



UNIVERZITET U NOVOM SADU
PRIRODNO-MATEMATIČKI
FAKULTET
DEPARTMAN ZA FIZIKU



**Radijum u vodi : Detekcija u voluminoznim
uzorcima poluprovodničkim detektorom i NaI
detektorom oblika jame**

- master rad -

Mentor:

prof. dr Miodrag Krmar

Kandidat:

Andrej Vranićar

6m/16

Novi Sad, oktobar 2017.

Ovim putem želim da se zahvalim svom mentoru prof. dr Krmari Miodragu na zanimljivim razgovorima, odvojenom vremenu, savetima i velikoj pomoći pri izradi ovog rada. Zahvalnost dugujem i prof. dr Nataši Todorović i doc. dr Jovani Nikolov na velikoj podršci i pažnji tokom, kako master, tako i osnovnih studija. Zahvalio bih se i kolegi dr Jan Hansmanu na pomoći pri merenju brojnih spektara koji su bili potrebni za izradu ovog rada.

Sadržaj

1	Uvod	- 4 -
2	Prirodna radioaktivnost.....	- 5 -
2.1	Podela radioaktivnosti	- 7 -
2.2	Terestrijalna radioaktivnost	- 8 -
2.3	Kosmogena aktivnost.....	- 11 -
3	Opšta svojstva detektora	- 14 -
3.1	Osetljivost	- 14 -
3.2	Odziv detektora	- 16 -
3.3	Energetska rezolucija.....	- 16 -
3.4	Vreme odziva.....	- 18 -
3.5	Efikasnost detektora	- 18 -
3.6	Mrtvo vreme.....	- 20 -
4	Scintilacioni detektori	- 22 -
4.1	Vrste scintilatora	- 25 -
4.1.1	Organski scintilatori	- 26 -
4.1.2	Neorganski scintilatori	- 28 -
4.1.3	Stakleni scintilatori	- 29 -
4.2	Odgovor na izlazni signal.....	- 29 -
4.3	Linearnost	- 30 -
4.4	Zavisnost od temperature	- 31 -
4.5	Diskriminatore oblika impulsa – PSD	- 32 -

4.6 NaI detektor oblika jame	- 34 -
5 Poluprovodnički detektori	- 35 -
5.1 Osobine poluprovodnika i PN spoj	- 36 -
5.2 Inverzni PN spoj	- 38 -
5.3 Vrste poluprovodničkih detektora	- 39 -
6 Postavka eksperimenta	- 46 -
6.1 NaI detektor	- 50 -
6.2 HPGe detektor	- 52 -
7 Rezultati	- 54 -
7.1 NaI detektor	- 54 -
7.2 HPGe detektor	- 58 -
8 Zaključak	- 65 -
Literatura	- 67 -
Biografija	- 68 -

1 Uvod

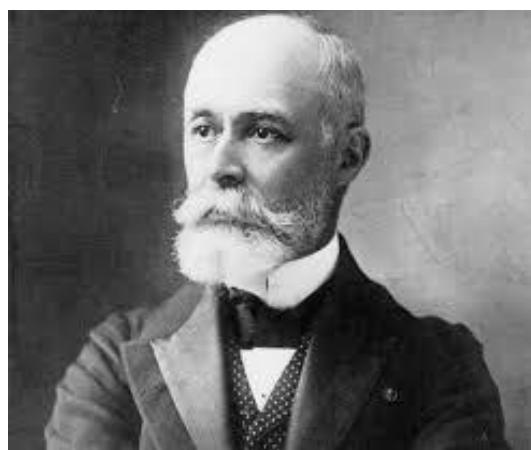
Prisutnost radionuklida u pijaćim vodama se rutinski kontroliše i u toj oblasti postoji precizna zakonodavna regulativa. Nekoliko različitih mernih tehnika se koristi u ovoj oblasti, a jedna od propisanih metoda je i gama spektroskopija. Kako je granica dozvoljenih koncentracija radionuklida u vodi za piće veoma niska (0.5 Bq/l ^{226}Ra na primer) [Pr13] posvećena je velika pažnja razvoju gamaspektrometrijskih tehnika merenja. Jedan od načina je da se izvrši prekoncentracija uparavanjem veće količine vode, da bi se ostatak merio pomoću HPGe detektora u odgovarajućoj niskofonskoj zaštiti. Moguća je i upotreba jonoizmenjivačkih smola, ali oba metoda zahtevaju dugo vreme pripreme uzorka kao i veoma preciznu kalibraciju celokupnog postupka.

Direktno merenje uzorka vode, bez prethodne pripreme se do sada izvodilo u Marineli geometriji, a najmanja granica detekcije uglavnom zavisi od količine tečnosti, efikasnosti detektora, kvaliteta niskofonske zaštite itd.

Cilj ovog rada je da se pored Marineli geometrije, u svrhu merenja koristi i cilindrična geometrija zapremine 0.5 l , ukoliko dobijeni prag detekcije zadovolji zakosnku regulativu.

