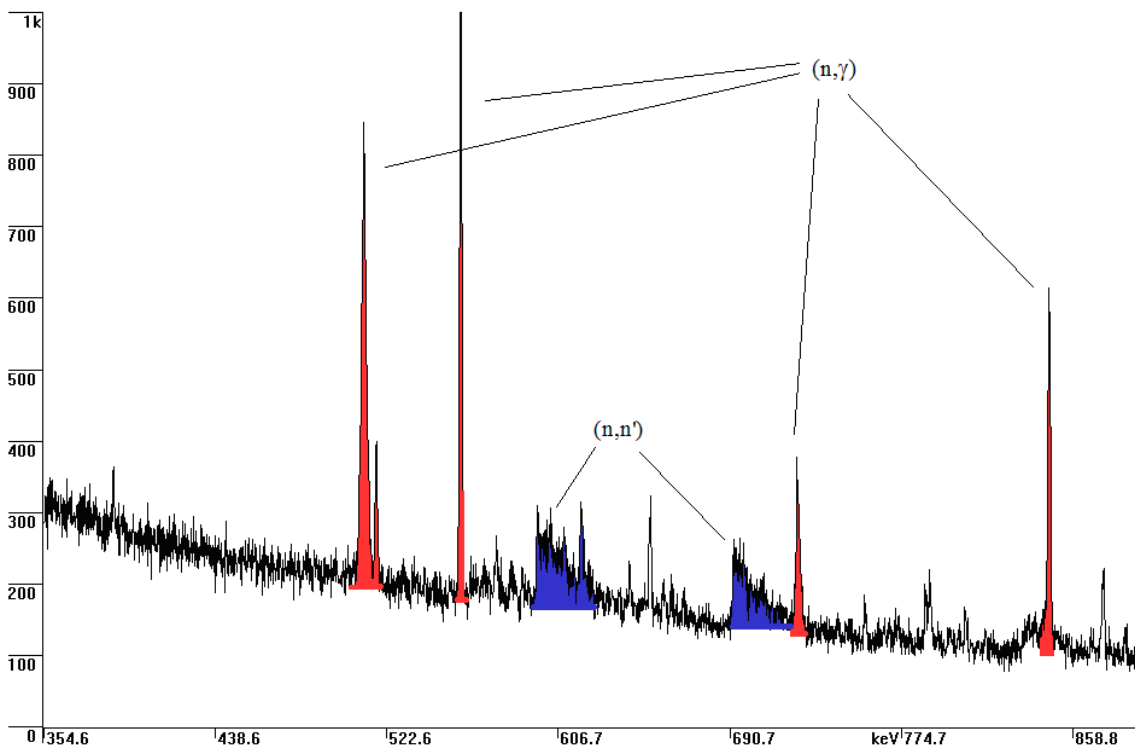
Pri bilo kakvom merenju potrebno je poznavati krivu efikasnosti, koja je kod ovog tipa detektora data kao zavisnosti od energije upadnog gama fotona, Slika 2.5.



Slika 2.5. Kriva efikasnosti Canberra CG2520 detektora

Kao što se može videti najveća efikasnost detektora je na energija u intervalu od 100 do 200 KeV, pa krećući se ka višim energijam primećuje se trend opadanja efikasnosti, tako da će najveću verovatnoću detekcije imati zračenje energije koja se nalazi u okolini maksimuma krive. Kriva efikasnosti se dobija merenjem efikasnosti pomoću izvora gama zračenja na različitim energijama.

Kod interakcije germanijuma sa neutronima pored standardnog oblika pojavlju se i pikovi trouglastog oblika Slika 2.6. Ovo je posledica toga što se kinetička energija neutrona ne troši samo na emisiju gama fotona, nego i deo energije se preda jezgru, u vidu energije uzmarka jezgra. Ovo je primećeno u interakciji atomskih jezgara germanijuma sa brzim neutronima energija u MeV opsegu, gde je kinetička energija neutrona velika tako da je i uzmark jezgra dovoljno velik da se eksperimentalno može detektovati.



Slika 2.6. Oblik pikova

I na kraju da bi ovakav detektor mogao da funkcioniše i da bi bili u mogućnosti detektovati stvarne procese, potrebno je detektor postaviti u zaštitu. Zbog raznih nuklearnih proba i akcidenata određena količina radioaktivnih elemenata je ispuštena u okolni prostor. Drugi razlog je kosmičko zračenje koje dospeva na površinu zemlje, tako dato zračenje može da stvara nepoželjni fon koji se gvozdenom zaštitom eliminiše. Napomena je da gvožđe koje se koristi u svrhu zaštite treba da je izliveno pre drugog svetskog rata zbog toga što tada u vazduhu nisu postojali veštački radioaktivni elementi. Pored spoljne zaštite koja se koristi da se smanje doprinosi zračenja, da bi detektor prikazivao prave rezultate potrebno je i da se detektor hladi. Zbog toga što je niska vezivna energija petog elektrona kod kristala germanijuma, elektroni na sobnim temperatura dobijaju dovoljnu energiju da se oslobodi iz veze što se sprečava hlađenjem i na taj način samo naelektrisanje koje stvori zračenje biva registrovano.

3. Izvor neutronskog zračenja kalifornijum Cf-252

U ovom delu objašnjen je mehanizam stvaranja neutrona posredstvom procesa spontane fisije.

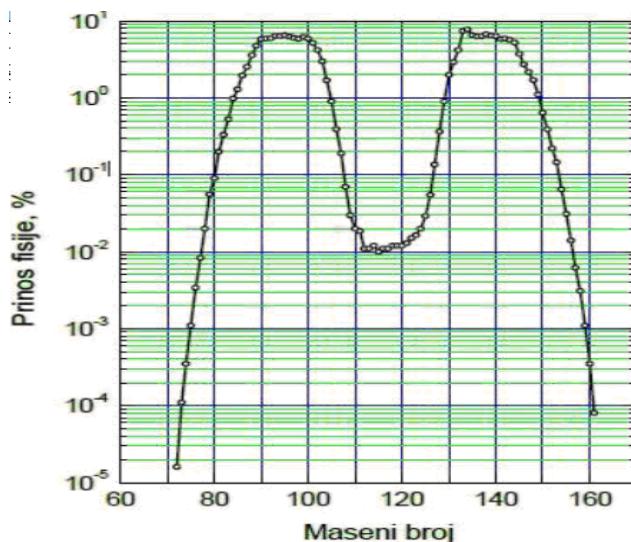
3.1. Fisija

Nuklearna fisija predstavlja proces u kome se jedno teže atomsko jezgro deli na dva lakša i određeni broj emitovanih čestica i gama fotona. Najčešće zastupljene čestice i zračenje su: neutroni, gama zraci, beta čestice, alfa čestice. Fisija težih elemenata je egzotermna reakcija, što znači da usled reakcije dolazi do oslobađanja energije koju odnose ili gama fotoni u vidu zračenja ili fragmenti u vidu svoje kinetičke energije. Postoji dva tipa nuklearne fisije a to su: indukovana fisija i spontana fisija.

3.1.1. Indukovana fisija

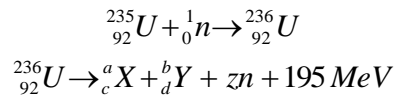
Indukovana fisija je proces bombardovanja jezgara težih elemenata neutronima, posle čega dolazi do stvaranja složenog jezgra, u čiji sastav ulaze neutron i jezgro težeg elementa, čiji je vreme života jako kratko. Usled preraspodele neutrona unutar složenog jezgra dolazi do cepanja jednog složenog jezgra na više fragmenata (produkata fisije) i emisije određenog broja neutrona. Ovaj proces se dešava veoma brzo.

Poznato je da se jezgro može raspasti posredstvom više kanala raspada. Verovatnoća nastanka određenih fisionih produkata prilikom bombardovanja ^{235}U termalnim neutronima je data na Slici 3.1



Slika 3.1 Prikaz verovatnoće stvaranja pojedinih fisionih produkata posle raspada jezgra ^{235}U nakon zahvata termalnog neutrona u logaritamskoj skali

Prilikom zahvata termalnog neutrona na jezgrima uranovog izotopa ^{235}U dolazi do formiranja nestabilnog izotopa (složenog jezgra) ^{236}U , koje se raspada na dva ili tri potomka uz emisiju nekoliko neutrona



3.1.2. Spontana fisija

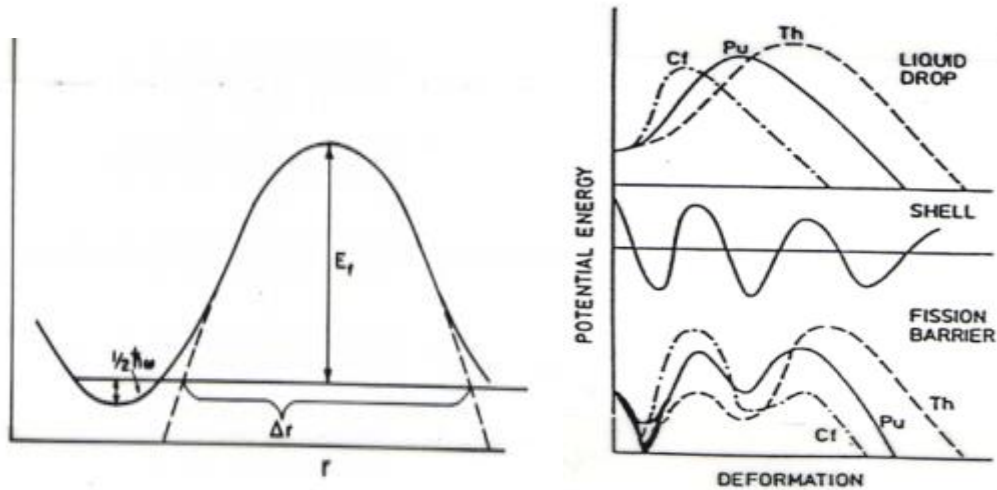
Spontana fisija je otkrivena 1940 kad je primećeno da jezgra uranovog izotopa ^{238}U pokazuju tendenciju da spontano dožive fisiju, pri čemu od jednog jezgra urana -238 nastaju dva nova jezgra. Verovatnoća odvijanja ovog procesa je jako mala i ona iznosi $5 \cdot 10^{-7}$ verovatnoće dešavanja α raspada. Od tada do danas nađeno je da oko 100 radioizotopa ima mogućnost da doživi spontanu fisiju. Sam proces je malo verovatan u slučaju lakih aktinida ali se povećava verovatnoća kako se povećava redni broj elementa. Period poluraspada procesom spontane fisije uzima širok opseg vrednosti, razlika između gornje i donje granice iznosi 29 redova veličine, najveći period poluraspada imaju uranova jezgra a najkraći period poluraspada imaju izotopi fermiuma.

Proces spontane fisije predstavlja proces koji se odvija posredstvom tunel efekta kao i proces alfa raspada. Očekuje se, da se period poluraspada atomskog jezgra spontanom fisijom može opisati istom zakonitošću kao period poluraspada alfa česticom.

$$T_{1/2} = \frac{\ln 2}{fP} \quad (3.1)$$

Pri čemu sa f - obeležena frekvencija pokušaja prolaska kroz barijeru i sa P - penetrabilnost barijere, transmisioni koeficijent. Kao i kod alfa raspada, penetrabilnost barijere je najznačajniji faktor. Račun koji je potreban za izračunavanje vrednosti penetrabilnosti barijere je komplikovan zbog toga što je barijera - multidimenziona, te shodno tome predstavljen će biti samo najjednostavniji model barijere, a to je invertovan harmonijski oscilatorni potencijal (parabola) Slika 3.2. Koristeći Hill-Wheeler relaciju dolazi se do vrednosti za transmisioni koeficijent za penetrabilnost barijere

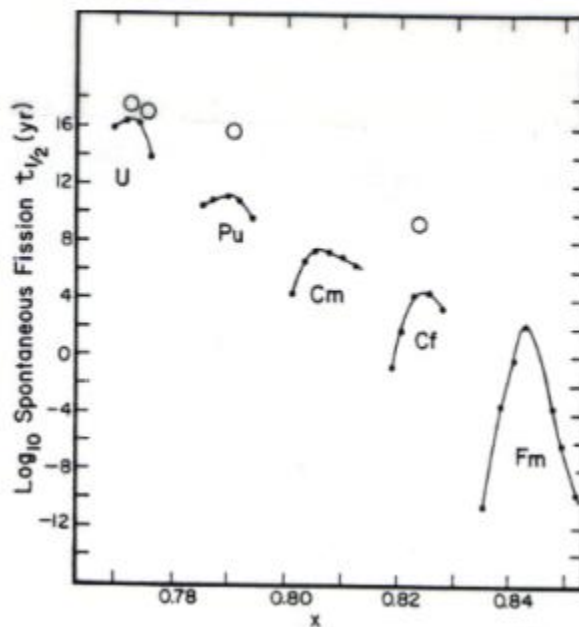
$$P = (1 + e^{[2\pi(B_f)/\hbar\omega]})^{-1} \quad (3.2)$$



Slika 3.2 Sa leve strane—oblik barijere invertovan potencijal harmonijskog oscilatoran,desno- oblik barijera nekih jezgara

Gde je sa B_f označena visina barijere i sa $\hbar\omega$ je označena zakrivljenost barijere (razmak između nivoa koji odgovaraju „normalnom” harmonijskom oscilatoru). Ako je vrednost $\hbar\omega$ barijera ima veliku penetrabilnosti, dok ako je vrednost niska radi se o barijeri slabe penetrabilnosti. Kombinujući relacije (3.1) i (3.2) dolazi se do sledeće relacije

$$T_{1/2} = 2.77 \cdot 10^{-21} e^{[2\pi(B_f)/\hbar\omega]} \quad (3.3)$$



Slika 3.3. Periodi poluraspada za proces spontane fisije za parno-parna (*) i parno-neparna (o) jezgra kao funkcija fisionog parametra x

Pri čemu je fisioni parametar definisan je preko relacije:

$$x = \frac{(Z^2 / A)}{50.883[1 - 1.7826((N - Z) / A)^2]} \quad (3.4)$$

Razlika u vrednosti period poluraspada dva jezgra koji se raspadaju putem spontane fisije, a čije su visine barijera 5MeV i 6MeV , iznosi $3 \cdot 10^5$. Visina barijere u primeru je relevantna u slučaju aktinida pri čemu se dobija da razlika u visini barijere od 1MeV odgovara faktoru 10^5 u slučaju perioda poluraspada za proces spontane fisije.

Pošto visina barijere zavisi od odnosa Z^2 / A onda i period poluraspada za proces spontane fisije zavisi od ovog odnosa. Na Slici 3.3 prikazana je zavisnost logaritama perioda poluraspada za proces spontane fisije od fisionog parametra x . Primećuje se da sa smanjenjem vrednosti perioda poluraspada dolazi do povećanja. Pored toga primećeno je da jezgra sa neparnim A imaju abnormalno veliku vrednost za period poluraspada u poređenju sa parno-parnim jezgrima. I na kraju dolazi se do zaključka zašto je teško izvršiti kreaciju težih elemenata rednog broje većeg od $Z \geq 104$, razlog leži u činjenici da je vrednost perioda poluraspada takvih jezgara za proces spontane fisije reda veličine milisekunde.

3.2 Kalifornijum: šema raspada i spektar zračenja

3.2.1. Izotopi

Kalifornijum predstavlja jedan od radioizotopa čija se jezgra raspadaju procesom spontane. U Tabela 3.1 predstavljeni izotopi kalifornijuma.

Naziv izotopa	Zastupljenost	Period poluraspada	Kanal raspada	Energija raspada (MeV)	Produkti raspada
^{248}Cf	Sintetizovan	333.5 d	α (100 %)	6.369	^{244}Cm
			SF (0.0029%)	0.0029	-
^{249}Cf	Transuranski	351 y	α (100 %)	6.295	^{245}Cm
			SF ($5.0 \cdot 10^{-7}$ %)	$4.4 \cdot 10^{-7}$	-
^{250}Cf	Transuranski	13.08 y	α (99.92 %)	6.129	^{246}Cm
			SF (0.08%)	0.077	-
^{251}Cf	Transuranski	898 y	α	6.172	^{247}Cm
^{252}Cf	Transuranski	2.645 y	α (96.91 %)	6.217	^{248}Cm
			SF (3.09%)	-	-
^{253}Cf	Transuranski	17.81 y	β^- (99.69 %)	0.29	^{253}Es
			α (0.31%)	6.126	^{249}Cm
^{254}Cf	Sintetizovan	60.5 d	SF (99.69 %)	-	-
			α (0.31%)	5.930	^{250}Cm

Tabela 3.1. Prikaz izotopa kalifornijuma

Kao što se može videti iz tabele 3.1 samo tri izotopa kalifornijuma imaju dovoljno visoku vrednost verovatnoće za dešavanje procesa spontane fisije sa jedne strane i dovoljno kratko vreme perioda poluraspada sa druge strane, iz ovih predhodno navedenih razloga njihova primena u praksi je moguća. Za proizvodnju izvora se koriste obično jedinjenja kalifornijuma u Tabeli 3.2 data su moguća jedinjenja kalifornijuma:

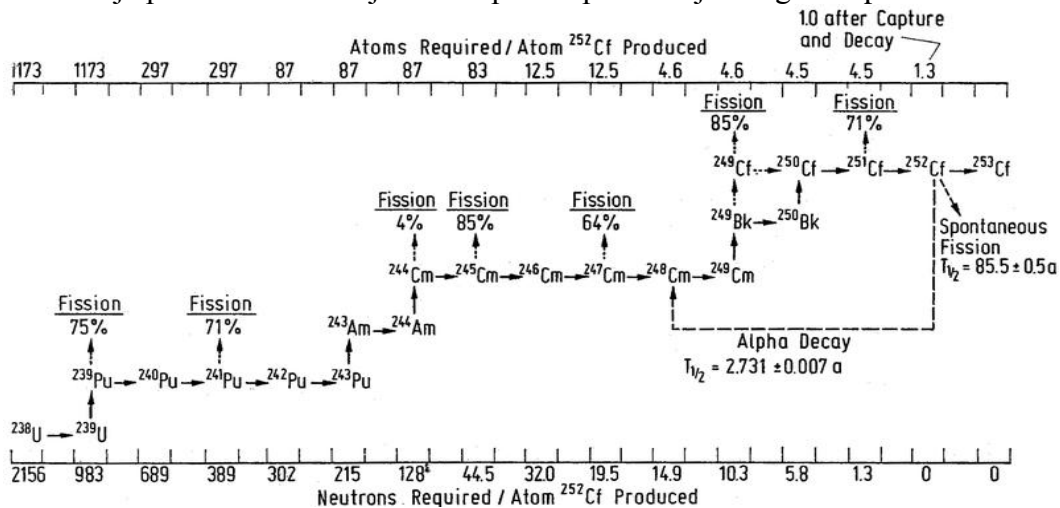
state	compound	formula	color
+2	californium(II) bromide	CfBr ₂	yellow
+2	californium(II) iodide	CfI ₂	dark violet
+3	californium(III) oxide	Cf ₂ O ₃	yellow-green
+3	californium(III) fluoride	CfF ₃	bright green
+3	californium(III) chloride	CfCl ₃	emerald green
+3	californium(III) iodide	CfI ₃	lemon yellow
+4	californium(IV) oxide	CfO ₂	black brown
+4	californium(IV) fluoride	CfF ₄	green

Tabela 3.2. Jedinjenja kalifornijuma

Takva jedinjenja kalifornijuma se hermetički zatvaraju u metalni cilindar.

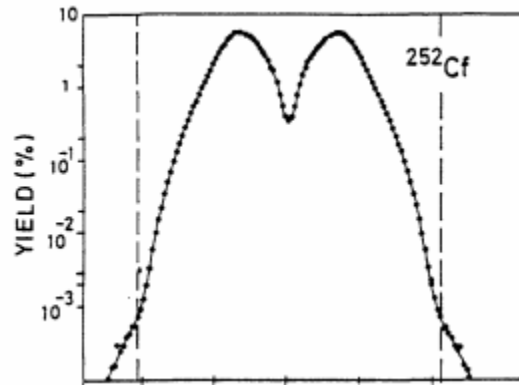
3.2.2. Šema raspada i spektar zračenja

U ovom radu kao izvor zračenja korišćen je izotop kalifornijuma-252. Količine stvorenog kalifornijuma su relativno male, primera radi 2003 godine proizvedeno je oko 0.02525 g kalifornijuma-252. Šema proizvodnje je prikazana na Slici 3.4, ovo je samo radi ilustracije prikazano koliko je složen proces produkcije ovog izotopa.



Slika 3.4. Šematski prikaz procesa proizvodnje kalifornijuma-252

Šema raspada kalifornijuma-252 data je na Slici 3.4. U gornjem desnom uglu sa isprekidanom strelicom prikazani mogući kanali raspada. Prilikom procesa spontane fisije dolazi do produkcije nekoliko fragmenata i do emisije nekoliko neutrona. U principu grafik verovatnoće stvaranja pojedinih fisionih produkata sličan je grafiku za ^{235}U , Slika 3.5.



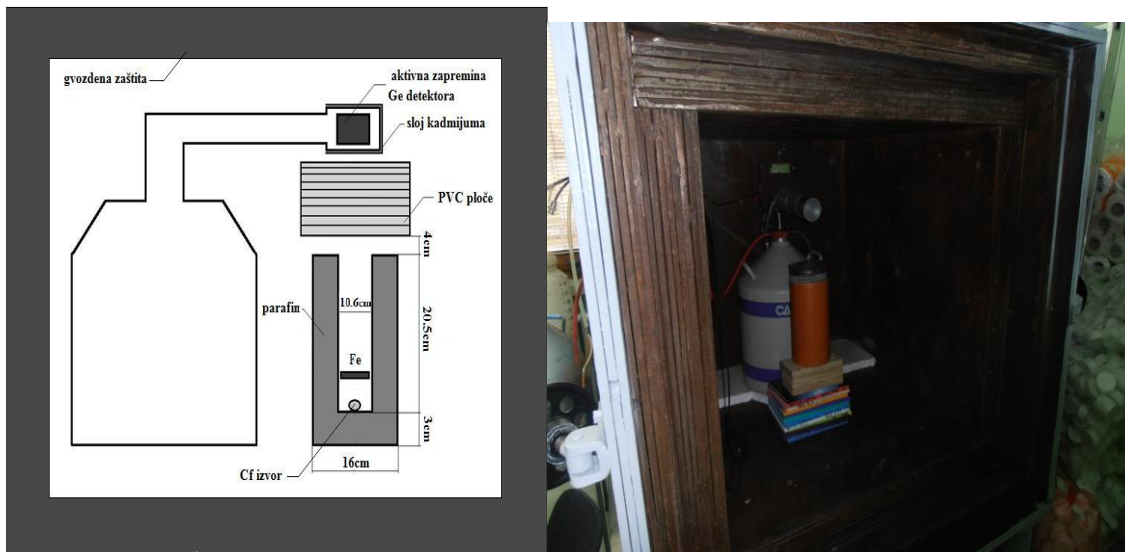
Slika 3.5. Prikaz verovatnoće stvaranja pojedinih fisionih produkata posle raspada jezgra kalifornijuma-252

4. Rezultati merenja

U predhodnim eksperimentima koji su izvedeni u Laboratoriji za nuklearnu fiziku na Departmanu za fiziku Univerziteta u Novom Sadu došlo je do indicije da možda i drugi procesi, ne samo proces zahvata termalnih neutrona, mogu da utiču na formiranje linija 138.7keV i 198.3keV . Primećeno je da sa promenom fluksa termalnih neutrona ne dolazi do srazmerne promene intenziteta linija. Analizirano je ponašanje nekoliko linija koje nastaju usled zahvata termalnih neutrona na jezgrima germanijuma ili usled neelastičnog rasejanja upadnih brzih neutrona na jezgrima germanijuma, radi analize interakcija koje ostvaruju brzi neutroni i termalni sa atomskim jezgrima germanijuma.

4.1. Opis eksperimenta

Eksperimentalni deo ovog rada urađen je u Laboratoriji za nuklearnu fiziku na Departmanu za fiziku Univerziteta u Novom Sadu na koaksijalnom germanijumskom detektoru (HPGe) relativne efikasnosti 22.3% i aktivne zapremine od oko 119cm^3 . Na Slici 4.1. dat je prikaz izgleda detektorskog sistema u gvozdenoj zaštiti i šematski prikaz postavke eksperimenta.