2 Prirodna radioaktivnost

Glavnina teških elemenata koji se nalaze u našoj galaksiji prvenstveno je nastala u eksploziji supernovih, gde su stabilna i nestabilna (radioaktivna) jezgra bila izbačena u interstelarni medijum. Potom su se interstelarni oblaci praštine koji sadrže ove elemente kondenzovali kako bi formirali zvezdane sisteme. Do momenta kada se ovo moglo desiti, sva kratkoživeća jezgra su se već raspala. Stoga, planete u trenutku svog nastanka mogu sadržati samo one elemente sa periodima poluraspada dužim od 10^6 godina [Bo04]. Na Zemlji, čija je starost $\sim 4.5 \cdot 10^9$ godina, većina originalnih (u trenutku formiranja) nestabilnih jezgara se već raspala, ostavljajući jedino ona sa $T_{1/2} > 10^8$ godina. Takođe, postoji i konstantna produkcija nestabilnih jezgara u Zemljinoj atmosferi usled dejstva kosmičkog zračenja. α i β raspadi (zajedno sa γ zračenjem koje ih prati) pomenutih nestabilnih jezgara glavni su konstituenti prirodne radioaktivnosti, koja je otkrivena od strane Bekerela krajem 19. veka, tačnije 1896.god. (slika 1) Većina jezgara su inherentno nestabilna, sposobna da se raspadnu u druga jezgra putem α-raspada, β-raspada ili spontane fisije.



slika 1 - Henri Becquerel

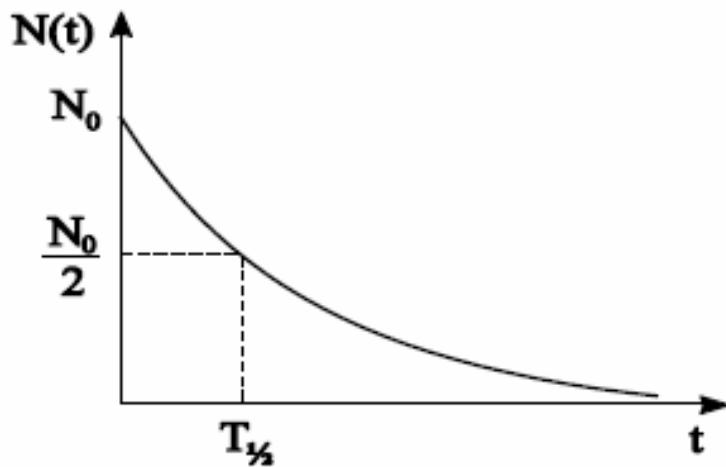
Radioaktivnost predstavlja proces u kojem dolazi do spontane transformacije jezgra kada ono menja svoj sastav ili energetsko stanje. Jezgro koje se raspada, naziva se predak, a ono koje nastaje je potomak. Aktivnost predstavlja broj radioaktivnih jezgara koja se raspada u jednoj sekundi. Jedan raspad u sekundi predstavlja jedinicu aktivnosti Bekerel (Bq). Ranije korištena jedinica je Kiri (Ci),

$$1 \text{ Ci} = 3.7 \cdot 10^{10} \text{ Bq.}$$

Stalna frakcija atoma koja u jedinici vremena doživljava radioaktivni raspad, određuje brzinu raspada odnosno verovatnoću raspada jezgra u jedinici vremena i predstavlja konstantu raspada λ , koja je kao i period poluraspada ($T_{1/2} = \ln 2 / \lambda$) veličina karakteristična za svaki radionuklid.

Radioaktivnim raspadom se postepeno smanjuje broj atoma radioaktivnog elementa, pri čemu on prelazi u neki drugi element. Broj atoma dN koji se za vreme dt raspade srazmeran je ukupnom broju neraspadnutih atoma N i vremenu dt :

$$dN = -\lambda N dt$$



slika 2- grafički prikaz zakona radioaktivnog raspada

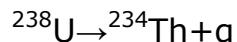
λ je koeficijent proporcionalnosti i naziva se konstanta radioaktivnog raspada. Znak “-“ u gornjoj jednačini ukazuje da se broj radioaktivnih jezgara smanjuje u toku vremena. Integracijom gornjeg izraza dobija se zakon radioaktivnog raspada:

$$N = N_0 e^{-\lambda t}.$$

Početni broj jezgara radioaktivnog elementa N_0 eksponencijalno smanjuje tokom vremena. Brzina radioaktivnog raspada se karakteriše periodom poluraspada $T_{1/2}$ u toku koga se raspadne polovina od početnog broja jezgara $N_0/2$ (slika 2). Period poluraspada je, kao i konstanta radioaktivnog raspada, karakteristika nestabilnog svakog elementa.

2.1 Podela radioaktivnosti

Krajem 1930. izvršena je podela na prirodnu i veštačku radioaktivnost. Prirodna radioaktivnost je otkrivena slučajno, kada je Henri Bekerel primetio da uzorci (uranijum sulfid) koji nisu eksponirani svetlošću emituju zračenje koje se detektovalo preko zacrnjenja na foto pločama. Ustanovljeno je da je emitovanje zračenja svojstvo samih radionuklida, tj. uranijuma. Nakon nekog vremena, otkriveno je da su primarne čestice koje su odgovorne za zacrnjenje upravo alfa čestice.