Slika 4.1. Slika eksperimenta i šematski prikaz

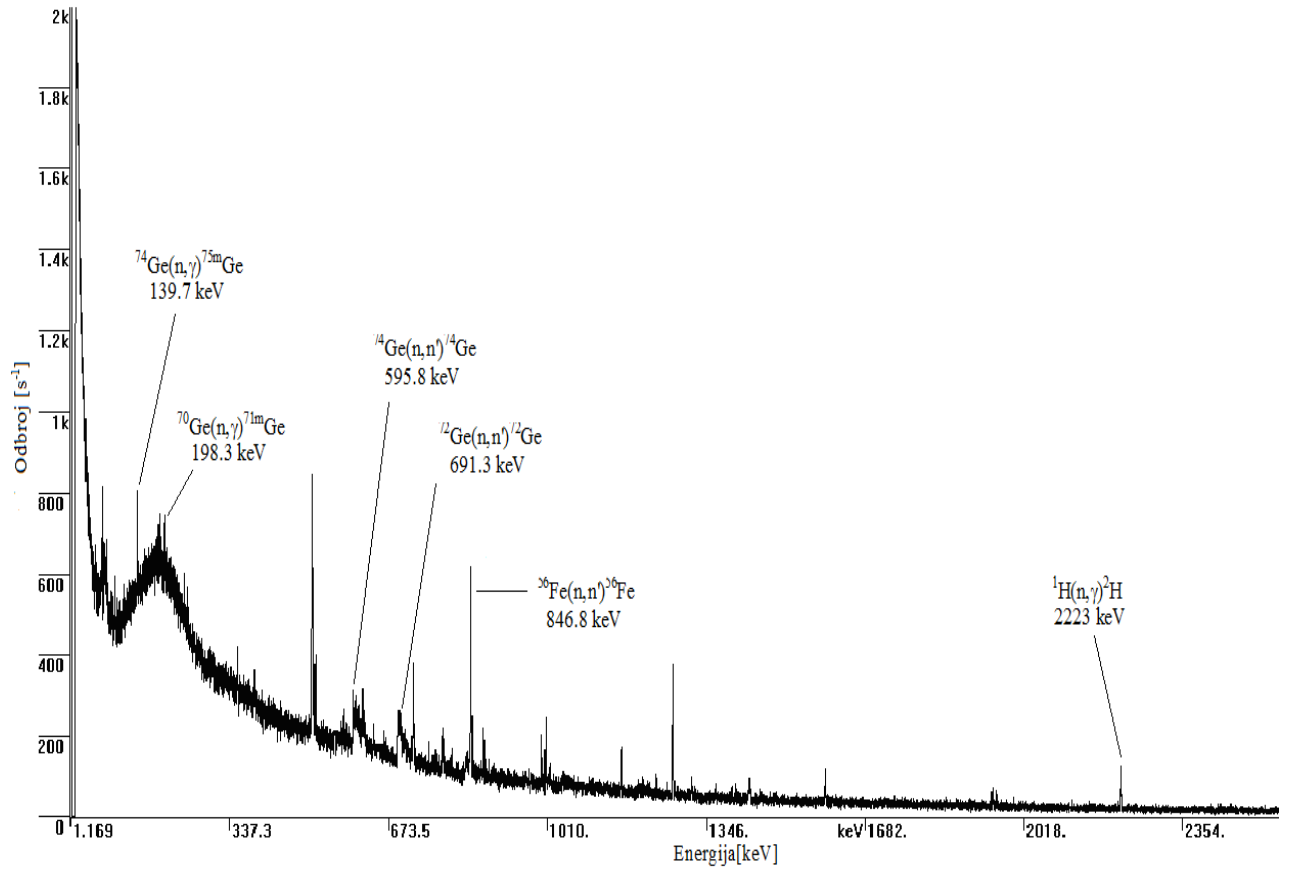
Ceo eksperiment se izvodio u gvozdenoj zaštiti. Upotrebom ovakve zaštite eliminiše se mogućnost da okolno zračenje utiče na rezultate merenja. Gvožđe koje je upotrebjeno u izradi zaštite izliveno je pre 1945 godine. Razlog upotrebe gvožđa koje je izliveno pre 1945, je u tome što to gvožđe prilikom livenja nije kontaminirano veštačkim radioaktivnim elementima. Prisustvo nekog od veštačkih radioaktivnih elemenata u gvozdenoj zaštiti dovelo bi do proizvodnje visokog fona, te nebi bila moguća detekcija

slabih linije. Debljina gvozdene zaštite iznosi 25 cm, napravljena je od limova koji su spajani ali ne vareni.

U Marineli posudu uliven je parafin, a potom postavljen izvor kalifornijuma (Slika 4.1). Preko izvora postavljena je gvozdена pločica debljine 8mm. Upotrebom gvozdene pločice vrši se eliminisanje gama zračenja koje emituju jezgra nastala kao profukti fisije kalifornijuma-252. Zbog visokog rednog broja gvožđa ona je transparentna za neutrone. Između izvora neutrona i detektora postavljane se PVC pločice, a sam detektor je u jednoj seriji merenja bio prekriven limom od kadmijuma debljine 1 mm.. Sa povećanjem debljine PVC predpostavljeno je da će udeo termalnih neutrona u snopu povećavati na račun brzih, koji se termalizuju usled interakcije sa PVC-om. Praćene fluksa termalnih neutrona vršeno je preko detekcije gama fotona koji su nastali kao produkt nuklearnih reakcija, zahvata termalnih neutrona od strane atomskih jezgra kadmijuma. Snimanja spektara su vršena u geometriji prikazanoj na Slici 4.1. Prvi set snimanja vršen je bez upotrebe kadmijuma pri debljinama polivinil hlorida od: 0 mm, 7 mm, 14 mm, 26 mm, 45 mm, 68 mm i 93 mm. Drugi set vršen je upotrebom kadmijuma koji je bio obmotan oko detektora za iste vrednosti debljine sloja polivinil hlorida, Slika 4.1. Debljina lima kadmijuma iznosila je 1 mm. Upotrebom kadmijuma se iz upadnog fluksa neutrona uklanjala termalna komponenta, tako da je na detektor stizala samo brza komponenta neutrona. Na ovaj način analizirano je koliki doprinos stvaranju linije doprinosi koja komponenta upadnog fluksa.

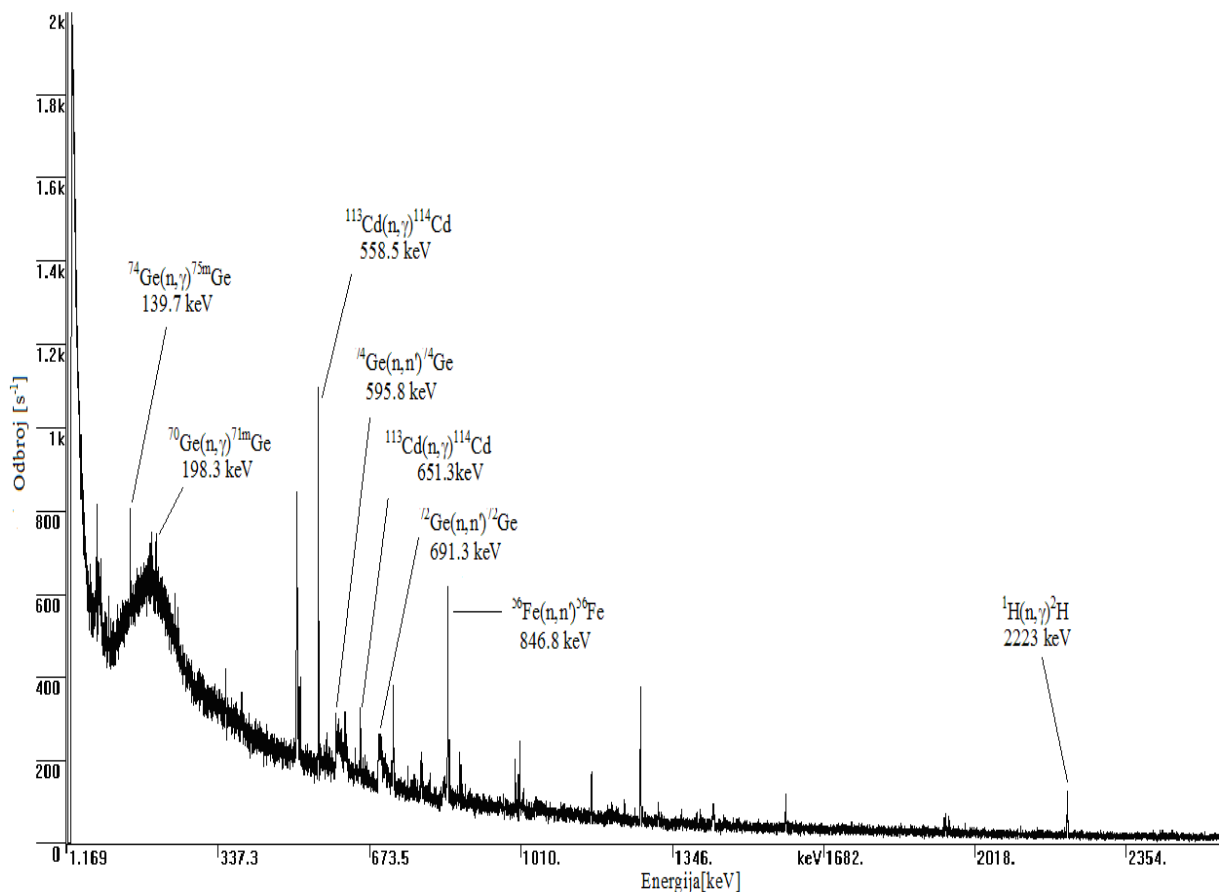
4.2. Eksperimentalni rezultati

Na Slici 4.2 dat je grafički prikaz spektra snimljenog korišćenjem sloja PVC debljine 7 mm bez upotrebe kadmijuma.



Slika 4.2. Grafički prikaz spektra snimljenog korišćenjem sloja PVC debljine 7 mm bez kadmijuskog omotača, uz indentifikaciju linija.

Na Slici 4.3 dat je grafički prikaz spektra snimljenog korišćenjem sloja PVC debljine 7 mm sa upotrebom kadmijuma.



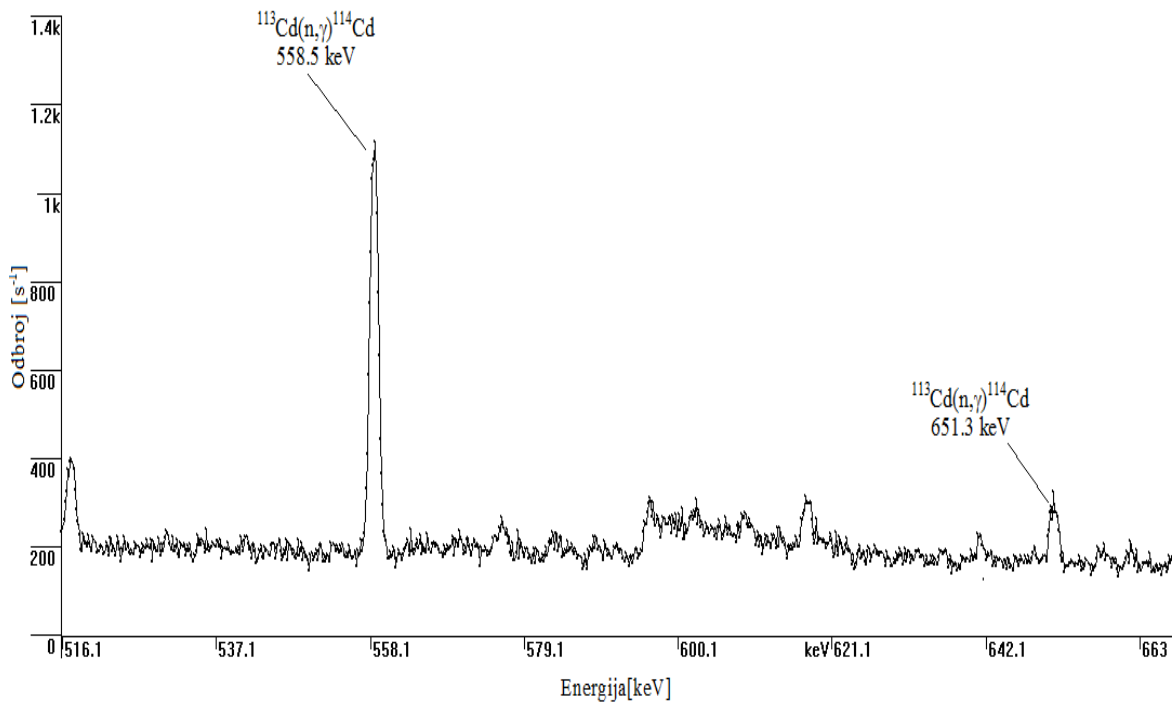
Slika 4.3. Grafički prikaz spektra snimljenog korišćenjem sloja PVC debljine 7 mm i sa upotrebom kadmijuma, uz indentifikaciju linija

Analizom spektara sa Slika 4.2 i 4.3 primeću se pojava linija energija 558.5 keV i 651.3 keV, na Slici 4.3 dok na Slici 4.2 takvih linija nema što je u skladu sa ranijim. One nastaju u procesu deekcitacija atomskog jezgra kadmijuma-114, kao posledica procesa zahvata termalnog neutrona od strane atomskog jezgra kadmijuma-113. Primećeno je i da je intenzitet ostalih linija manji u slučaju kad je korišćen kadmijum nego kad nije.

4.3. Analiza mernih rezultata

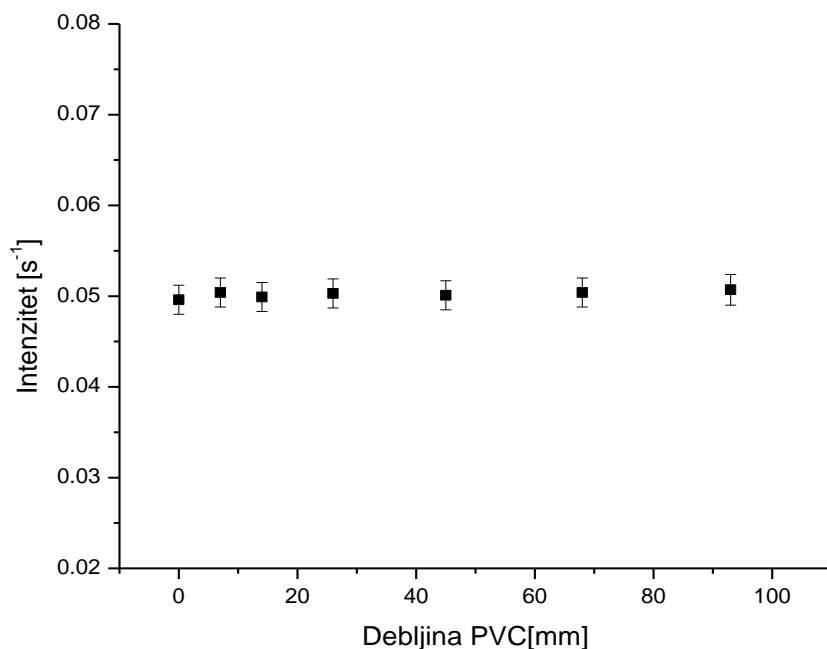
4.3.1. Linije Cd

Pa Slici 4.4 prikazan je uvećano deo spektra germanijumskog detektora sa prikazom gama linija kadmijuma od 558.5 keV i 651.3 keV snimljenog sa slojem od 7 mm polivinil hlorida i sa kadmijumom postavljenim oko germanijumskog detektora.

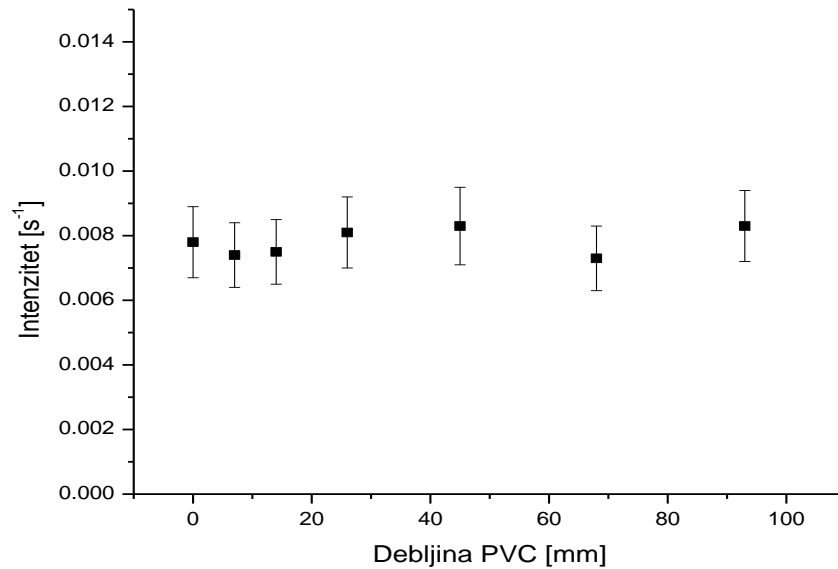


Slika 4.4. Deo spektra sa gama linijama kadmijuma od 558.5 keV i 651.3 keV u spektru

U eksperimentu nakon što su određeni intenziteti gama linija od 558.5 keV i 651.3keV iz svih izmerenih spektara, dobijeno je da su intenziteti obe kadmijumove linije konstantani i nezavisani od debljine sloja polivinil hlorida, Slika 4.5 i Slika 4.6.

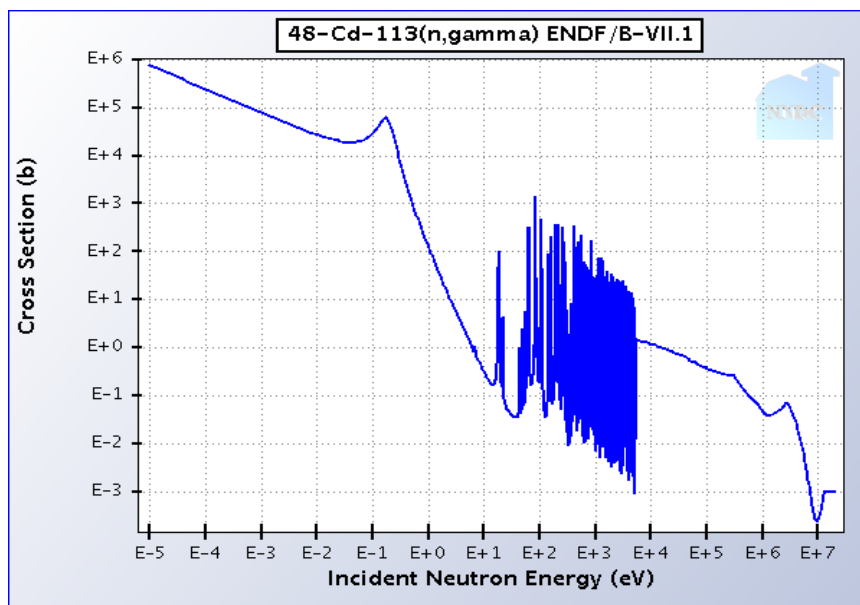


Slika 4.5. Grafički prikaz zavisnosti intenziteta kadmijumove linije 558.5 keV od debljine PVC



Slika 4.6. Grafički prikaz zavisnosti intenziteta kadmijumove linije 651.3 keV od debljine PVC

Zbog visokog efikasnog preseka za zahvat neutrona u oblasti termalnih energija čija je vrednost par redova veličine veća u odnosu na ostale energetske oblasti (4.7), smatra se da linije potiču isključivo od zahvata termalnih neutrona od strane atomskog jezgara kadmijuma-113. Zbog toga se preko intenziteta ovih linija može pratiti fluks termalnih neutrona za razne debljine sloja polivinil hlorida. Kako je intenzitet linija konstantan, onda sledi da je fluks termalnih neutrona konstantan na mestu gde se nalazi kadmijumski lim, tj. Aktivna zaprmina germanijumskog detektora. Ovaj rezultat se može objasniti paralelnim dejstvom dva procesa koji se odvijaju u sloju polivinil hlorida. Prvi proces je proces termalizacije brzih neutrona u sloju polivinil hlorida a drugi proces je apsorbcija neutrona od strane atomskih jezgara vodonika. Kako je intenzitet linija od 558.3 keV i 651.3 keV konstantan, onda je i fluks termalnih neutrona konstantan što je rezultat ravnoteže procesa apsorbcije i termalizacije.

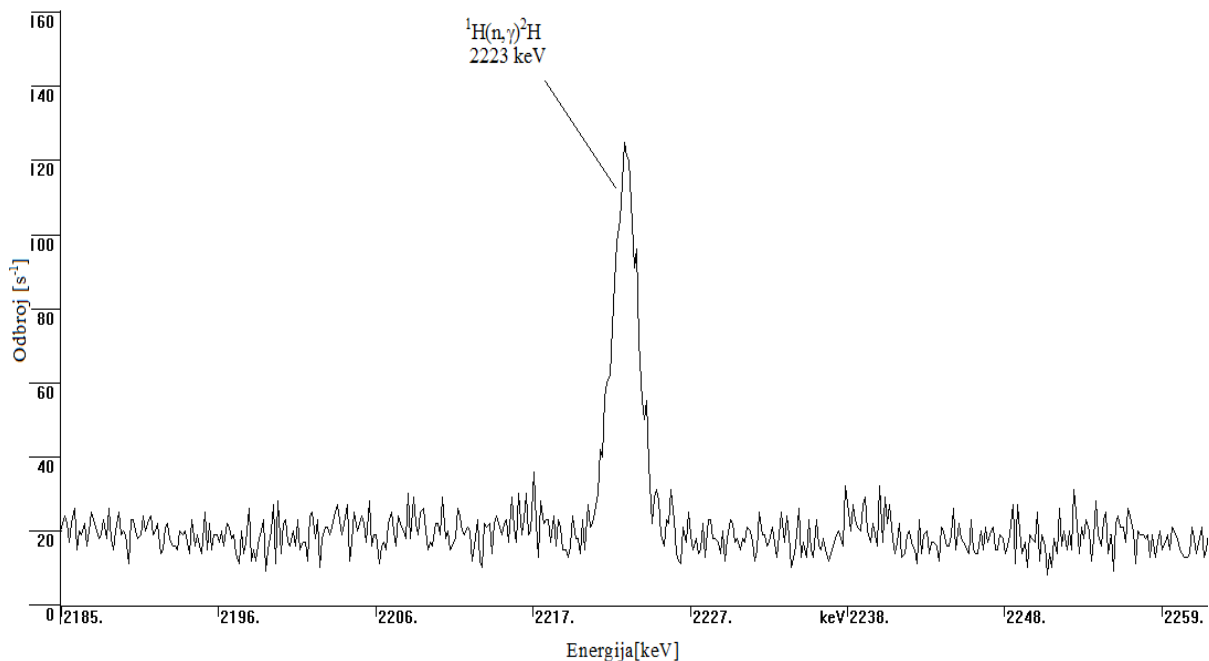


Slika 4.7. Prikaz zavisnosti efikasnog preseka od energije za slučaj atomskog jezgra kadmijuma-113

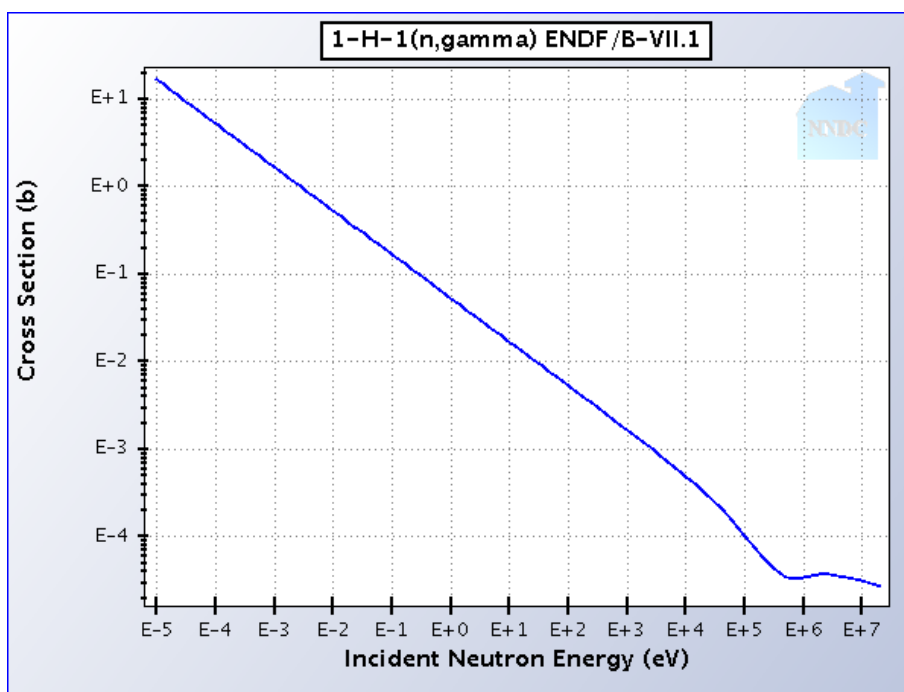
4.3.2. Linija vodonika

Pa Slici 4.8. prikazan je uvećano deo spektra germanijumskog detektora sa prikazom gama linije vodonika od 2223 keV snimljenog sa slojem od 7 mm polivinil hlorida i sa kadmijumom postavljenim oko germanijumskog detektora.

Ova linija nastaje kao produkt reakcije ${}^1\text{H}(n,\gamma){}^2\text{H}$. Pošto vrednost efikasnog preseka brzo opada sa povećanjem vrednosti energije neutrona, smatra da dolazi samo do zahvata termalnih neutrona od strane atomskog jezgra vodonika (4.9). Intenzitet ove linije predstavlja meru koliko se zahvata termalnih neutrona odigralo i koliko je atomskih jezgara deuterijuma formirano.



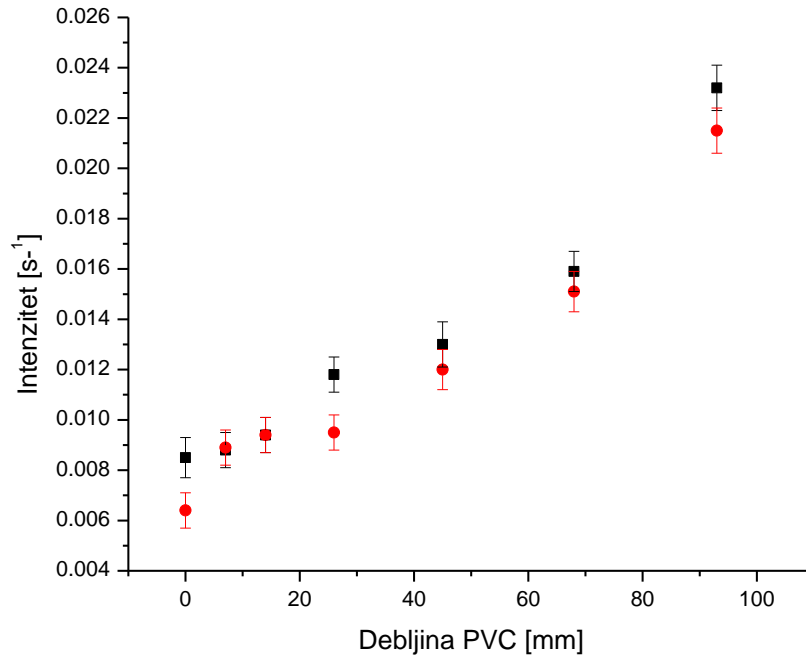
Slika 4.8. Deo spektra u kome se nalazi gama linija vodonika od 2223 keV



Slika 4.9. Prikaz zavisnosti efikasnog preseka od energije za slučaj atomskog jezgra vodonika(protona)

Nakon što je određen intenzitet linije od 2223 keV u svim merenim spektrinma , primećeno je da intenzitet linije linearno raste, sa povećanjem debljine polivinil hlorida (4.10). Povećanjem debljine polivinil hlorida dolazi do povećanja fluksa termlanih

neutrons i povećanja količine vodonika na kome se može odigrati zahvat neutrons, zbog čega dolazi do porasta vrednosti intenziteta. Vrednost intezitet linije snimljene korišćenjem kadmijuma (crveni kvadrati) i bez upotrebe kadmijuma (crni kvadrati) malo se razlikuje, zbog visoke prodornosti gama zračenja energije 2223 keV i male debljine sloja kadmijuma koja iznosi 1 mm.