Prirodna radioaktivnost se deli na terestrijalnu i kosmogenu. Terestrijalna potiče od elemenata prisutnih u Zemlji, a kosmogena od elemenata proizvedenih u atmosferi kosmičkim zračenjem.

2.2 Terestrijalna radioaktivnost

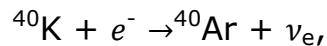
Većina elemenata koji su prisutni na Zemlji, kondenzovani su iz interstelarnog perioda od pre $4.5 \cdot 10^9$ godina. Interstelarni oblak se većinski sastojao od primordijalnog ^1H i ^4He , ali je sadržao i neke teže elemente koji su proizvedeni u ranijim generacijama zvezda i rasuli se u međuzvezdanu sredinu različitim procesima. Posle nekoliko miliona godina, interstelarni oblak je kondenzovan u formu solarnog sistema u kome su u određenoj meri prisutni i neka radioaktivna jezgra [Kr87]. Danas su u većoj meri prisutni samo ona jezgra čiji je period poluraspada veći od 10^8 god. Dugoživeća jezgra, prikazana u tabeli 1, se raspadaju preko beta raspada, koji je zabranjen zbog velike razlike u spinovima, ili preko alfa raspada.

Tabela 1 - Izotopska zastupljenost i aktivnost jezgara sa periodom poluraspada između 10^8 - 10^{12} godina

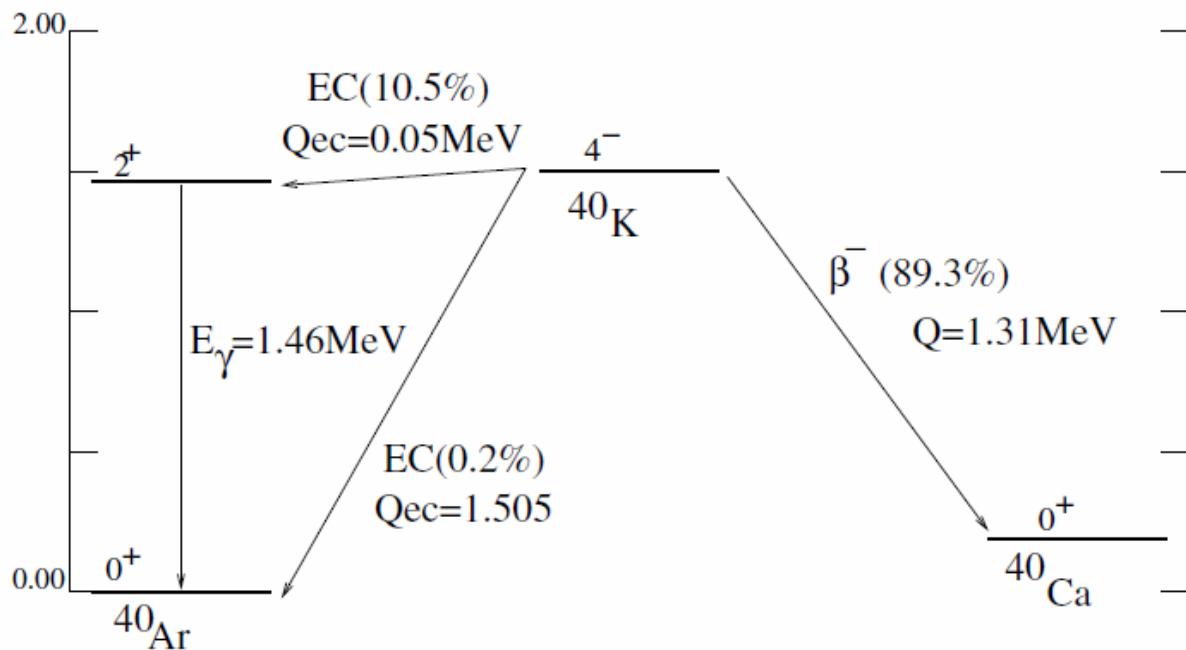
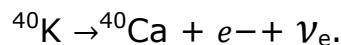
Raspad	Period poluraspada (godina)	Izotopska zastupljenost (%)	Aktivnost elementa (Bq/kg)	Aktivnost kore (Bq/kg)
$^{40}\text{K} \rightarrow ^{40}\text{Ca} + e^- + \tilde{\nu}$ 89% $^{40}\text{K} \rightarrow ^{40}\text{A} + \tilde{\nu}$ 11%	$1.28 \cdot 10^9$	0.0117	$3.0 \cdot 10^4$	$6.3 \cdot 10^2$
$^{87}\text{Rb} \rightarrow ^{87}\text{Sr} + e^- + \tilde{\nu}$	$4.75 \cdot 10^{10}$	27.83	$8.8 \cdot 10^5$	$8.0 \cdot 10^1$
$^{146}\text{Sm} \rightarrow ^{143}\text{Nd} + \alpha$	$1.03 \cdot 10^8$	<10 ⁻⁷	<1	<10 ⁻⁴
$^{176}\text{Lu} \rightarrow ^{176}\text{Hf} + e^-$	$1.06 \cdot 10^{11}$	2.61	$5.5 \cdot 10^4$	$4 \cdot 10^{-2}$
$^{232}\text{Th} \rightarrow ^{228}\text{Ra} + \alpha$	$1.405 \cdot 10^{10}$	100	$4.05 \cdot 10^6$	$3.5 \cdot 10^2$
$^{235}\text{U} \rightarrow ^{231}\text{Th} + \alpha$	$7.038 \cdot 10^8$	0.72	$5.7 \cdot 10^5$	$1.7 \cdot 10^1$
$^{238}\text{U} \rightarrow ^{234}\text{Th} + \alpha$	$4.468 \cdot 10^9$	99.275	$1.2 \cdot 10^7$	$4.7 \cdot 10^2$

Za aktivnost u kori Zemlje, aktivnosti $^{238/235}\text{U}$ i ^{232}Th uključuju i aktivnost svojih potomaka. ^{40}K i ^{235}U imaju mnogo manje periode poluraspada od same starosti Zemlje $4.5 \cdot 10^9$ godina, pa su zato i manje zastupljeni. U tabeli 1, većina jezgara su izotopi retkih elemenata, izuzev ^{40}K .

^{40}K je jedan od glavnih radionuklida u biosferi, neizbežna komponenta u dugom lancu ishrane. Prosečan čovek uneše hranom oko 44 kBq ^{40}K godišnje, te je ravnotežni sadržaj u organizmu žena oko 2.8 kBq, a muškaraca 4.2 kBq kalijuma. ^{40}K je neparno-neparno jezgro ($N=21$, $Z=19$) i stoga ima dva kanala raspada (slika 3), preko elektronskog zahvata:



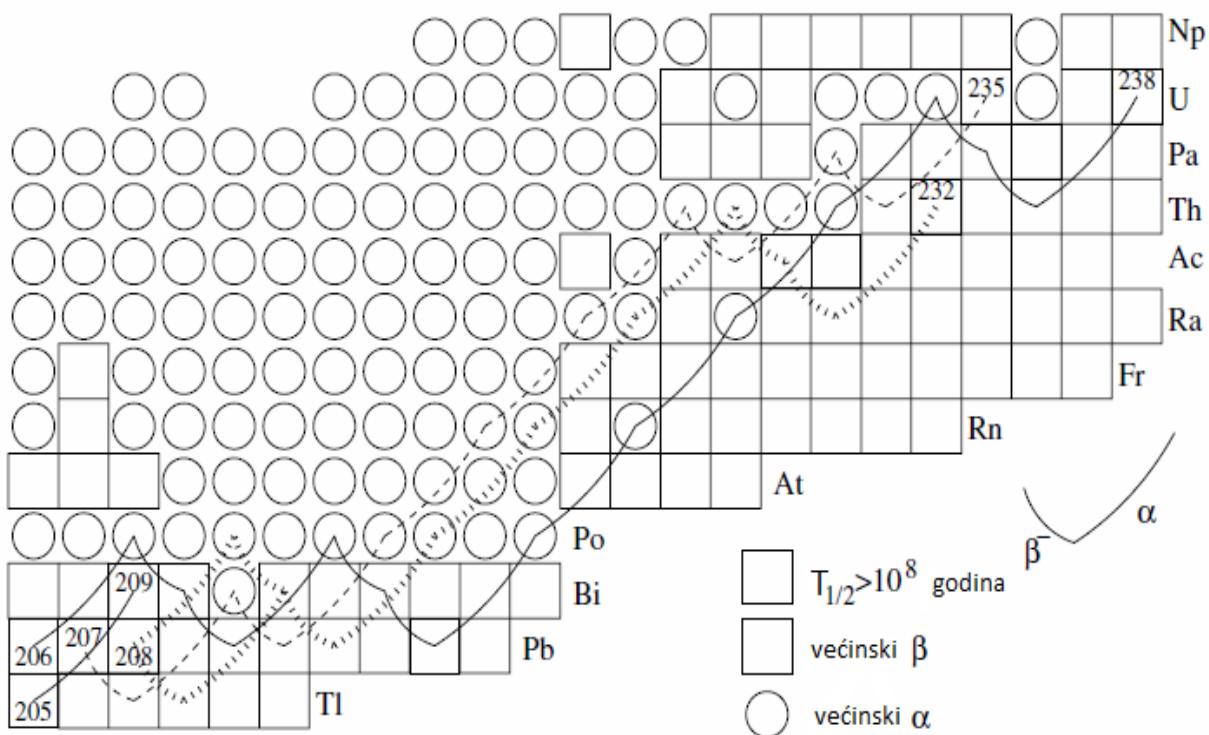
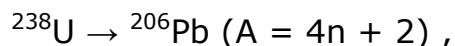
ili beta minus raspada



slika 3 – Šema raspada ^{40}K

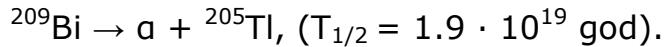
Dugačak period poluraspada od $1.28 \cdot 10^9$ godina se objašnjava velikim promenama orbitalnog momenta tokom raspada do osnovnog stanja argona, zbog čega su takvi prelazi malo verovatni (0.2%), dok su prelazi u pobuđeno stanje Ar^{2+} (10.5%) i Ca^{0+} verovatniji [Ba04].