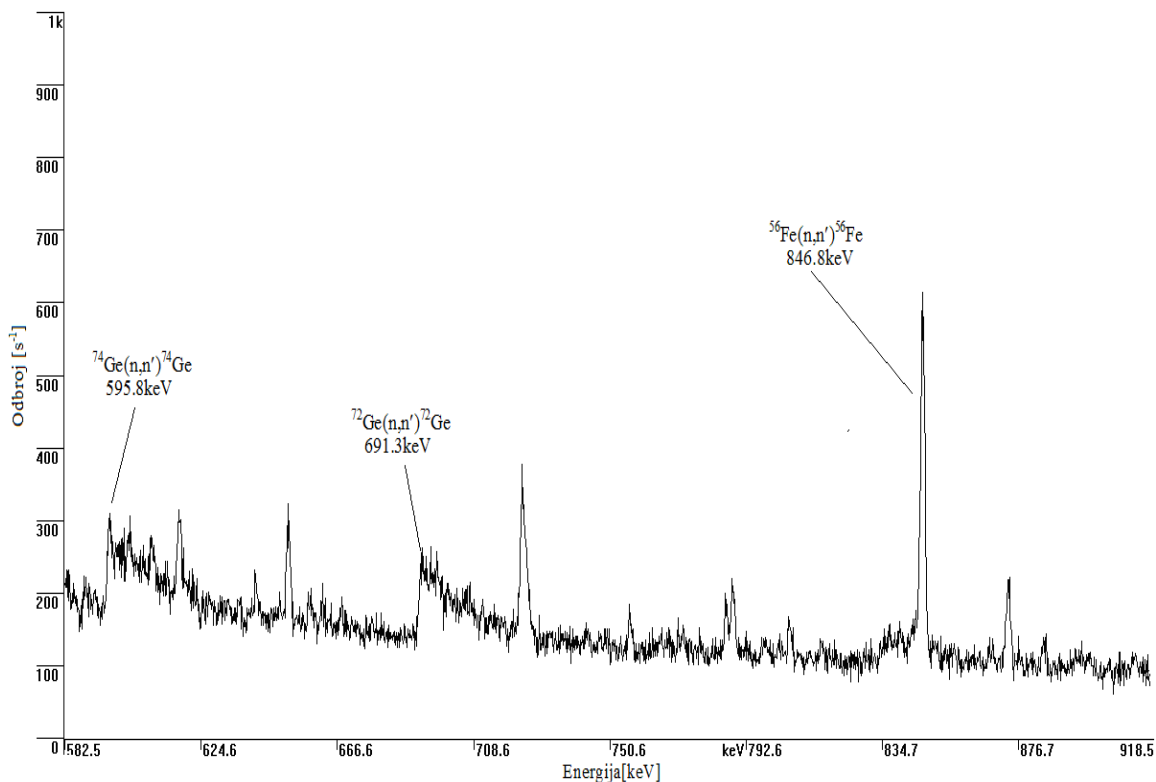


Slika 4.10. Grafički prikaz zavisnosti intenziteta vodonikove linije 2223 keV od debljine PVC

Iz analize linija kadmijuma, dobijeno je da je fluks termalnih neutrons nakon napuštanja polivinil hlorida konstantan na mestu detektora. Analizom linije vodonika dobija se da povećanjem sloja polivinil hlorida raste broj zahvata termalnih neutrons, što dovodi do smanjenja broja termalnih neutrons u zapremini sloja polivinil hlorida. Da bi fluks termalnih neutrons bio konstantan, potrebno je da broj termalizovanih neutrons bude jednak broju apsorbovanih neutrons u zapremini sloja polivinil hlorida.

4.3.3. Linija Ge i linija Fe

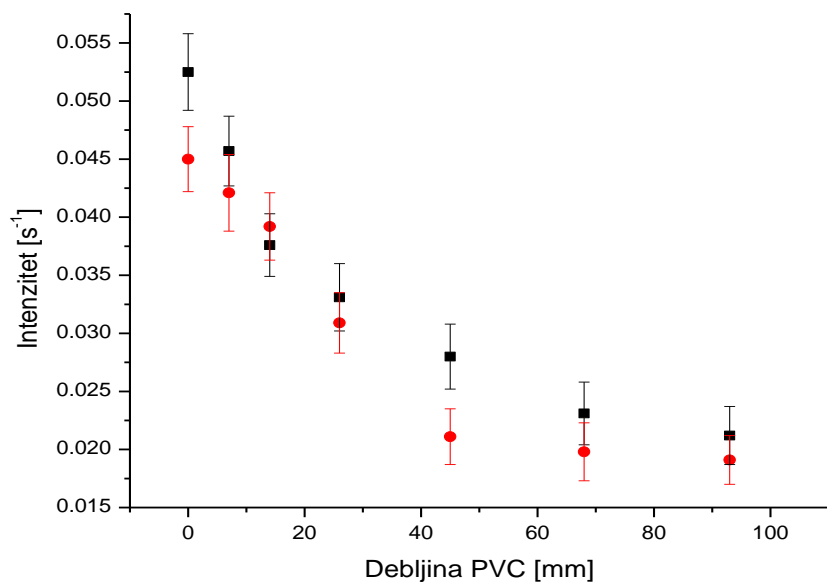
Na Slici 4.11 prikazan je uvećano deo spektra germanijumskog detektora sa prikazom gama linija germanijuma od 595.8 keV, 691.3 keV i gama linije gvožđa 846.8 keV snimljenog sa slojem od 7 mm polivinil hlorida i sa kadmijumom postavljenim oko germanijumskog detektora. Sve tri pomenute linije nastaju usled neelastičnog rasejanja neutrons sa atomskim jezgrima germanijuma-74, germanijuma-72 i gvožđa-56.



Slika 4.11. Identifikacije gama linija germanijuma-74 od 595.8 keV, germanijuma-72 od 691.3 keV i gvožđa-56 od 846.8 keV u spektru

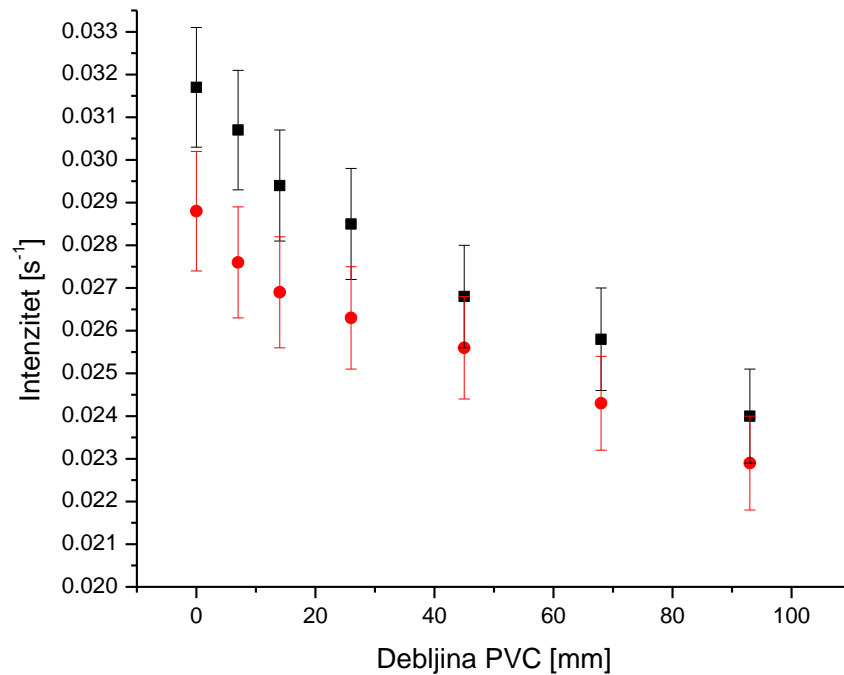
Oblik linija germanijuma-72 i germanijuma-74 u odnosu na liniju gvožđa je drugačiji (Slika 4.11), iako sve linije nastaju usled deekcitacije atomskog jezgra nakon neelastičnog sudara sa brzim neutronima. Detaljnije informacije o načinu generisanja i obliku profila linija mogu se naći u odeljku 2.2.

Intenzitet linije od 691.3 keV opada sa povećanjem debljine sloja polivinil hlora, i to za faktor 3 u opsegu debljina polivinil hlorida korišćenog u eksperimentu (Slika 4.12). Interakcijom preko elastičnog rasejanja neutrona sa atomskim jezgrima dolazi do termalizacije i skretanja brzih neutrona sa pravaca kretanja. Proces termalizacije je najznačajniji proces preko koga dolazi od smanjivanja fluksa brzih neutrona. Koristeći rezultate dobijene pri razmatranju linije vodonika, dolazi se do zaključka da sa povećanjem debljine sloja polivinil hlorida, fluks brzih neutrona opada usled povećanja termalizacije u zapremini sloja polivinil hlorida. Vrednost intenziteta linije u slučaju kad je kadmijum (crveni kvadrati) i kad nije (crni kvadrati), skoro identična. Ovo predstavlja neposredan dokaz da linija nastaje od brzih neutrona, pošto je kadmijum ne utiče na broj. Do istih zaključaka se dolazi analizom intenziteta linije od 595.8 keV.



Slika 4.12. Grafički prikaz zavisnosti intenziteta germanijumove linije 691.3 keV od debljine PVC

Analizom intenziteta gama linije od 846.8 KeV primetan je trend pada intenziteta kao i u slučaju germanijumovih linija. Kako vrednost intenziteta linije u slučaju kad je upotrebljen kadmijum (crveni kvadrati) i kad nije (crni kvadrati) pokazuje sličan trend, dolazi se do zaključka da ova linije nastaje od brzih neutrona. Ova liniju nastaje na dva mesta unutar detektorskog sistema. Interakcijom brzih neutrona sa tankom pločicom gvožđa koja je postavljena u marineli posudu radi apsorbcije gama zračenja iz izvora kao i reakcijama brzih neutrona sa zidovima komore, ali i interakcijom spoljašnjih neutrona, koji su nastali kao produkt interakcije kosmičkog zračenja sa okolnom materijom, sa gvozdenom zaštitom.

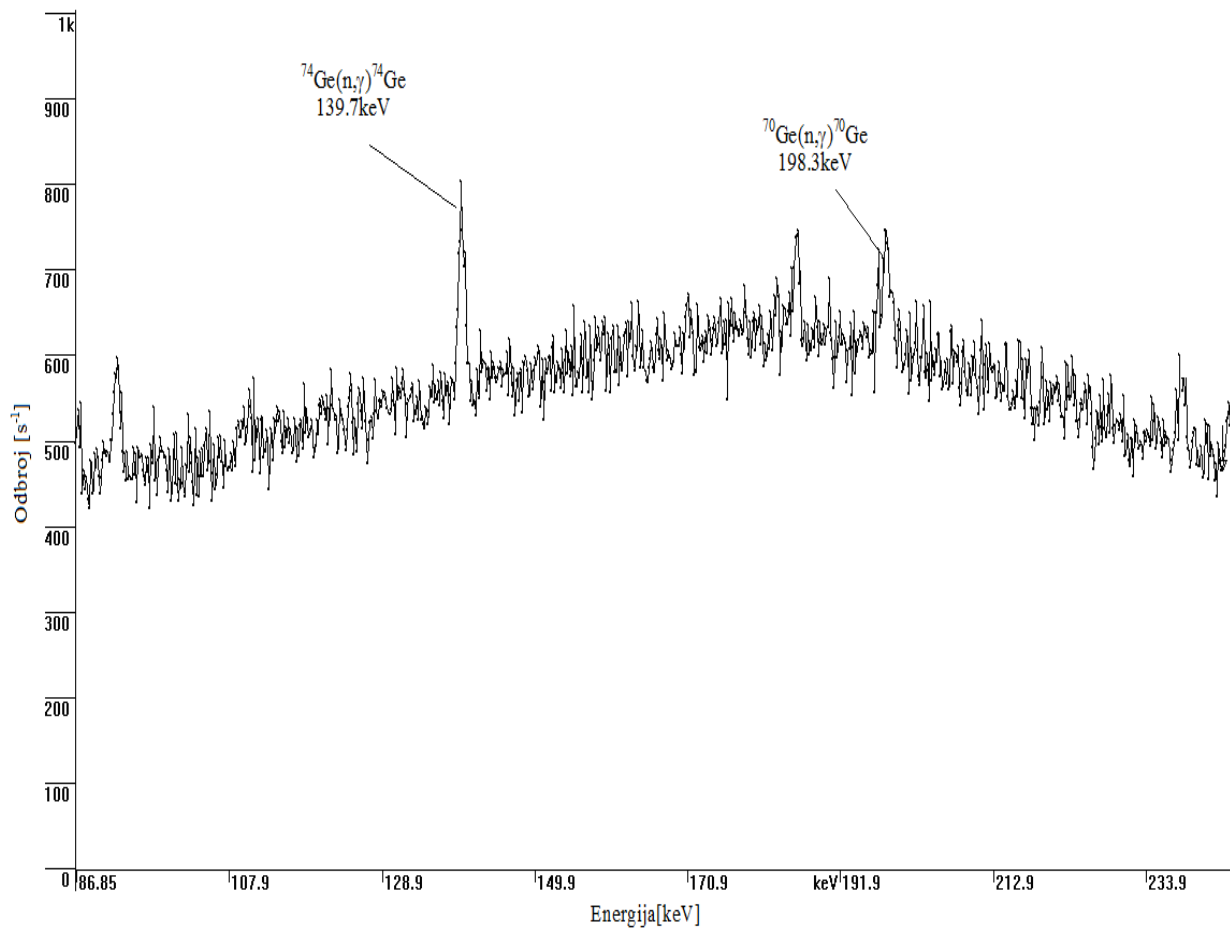


Slika 4.13. Grafički prikaz zavisnosti intenziteta linije gvožđa 846.8 keV od debljine PVC