Radioaktivni nizovi počinju od tri teška jezgra (^{238}U , ^{235}U i ^{232}Th) koji prolaze kroz niz transformacija, alfa i beta raspada i završavaju se izotopima olova (slika 4).



slika 4 – Radioaktivni nizovi ^{238}U , ^{235}U i ^{232}Th

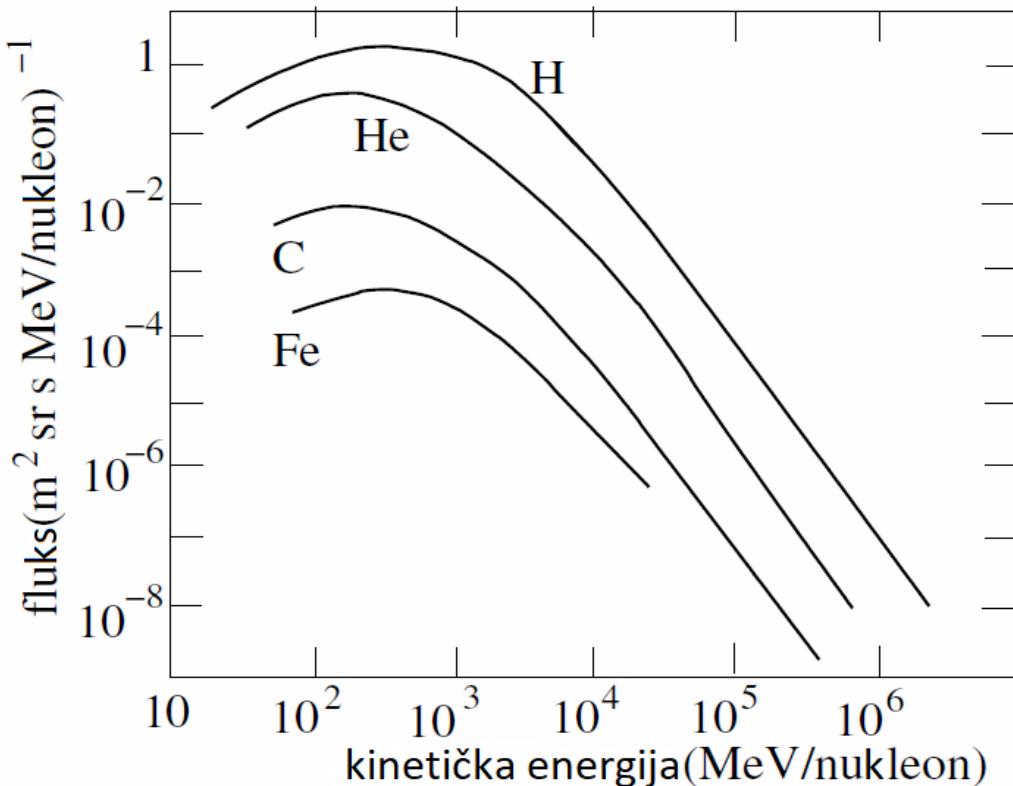
Izotopi olova imaju magične brojeve, npr. ^{208}Pb je dvostruko magično jezgro jer ima 126 neutrona i 82 protona. Četvrti lanac sa $A=4n+1$ nema dugoživeće potomke teže od ^{209}Bi . Niz bi se sastojao samo od jednog alfa raspada



^{238}U , ^{235}U i ^{232}Th su dugoživeća jezgra, čiji potomci $209 < A < 232$ imaju dosta kraći period poluraspada, koji preko modela Ijuski mogu da se predstave preko magičnih brojeva. Članovi ova tri lanca, kao i K-40 su dominantni radioaktivni elementi unutar Zemlje. Aktivnost nižeg dela atmosfere većim delom potiče od tri izotopa plemenitog gasa radona, potomka uranijuma i torijuma.