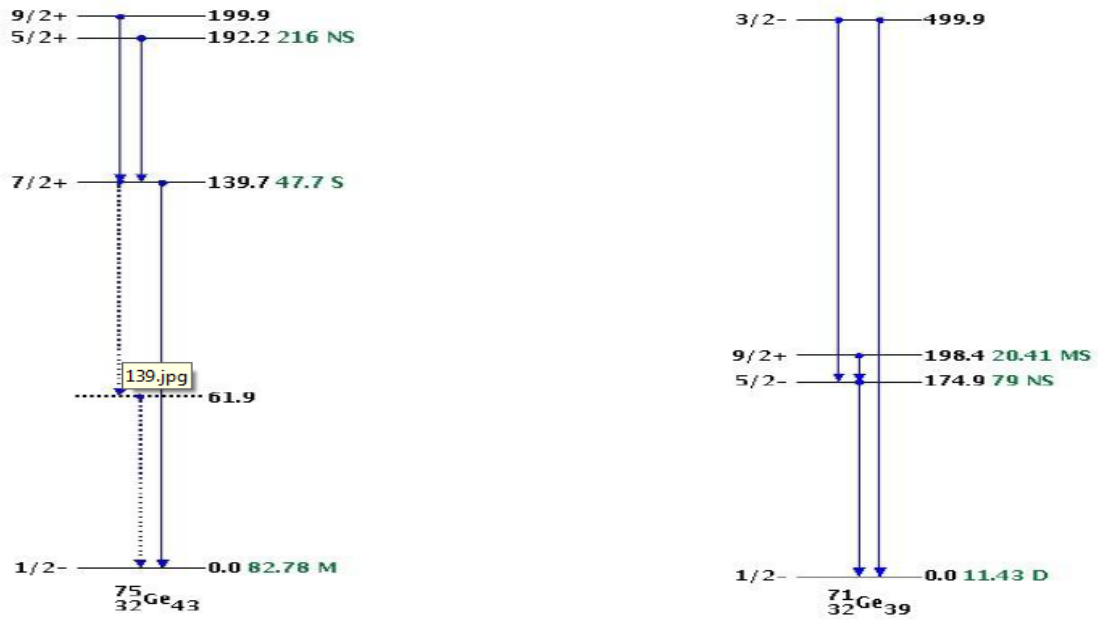
4.3.4. Linije Ge od 139.7 keV i 198.3 keV

Pa Slici 4.14 prikazan je uvećano deo spektra germanijumskog detektora sa prikazom gama linija germanijuma od 139.7 keV i 198.3 keV snimljenog sa slojem od 7 mm polivinil hlorida i sa kadmijumom postavljenim oko germanijumskog detektora. Dok je na Slici 4.15 prikazana je deo šeme energetskih stanja atomskih jezgara germanijuma-75m i germanijuma-71m. Sa Slike 4.14 može se videti da se radi o linijama malog intenziteta.

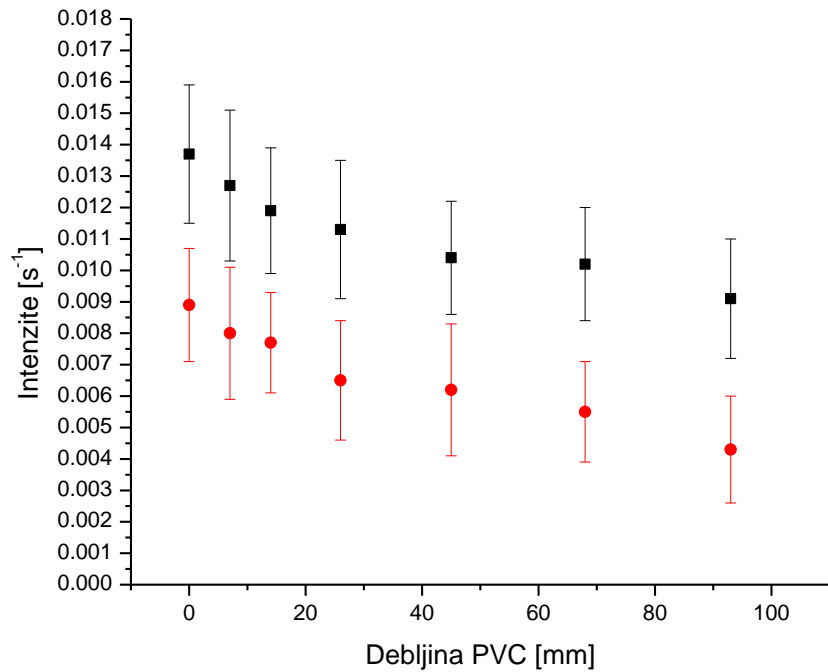
Grafički prikaz vrednosti intenziteta gama linija 139.7keV i 198.3keV germanijuma koje nastaje u reakcijama $^{74}\text{Ge}(n,\gamma)^{75m}\text{Ge}$ i $^{70}\text{Ge}(n,\gamma)^{71m}\text{Ge}$ pri različitim vrednostima debljine polivinil hlorida sa upotrebom kadmijuma (crveni kvadrati) i bez upotrebe kadmijuma (crni kvadrati) oko detektora, dat je na Slici 4.16 i Slici 4.17.



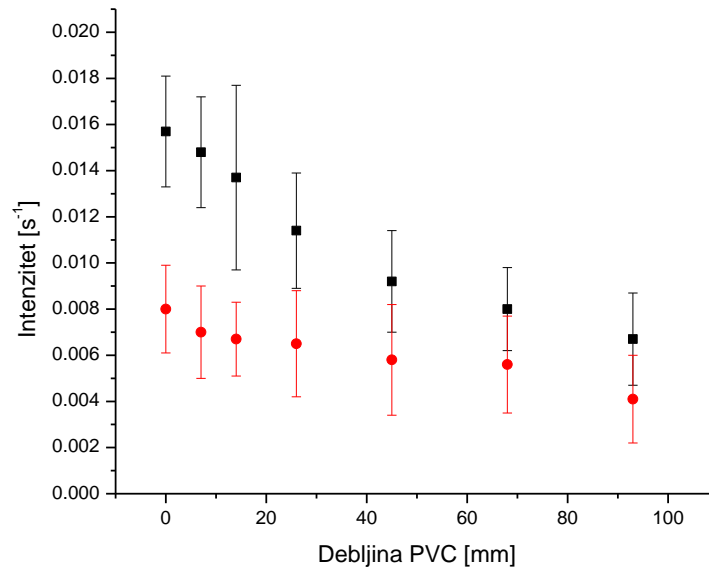
Slika 4.14. Identifikacije gama linija germanijuma-74 od 139.7 keV, germanijuma-70 od 198.3 keV



Slika 4.15. Deo šeme energetskih nivoa atomskih jezgara ^{75m}Ge i ^{71m}Ge



Slika 4.16. Grafički prikaz zavisnosti intenziteta linije germanijuma 139.7 keV od debljine PVC



Slika 4.17. Grafički prikaz zavisnosti intenziteta linije germanijuma 198.3 keV od debljine PVC

S obzirom da se ovde radi o linijama malog intenziteta, statistička neodređenost intenziteta je relativno velika reda 30 %, no i to je dovoljno da se primeti trend i uradi analiza. Primećuje se iz grafičkog prikaza na Slici 4.16 da vrednost intenziteta linije od 139.7 keV opada za faktor 1.5 nezavisno da li je postavljen kadmijum ili ne. Ukupni intenzitet linije jednak je zbiru intenziteta nastalog od interakcije termalnih i brzih neutrona sa atomskim jezgrima.

$$I^{tot} = \sigma_t \Phi_t + I\Phi_{epit} \quad (4.1)$$

Pri čemu je I^{tot} - ukupni intenzitet linije, σ_t - efikasni presek za zahvat termalnog neutrona, Φ_t - fluks termalnih neutrona, I - rezonanti integral i Φ_{epit} - fluks brzih neutrona. Kada je snimanje intenziteta vršeno bez upotrebe kadmijuma, intenzitet linije je dat preko sledeće relacije:

$$I^{tot}_{bezCd}(139.7keV) = \sigma_t \Phi_t + I\Phi_{epit} \quad (4.2)$$

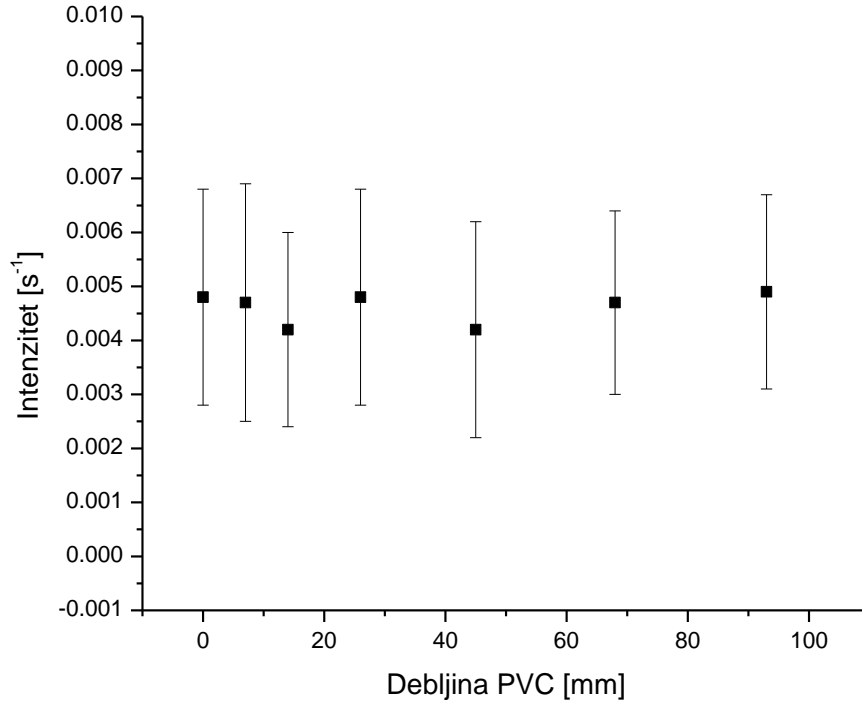
A intenzitet linije, u slučaju kad je snimanje vršeno uz upotrebu kadmijuma dat je preko relacije:

$$I^{tot}_{saCd}(139.7keV) = I\Phi_{epit} \quad (4.3)$$

Oduzimanjem relacije 4.3 od relacije 4.2 relacija dobija se:

$$I_{bezCd}^{tot}(139.7keV) - I_{saCd}^{tot}(139.7keV) = \sigma_t \Phi_t \quad (4.4)$$

Dolazi se do zaključka da je intenzitet linije koji se generiše u interakcijom termalnog neutrona sa atomskim jezgrom, jednaka razlici intenziteta linije koja je snimana uz korišćenje kadmijuma i intenziteta linije koja je snimana bez korišćenja kadmijuma. Primenom gore navedenog postupka dolazi se do Slika 4.18.



Slika 4.18. Grafički prikaz intenziteta dela linije 139.7 keV stvorene zahvatom termalnih neutrona

Analizom Slike 4.18 primećuje se da je $I_{bezCd}^{tot}(139.7keV) - I_{saCd}^{tot}(139.7keV)$ konstantna u okviru greške. To znači da možemo očekivati i da je $\sigma_t \Phi_t$ konstantan ili Φ_t konstantan, što je očekivano sa obzirom na ono što je prikazano na Slikama 4.5 i 4.6.