2.3 Kosmogena aktivnost

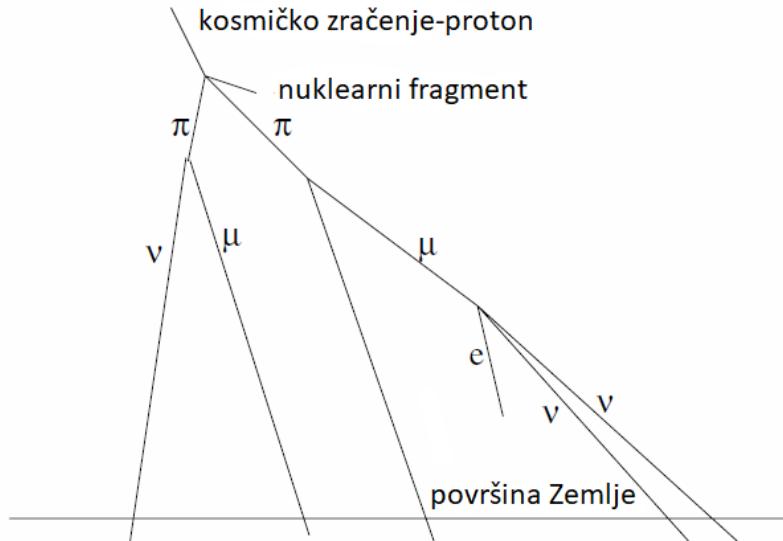
Većina međuzvezdane sredine je u gasovitoj formi (H i He), ali postoji i netermalna komponenta koju predstavljaju kosmički zraci, slične hemijske strukture. Energetski spektar zračenja ima maksimum na 300 MeV, nakon čega opada pa zakonu $\sim E^{-3}$ [Ba04]. Poreklo kosmičkih zraka se vezuje za ubrzavanje čestica promenljivim magnetnim poljem koje proizvode pulsari (neutronske zvezde) ili ostaci supernove.



slika 5 - Energetski spektar kosmičkog zračenja

Na slici 5 je prikazan fluks kosmičkog zračenja izvan Zemljine atmosfere. Većina čestica su upravo protoni i alfa čestice, dok se teža jezgra pojavljuju u tragovima. Ugljenik i gvožđe su bitni primeri, s toga su i njihove krive prikazane na istom grafiku.

Prolazeći kroz atmosferu, kosmički zraci gube svoju energiju jonizacijom i nuklearnim reakcijama. Atmosfera zaustavlja većinu primarnog zračenja, pa do same Zemlje dolazi samo sekundarno koje se sastoji od miona i neutrina koji potiču iz raspada piona. Mala porcija neutrona koji dođu do Zemlje bivaju brzo apsorbovani na svega par metara od kore.

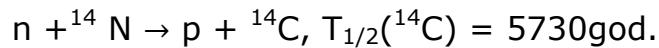


slika 6 – Kosmičko zračenje na Zemlji

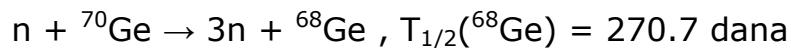
Na slici 6 prikazane su reakcije kosmičkog zračenja u gornjim slojevima atmosfere. Pri reakciji protona sa jezgrom, nastaju pioni i nuklearni fragmenti. Pioni se raspadaju na mione i neutrina,

$$\pi \rightarrow \mu + \nu , \quad \mu \rightarrow e + \nu + \nu$$

Mioni koji se nisu raspali, zaustavljaju se na površini Zemlje zbog jonizacionih gubitaka. Kosmički zraci proizvode radionuklide interagujući sa jezgrima u atmosferi i Zemljinoj kori. U atmosferi najčešće proizvodi ^{14}C , koji je sekundarni produkt neutrona koji su nastali interakcijom kosmičkih zraka i protona [Ba04].



Visoko energetski kosmički zraci proizvode radioaktivna jezgra spalacijom¹. Na primer, neutron kinetičke energije veće od 20MeV može da odstrani dva nukleona iz jezgra germanijuma.



¹ Spalacija je proces u kojem iz teškog atomskog jezgra pogodjenog protonom visoke energije izleće veliki broj slobodnih nukleona pri čemu se prvo bitno jezgro pretvara u jezgro manje mase.

3 Opšta svojstva detektora

Princip rada svih detektora zasniva se na sledećem procesu : delimičan ili potpun prenos energije zračenja zapremini detektora gde se ona konvertuje u formu koja je pogodna ljudskoj percepciji (električni signali). Naelektrisane čestice prenose svoju energiju materiji preko direktnih sudara sa atomskim elektronima, indukujući time ekscitaciju ili ionizaciju atoma. Neutronsko zračenje, sa druge strane, prvo podleže određenoj vrsti reakcije sa zapreminom detektora koja rezultuje produkcijom nenelektrisanih čestica koje dalje vrše ionizaciju materijla. Gasni detektori su konstruisani na takav način da skupljaju ionizacione elektrone i time formiraju električni signal, dok kod scintilacionih detektora i ekscitacija i ionizacija doprinose indukovanim molekularnim prelaza koji rezultuju emisijom svetlosti.

Moderni detektori su u suštini električne prirode, tj. u nekom momentu obrade se informacija iz detektora pretvara u električni signal koji se dalje može obrađivati elektronikom. Detektori mogu biti integralni i diferencijalni. Integralni detektori kao izlaznu informaciju daju samo ukupnu količinu deponovane energije, dok diferencijalni mogu da registruju pojedinačne čestice i njihovu energiju, kao i da ih prebrojavaju.