Veoma značajno je i primetiti da se intenzitet onog dela gam alinije od 139.7 keV koji potiče od zahvata termalnih neutrona nalazi u opsegu vrednosti od 0.005 s^{-1} . Uz pretpostavku da je u slučaju kada između detektora i Cf izvora nije bilo postavljenih PVC pločica spektar neutrona bio potpuno neperturbovan, tj. Imao originalni oblik spektra fisionih neutrona, možemo zaključiti da u ukupnom intenzitetu linije od 139.7 keV deo koji potiče od zahvata termalnih neutrona iznosi tek jednu trećinu. Ovo je veoma značajan zaključak, pošto implicira da u interakcijama sa neutronima koji imaju spektar kao fisini, odprilike 2/3 intenziteta linije od 139.7 keV ne potiče od termalnih neutrona. Ovaj zaključak ima značaja i za slučajeve kada se analizom ove linije pokušava dobiti

vrednost termalnog neutronskog fluksa nastalog interakcijim kosmičkog zračenja na nivou mora. Neutroni nastali interakcijama kosmičkog zračenja sa materijalima, (uglavnom se to odnosi na neutrone nastale mionskim reakcijama) imaju energetski spektar sličan spektru fisioh neutrona. Dakle i u ovom slučaju se može očekivati da je većim delom za stvaranje linije od 139.7 keV odgovorna brza komponenta neutronskog zračenja.

Povećanjem debljine sloja polivinil hlorida raste udeo termalnog fluksa u kreiranju linije, zbog smanjivanja udela fluksa brzih neutrona u ukupnom fluksu. Pretpostavimo da se raspodela fluksa neutrona po energija može opisati zakonitošću ovo je samo proporcionalnost a ne jednakost:

$$\Phi_0 = \frac{1}{\sqrt{E}} \quad (4.5)$$

Na Slici 4.19 predstavljen je kao ukupni fluks koji nije propušten kroz sloj kadmijuma. Fluks koji je propušten kroz kadmijum dat je raleacijom:

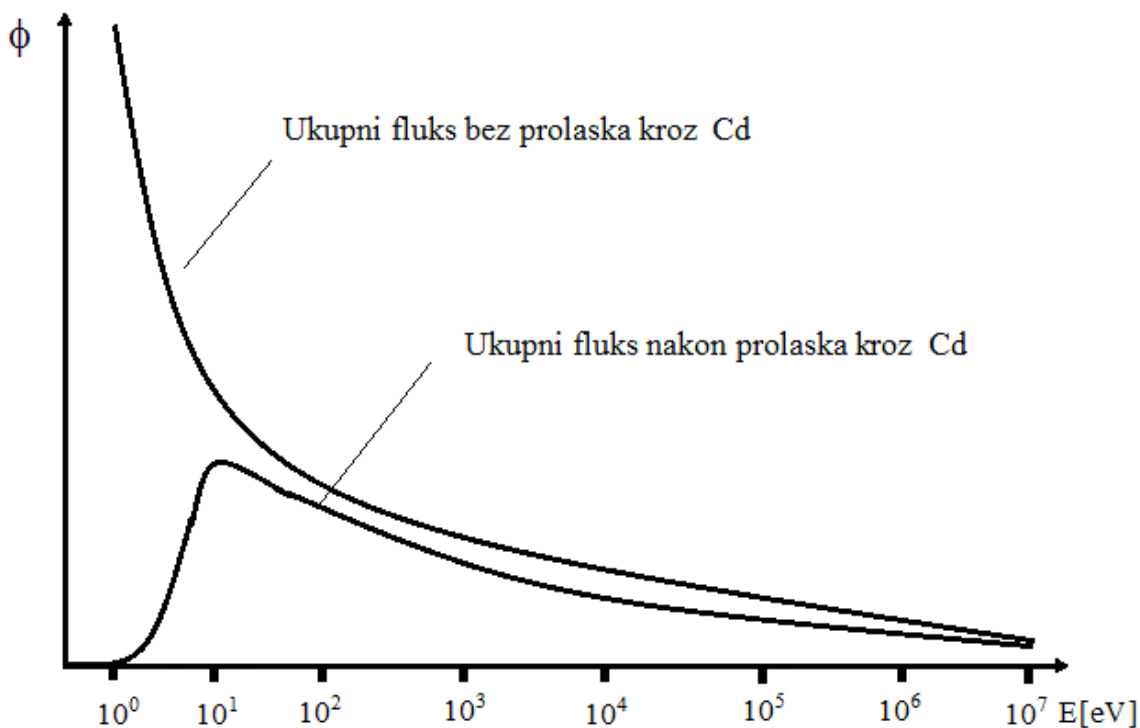
$$\Phi = \Phi_0(1 - \sigma nx) \quad (4.6)$$

Pri čemu je sa Φ_0 - upadni fluks, σ - efikasni presek kadmijuma za interakciju sa neutronima, n - broj atoma kadmijuma po jedinici zapremine, x - debljina sloja kadmijuma.

Ideja je da se teorijski odredi odnos verovatnoća zahvata neutrona u dva različita slučaja: kada do detektora dospevaju neutroni bez kadmijumskog filtra i neutroni koji su prošli kroz sloj kadmijuma debljin 1 mm. Pretpostavka je da bi se te verovatnoće trebale odnositi kao vrednost integrala krive ukupnog fluksa i vrednost integrala krive ukupnog fluksa nakon prolaska kroz sloj kadmijuma debljine 1mm (integral fluksa brzih neutrona), Slici 4.19. Korišćenjem program Origin 6.0 dobijene su numeričke vrednosti integrala krivih i teorijska vrednost njihovog količnika koja iznosi:

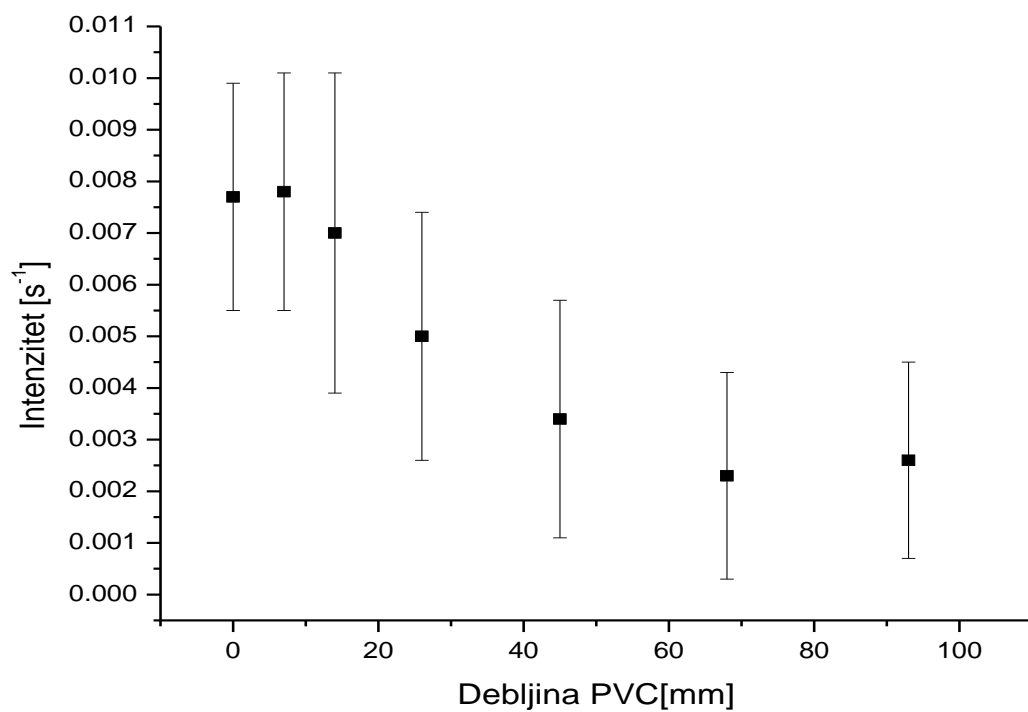
$$\frac{\Phi_{ukupan}}{\Phi_{brzi}} = 2.35 \quad (4.7)$$

Budući da je vrednost intenziteta gama linije od 139.7 keV proporcionalna ukupnom neutronskom fluksu koji dospeva do samog Ge kristala, može se pretpostaviti da bi odnos intenziteta ove linije, kada se oko detektora nalazi kadmijum i kada njega nema trebao biti jednak odnosu prikazanaom u izazu 4.7. Za sve vrednosti debljina PVC pločica koje su u ekperimntu upotrebljene određen je odnos intenziteta linije od 139.7 keV meren kada oko detektora nije bio postavljen kadmijum i kada je Cd bio upotebljen. Najpribližnija vrednost dobijenom odnosu od 2.36 je dobijena ekstrapolacijom za slučaj kada bi deblina PVC pločica iznosila 200 cm. To znači da bi sa tom debljinom PVC pločica spektar neutrona koji dospeva do detektora u najvećoj meri trebao da odgovara spektru kojem se oblik može prikazati funkcijom $1/\sqrt{E}$. Ovaj se rezultat treba prihvatiti sa izvesnom rezervom pošto su vrednosti intenziteta slabe lnije od 139.7 keV određene sa relativno vlikom eksperimentalnom greškom.

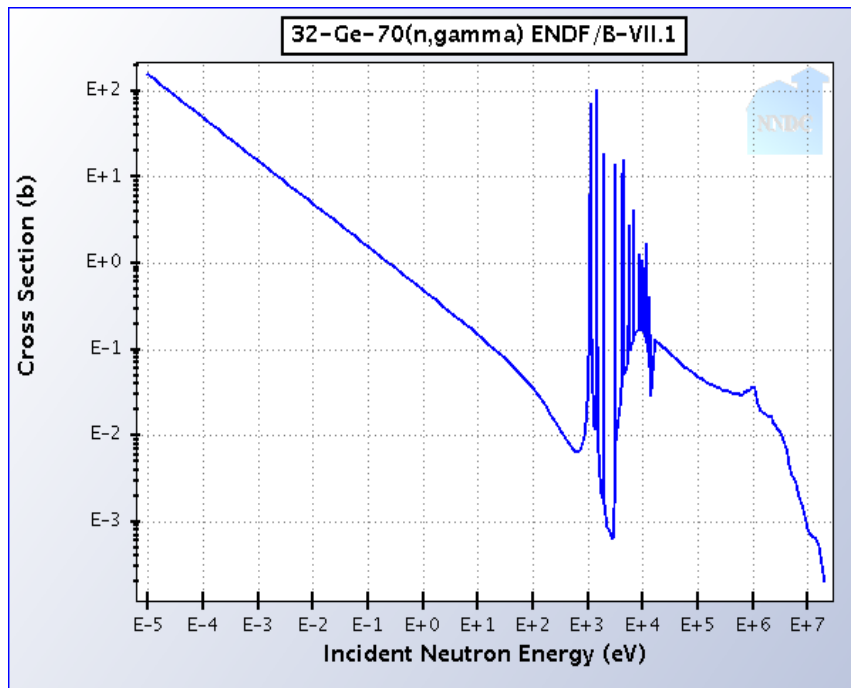
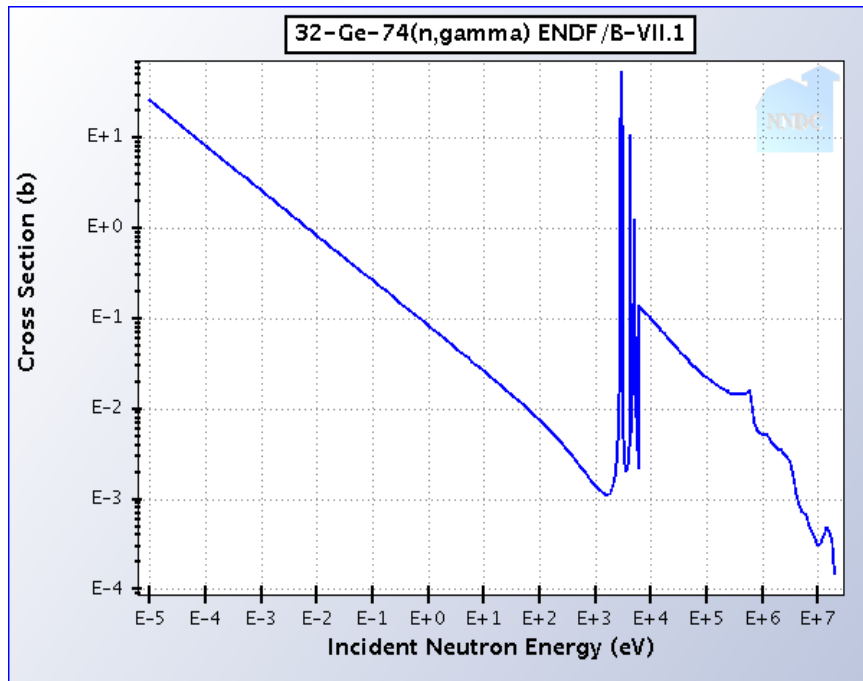


Slika 4.19. Ilustracija izgleda krive ukupnog fluksa koji direktno stize na detektor i fluksa koji je predhodno propušten kroz kadmijum

Analizom grafičkog prikaza sa Slike 4.17 primećeno je da vrednost intenziteta linije od 198.3 keV opada za faktor 2. Korišćenjem eksperimentalnih podataka i relacije 4.4 dobija se rezultat, koji je grafički predstavljen na Slici 4.20. Primećuje se da vrednost dela intenziteta linije, koji je generisana usled interakcije termalnih neutrona sa atomskim jezgrom germanijuma, opada sa povećanjem debljine polivinil hlorida. Iz analize linija kadmijuma i linije germanijuma od 139.7 keV dobijeno je da je fluks termalnih neutrona konstantan. Analizom intenziteta linije 198.3 keV koja potiče od zahvata termalnih neutrona dobija se da taj intenzitet opada sa debljinom PVC pločica upotrebljenih u eksperimentu. Evidentno je da izračunati intenzitet gama linije od 198.3 keV koji potiče od zahvata termalnih neutrona ne pokazuje isti trend kao onaj pokazan na slikama 4.5 i 4.18. Razlika u ponašanju linija od 139.7 keV i 198.3 keV bi mogla da se traži u različitoj energetskoj zavisnosti efikasnog preseka za zahvat neutrona kod dva izotopa germanijuma čije se gama linije posmatraju. Doprinos brze komponente fluksa u kreiranju linije 198.3 keV je bitno značajniji nego što je to slučaj kod linije od 139.7 keV zbog pojave većeg broja rezonantnih pikova koji se nalaze u nešto širem energetskom intervalu. Sa Slike 4.21 se može videti da i u oblasti termalnih energija presek za zahvat termalnog neutrona na ^{70}Ge što dovodi do emisije linije od 198.7 keV za red veličine veći od preseka zahvata neutrona na ^{74}Ge koji daje liniju od 139.7 keV.



Slika 4.20. Grafički prikaz intenziteta dela linije 198.3 keV stvorene zahvatom termalnih neutrona



Slika 4.21. Prikaz efikasnih preseka za zahvat termalnih neutrona od strane jezgara: gore germanijuma-74 i dole germanijuma-70

Zaključak

Kako je detekcija neutrona vršena germanijumskim detektorom onda je jedan od načina detekcije neutrona posredstvom nuklearne reakcije $Ge(n, \gamma)Ge$. Analizom emitovanog gama zračenja nakon reakcije zahvata dobijaju se potrebne informacije. Intenzitet neke linije je proporcionalan broju zahvata neutrona. Linije preko kojih je moguće pratiti zahvat neutrona na atomskim jezgrima germanijuma su 139.7 keV i 198.3 keV. Linije mogu nastati usled zahvata termalnog ili brzog neutrona, zbog toga se postavlja pitanje koliko u kreiranju linija doprinose brzi a koliko doprinose termalni.

Merenje spektara vršeno je upotrebom i bez upotrebe kadmijuma za različite debljine sloja polivinil hlorida. Prvo su izvršena snimanja spektara bez upotrebe kadmijuma za vrednosti debljine sloja polivinil hlorida od 0 mm, 7 mm, 14 mm, 26 mm, 45 mm, 68 mm, 93 mm. Potom je slojem kadmijuma debljine 1 mm obložen germanijumski detektor i ponovljena su snimanja za iste debljine sloja polivinil hlorida. Dobijeni spektri obrađeni su u programu Aptec. Obradom podataka ustanovljeno je da u ovoj geometriji eksperimenta intenzitet kadmijumovih linija od 558.5 i 651.3 keV je konstantan. Poznato je da vrednost efikasnog preseka za zahvat termalnog neutrona kod kadmijuma je za tri reda veličine veća u odnosu na zahvat brzog neutrona, zbog čega se smatra da intenzitet ove linije potiče samo od zahvata termalnih neutrona. Pošto je intenzitet linije od 558.5 keV i 651.3 keV konstantan onda je fluks termalnih neutrona konstantan na mestu germanijumskog detektora. Pored toga ustanovljeno je da u slučaju linija germanijuma od 595.8 keV i 691.3 keV intenzitet linije opada za faktor 3 i u slučaju kad je pri snimanju korišćen kadmijum i kad nije. Iz toga proizilazi da ove linije nastaju u interakciji sa brzim neutronima i da fluks brzih neutrona opada za faktor tri. Pokazano je na primeru linije gvožđa od 846.7 keV koja nastaje usled interakcije brzih neutrona sa atomskim jezgrima gvožđa da intenzitet ne opada za faktor tri, nego tek za 25 %. Posledica toga je da glavni mehanizam za stvaranja ove linije ne čine brzi neutroni koji dolaze iz izvora, kalifornijuma, nego da ova linija nastaje usled interakcije atomskih jezgara gvožđa iz gvozdene zaštite sa neutronima nastalim u interakciji kosmičkog zračenja sa okolnom materijom. Zapaženo je i da povećanjem debljine sloja polivinil hlorida, povećavanjem količine vodonika, raste intenzitet linije vodonika 2223 keV i dolazi do povećanja vrednosti fluksa termalnih neutrona i broja apsorbcija od strane atomskih jezgara vodonika. Korišćenjem zapažanja dobijenih iz analize linija kadmijuma, dolazi se do zaključka da je broj stvorenih termalnih neutrona jednak broju apsorbovanih termalnih neutrona u zapremini sloja polivinil hlorida.

Analizom intenziteta linije od 139.7 keV dobijeno je da intenzitet koji generiše termalna komponenta fluksa neutrona ostaje konstantna sa povećanjem debljine sloja polivinil hlorida. Kao posledica dobija se da je fluks termalnih neutrona konstantan u granicama greške na mestu detektora, što je u saglasnosti sa rezultatima dobijenim iz linija kadmijuma. Udeo termalnih neutrona u kreiranju linije iznosi 35 %, dok ostalih 65 % posto linije se kreira usled zahvata brzih neutrona od strane atomskih jezgara germanijuma-74. Predpostavlja se da je raspodela neutrona po energiji iz izvora data Maksvelovom raspodelom i slučaju kada između izvora i detektora nije postavljen sloj polivinil hlorida, data je predhodna procena.

Analizom intenziteta linije 198.3 keV koja potiče od zahvata termalnih neutrona dobija se da taj intenzitet opada sa debljinom PVC pločica upotrebljenih u eksperimentu.

Na osnovu ovih podataka teško je odrediti koliki je doprinos termalnih neutrona u formiranju linije.

Kako su linije od 139.7 keV i 198.3 keV slabe linije, njihove merne nesigurnosti su relativno velike, ali i pored toga nadzire se trend. Posredstvom linije od 139.7 keV moguće je donekle vršiti praćenje fluksa termalnih neutrona, dok preko linije 198.3 keV teško je reći zbog toga što je potrebno izvršiti dalja merenja radi utvrđivanja koliki doprinos kreiranju linije daju termalni neutroni.

Literatura

- 1 Behte H., Ashkin J., Passage of radiation through matter, in Serge E. Experimental Nuclear Physics, Vol 1., Part 2, Wiley, New York, (1959)
- 2 Fermi E., Nuclear Physics, University of Chicago, Chicago, Chap 2., 1950
- 3 <http://www.fas.org/sgp/othergov/doe/lanl/lib-www/la-pubs/00326407.pdf> (P. Rinard, Neutron Interactions with Matter)
- 4 Low Energy Neutrons and their Interaction with Nuclei and Matter, Landolt-Bornstein, Springer-Verlag, 2000
- 5 The Elements of Neutron Interaction Theory, Anthony Foderaro, Mit Press, 1971
- 6 Skripta sa predavalja iz predmeta Savremena eksperimentalna fizika III, Miodrag Krmar, 2010
- 7 Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments: A How to Approach 2nd edition, William R Leo, Springer-Verlag, 1994
- 8 Radiation Detection and Measurement 4th edition, Glenn F. Knoll, John Wiley and Sons, 2010
- 9 Radioisotopes and Radiation Methodology, Chapter 8 Hyper-Pure Germanium Detector, Med Phys 4R06/6R03
- 10 <http://www.canberra.com/products/detectors/pdf/SEGe-detectors-C40021.pdf>
- 11 An Introduction to Nuclear Physics 2nd edition, W. N. Cottingham and D. A. Greenwood, Cambridge University Press, 2012
- 12 <http://oregonstate.edu/instruct/ch374/ch418518/Chapter%2011%20Fission.pdf>
- 13 Physics of neutron emission in fission, International atomic energy agency, Mito city, Japan, 24-27 may 1988, radovi na stranama 161, 175, 181
- 14 Doctor Dissertation Study of spontaneous fission of ²⁵²Cf: structure of neutron-rich nuclei, gamma-ray angular correction and g factor mensurments, Ke Li, University Vanderbilt, 2008
- 15 G. P. Skoro, I. V. Aničin, A. H. Kukoč, Dj. Krmpotić, P. Adžić, R. Vukanović, M. Tupančić, Nucl. Instr. and Meth. A , (1992)
- 16 Grafički prikazi zavisnosti efikasnog preseka od energije su preuzeti sa sajta www.nndc.bnl.gov/sigma

Biografija



Medić Žarko rođen je 03.02.1988. godine u Novom Sadu. Osnovnu školu i gimnaziju „ Jovan Jovanović Zmaj “, matematičkog usmerenja završio je u Novom Sadu. Prirodno-matematički fakultet u Novom Sadu, Departman za fiziku, smer fizičar istraživač upisao je 2007 godine.

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:

Diplomski rad

VR

Autor:

Žarko Medić

AU

Mentor:

prof.dr Miodrag Krmar

MN

Naslov rada:

Koliko su $Ge(n, \gamma)$ reakcije merodavne za procenu fluksa termalnih neutrona

NR

Jezik publikacije:

srpski (latinica)

JP

Jezik izvoda:

srpski/engleski

JI

Zemlja publikovanja:

Republika Srbija

ZP

Uže geografsko područje:

Vojvodina

UGP

Godina:

2013.

GO

Izdavač:

Autorski reprint

IZ

Mesto i adresa:

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

MA

Fizički opis rada:

Broj poglavlja: 4
Broj strana: 61
Broj lit. citata: 16
Broj tabela: 7
Broj slika: 30
Broj grafika: 9
Broj priloga: 0

FO

Naučna oblast:

Fizika

NO

Naučna disciplina:

Nuklearna fizika

ND

Predmetna odrednica/ ključne reči: Niskofonska gama spektroskopija, interakcija neutrona sa materijom, termalni neutroni, germanijumski detektor, kalifornijum 252 i analiza linija germanijuma energija od 139.7 keV i 198.3 keV

PO
UDK

Čuva se:

ČU

Važna napomena:

VN

Izvod:

IZ

Biblioteka departmana za fiziku, PMF-a u Novom Sadu

nema

U ovom diplomskom radu opisan je postupak za procenu doprinosa termalnih neutrona u kreiranju linija germanijuma 139.7 keV i linije 198.3 keV.

Doprinos termalnih neutrona u kreiranju linije od 139.7 keV iznosi 35%, dok brzih iznosi 65 %. Pokazano je da zavisnost intenziteta linija germanijuma od 198.3 keV od fluksa brzih neutrona snažnija nego što je to slučaj kod linije 139.7 keV. Doprinos termalnih neutrona u slučaju linije 198.3 keV nije bilo moguće procenuti na osnovu datih podataka, nego je potrebno izvršiti dodatna merenja.

Datum prihvatanja teme od NN

veća:

DP

Datum odbrane:

DO

Članovi komisije:

KO

Predsednik:

prof.dr Srđan Rakić

član:

prof.dr Nataša Todorović

član:

prof.dr Miodrag Krmar

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: Final paper
CC

Author: Žarko Medić
AU

Mentor/comentor: professor Miodrag Krmar, PhD
MN

Title: About applicability of Ge(n,γ) reaction in estimation of thermal neutron fluxes
TI

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: 2013.
PY

Publisher: Author's reprint
PU

Publication place: Faculty of Science and Mathematics, Trg Dositeja Obradovića 4, Novi Sad
PP

Physical description: Chapters 4
PD Pages 61
Literature 16
Tables 7
Figures 30
Graphics 9
Appendix 0

Scientific field: Physics
SF

Scientific discipline: Nuclear physics
SD

Subject/ Key words: Low-background gamma spectroscopy, interaction neutrons with matter, thermal neutron, germanium detector, californium 252 and analysis lines of germanium energy 139.7 keV and 198.3 keV
SKW
UC

Holding data:

HD

Note:

N

Abstract:

AB

Library of Department of Physics, Trg Dositeja Obradovića 4

none

This thesis describes the procedure for assessing the contribution of thermal neutrons in creating the lines of germanium 139.7 keV and 198.3 keV .

The contribution of thermal neutrons to create line of 139.7 keV is 35% and fast 65% . It is shown that the dependence of the intensities of the lines of germanium 198.3 keV from flux of fast neutrons stronger than is the case for the line 139.7 keV. Contribution of thermal neutrons in the case of lines 198.3 keV could not be estimated based on the current data, it is necessary to perform additional measurements.

Accepted by the Scientific Board:

ASB

Defended on:

DE

Thesis defend board:

DB

President:

Member:

Member:

professor Srđan Rakić

professor Nataša Todorović

professor Miodrag Krmar