3.1 Osetljivost

Osetljivost predstavlja svojstvo detektora da proizvede upotrebljiv signal za dati tip zračenja i energije. Ni jedan detektor ne može biti osetljiv na sve tipove žračenja na svim energijama. Umesto toga, oni su dizajnirani tako da budu osetljivi na određen tip zračenja u datom energetskom opsegu. Van ovog opsega, detektor obično daje neupotrebljiv signal ili ima smanjenu

efikasnost. Osetljivost detektora na dati tip zračenja određene energije zavisi od nekolicine faktora:

1. Efikasnog preseka za reakciju ionizacije u detektoru
2. Mase detektora
3. Inherentnog šuma detektora
4. Zaštitne kapsule kristala detektora

Efikasni presek i masa detektora određuju verovatnoću da će upadno zračenje deponovati deo ili celokupnu svoju energiju u detektoru u formi ionizacije. Naelektrisane čestice imaju visoku specifičnu ionizaciju, pa će stoga one proizvesti ionizacije čak i u slučaju detektora niske gustine i male zapremine. Ukoliko je ionizacija proizvedena u osetljivoj zapremini detektora, potrebna je minimalna količina (prag) iste da bi signal bio upotrebljiv. Ova donja granica je određena šumom detektora i pridružene elektronike. Šum se ispoljava u vidu fluktuacija napona i struje na izlazu detektora i on je prisutan bilo tu radijacije ili ne. Naravno, signal mora biti veći po intenzitetu od šuma da bi bio upotrebljiv.

Za dat tip radijacije i energetski opseg, ukupna količina proizvedenih ionizacija zavisi od veličine osetljive zapremine detektora. Drugi ograničavajući faktor je sloj materijala koji pokriva prozor do osetljive zapremine detektora. Usled apsorpcije, samo zračenje dovoljne energije da prodje ovaj sloj i bude detektovano. Debljina zaštitnog materijala stoga određuje donju granicu za energiju zračenja koje može biti detektovano.

3.2 Odziv detektora

Pored detektovanja prisustva zračenja, većina detektora je takođe sposobna da pruži informaciju o energiji istog. Ovo je razumljivo, obzirom da je količina jonizacija proizvedenih od strane zračenja proporcionalna energiji koji ono izgubi u osetljivoj zapremini detektora. Ukoliko je detektor dovoljno velik da se zračenje apsorbuje u potpunosti, tada ova jonizacija predstavlja meru energije zračenja.

Generalno, izlazni signal električnih detektora je u obliku strujnog pulsa. Količina jonizacija je tada predstavljena električnim nabojem sadržanim u ovom signalu, tj. integralu pulsa tokom vremena. Pretpostavljajući da se oblik pulsa ne menja od jednog do drugog događaja, ovaj integral je direktno proporcionalan amplitudi signala, tako da se ova karakteristika može koristiti umesto njega. Odnos između energije zračenja i ukupnog naelektrisanja ili amplitude signala predstavlja odziv detektora.

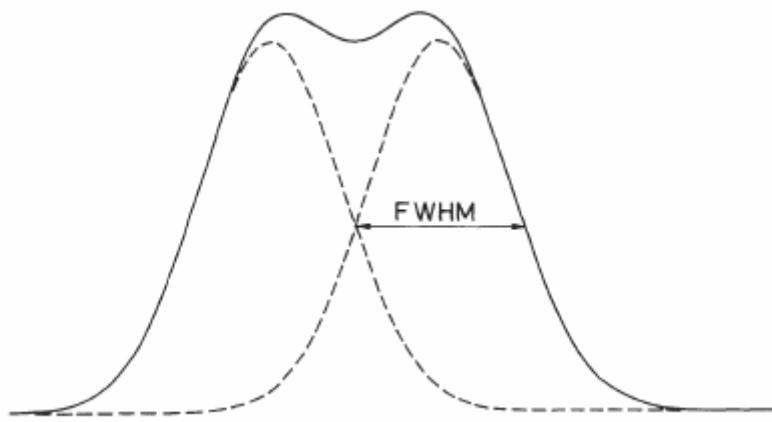
U idealnom slučaju ovaj odziv treba da bude linearan iako to nije absolutno neophodno, ali u mnogome pojednostavljuje stvari. Za moge detektore odziv jeste linearan u određenom opsegu energija. Uopšteno, odziv je funkcija tipa čestice i njene energije, i ne znači da će detektor sa linearnim odzivom za jedan tip zračenja biti takav i za drugi tip zračenja.

3.3 Energetska rezolucija

Za detektore koji su osmišljeni da mere energiju upadnog zračenja, najbitniji faktor je energetska rezolucija. Ona određuje granicu do koje detektor može da razlikuje dve bliske energije. Rezolucija se može meriti tako što se detektor izloži monoenergetskom snopu zračenja i posmatra rezultujući spektar. Idealno, ovo bi bio pik oblika delta-funkcije. U realnosti ovo naravno

nije slučaj, već primećujemo pik konačne širine, pretežno Gausijanskog oblika.

Energetska rezolucija se izražava pomoću termina- pune širine na polovini visine (*full width at half maximum- FWHM*) pika. Energije koje su međusobno bliže od ovog intervala (FWHM) se smatraju nerazlučivim. Ovo je prikazano na slici 8



slika 8 – Definicija energetske rezolucije

Dva pika se smatraju razdvojenim ukoliko su razdvojeni distancom većom od njihovih FWHM. Na slici 8 puna linija predstavlja sumu dva identična Gausijanska pika koja su razdvojena tačno ovom distanicom. Ako sa ΔE označimo energetski interval (FWHM), onda je relativna rezolucija R na energiji E data sledećom relacijom:

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

Ovaj odnos se izražava u procentima. Tipičan NaI detektorima relativnu rezoluciju od 8-9 % za γ -zrake od 1 MeV, dok germanijumski detektor ima relativnu rezoluciju reda 0.1% [Le94].

Generalno, energetska rezolucija je funkcija deponovane energije u detektoru (odnos $\Delta E/E$ se poboljšava sa većom energijom). Ovo je posledica Poasonske ili slične statistike samih procesa ionizacije i ekscitacije. Doista, nađeno je da je prosečna energija potrebna da se proizvede jonski par fiksiran broj, ω , koji zavisi jedino od vrste materijala. Stoga, kako energija raste, raste i broj ionizacija što rezultuje manjim relativnim fluktuacijama.

3.4 Vreme odziva

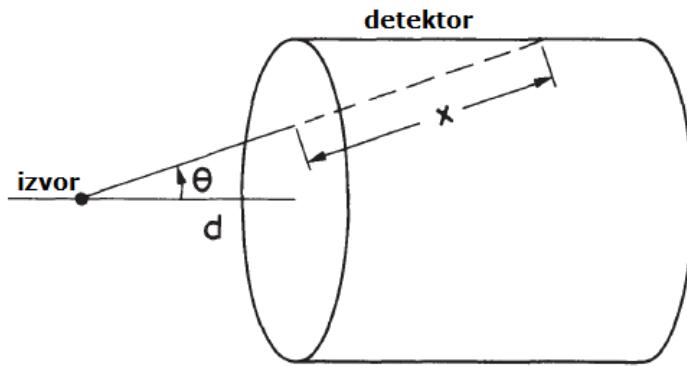
Još jedna bitna karakteristika detektora je vreme odziva. Ovo je vreme koje je detektoru potrebno da formira signal posle dolaska zračenja. Ono je krucijalno za "tajming" svosjtva detektora. Da bi tajming bio dobar, neophodno je da se signal formira u što kraćem vremenskom roku, u vidu oštrog pulsa sa brzorastućom ivicom koja je što vertikalnija. Trajanje signala je takođe bitno. Tokom ovog perioda, drugi događaj ne može biti prihvacen iz razloga što detektor nije osetljiv, ili jer će se drugi signal nadograditi na prvi. Ovo doprinosi mrtvom vremenu i ograničava brzinu brojanja detektora.

3.5 Efikasnost detektora

Kada je u pitanju detekcija zračenja postoje dve vrste efikasnosti: absolutna i intrinsična efikasnost. Apsolutna ili totalna efikasnost detektora definisana je kao količnik detektovanih i emitovanih čestica (fotona), tj. :

$$\varepsilon_{tot} = \frac{\text{broj detektovanih fotona}}{\text{broj emitovanih fotona od strane izvora}}$$

Ovo je funkcija geometrije detektora i verovatnoće za interakciju unutar zapremine detektora. Kao primer posmatrajmo cilindrični detektor i tačkast izvor koji se nalazi na rastojanju d od detektora (slika 9).



slika 9- prikaz cilindričnog detektora sa tačkastim izvorom

Ukoliko izvor emituje zračenje izotropno, tada je verovatnoća za emisiju pod uglom θ jednaka:

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

Koristeći ovu relaciju, za totalnu efikasnost dobiju:

$$d\varepsilon_{tot} = \left[1 - \exp\left(\frac{-x}{\lambda}\right)\right] \frac{d\Omega}{4\pi},$$

gde je x dužina puta kroz detektor a λ srednji slobodni put za interakciju. Totalna efikasnost se dobija integraljenjem gornjeg izraza po zapremini detektora. U mnogo slučajeva x ne varira mnogo duž detektora ili je λ toliko malo da eksponencijalni član teži nuli [Le94]. Tada se ε_{tot} sastoji iz dva dela: intrinsične efikasnosti ε_{int} i geometrijske efikasnosti ε_{geom} . Apsolutna efikasnost detektora je tada data proizvodom ova dva člana:

$$\varepsilon_{tot} = \varepsilon_{int} \varepsilon_{geom}$$

Intrinsična efikasnost je ona frakcija događaja koji pogadaju detektor i bivaju registrovani.

$$\varepsilon_{int} = \frac{\text{broj detektovanih fotona}}{\text{broj fotona koji pogode detektor}}$$

Ova verovatnoća (ε_{int}) zavisi od površine preseka za interakciju upadnog zračenja sa medijumom detektora. Stoga je intrinsična efikasnost funkcija tipa zračenja, energije zračenja i materijala detektora. Za nanelektrisane čestice ova efikasnost je velika, dok je za neutralne mnogo manja. Intrinsična efikasnost takođe raste sa dimenzijama detektora.

Geometrijska efikasnost predstavlja deo emitovanog zračenja koji dodje do detektora. Ovo u potpunosti zavisi od geometrijske konfiguracije izvora zračenja i detektora.

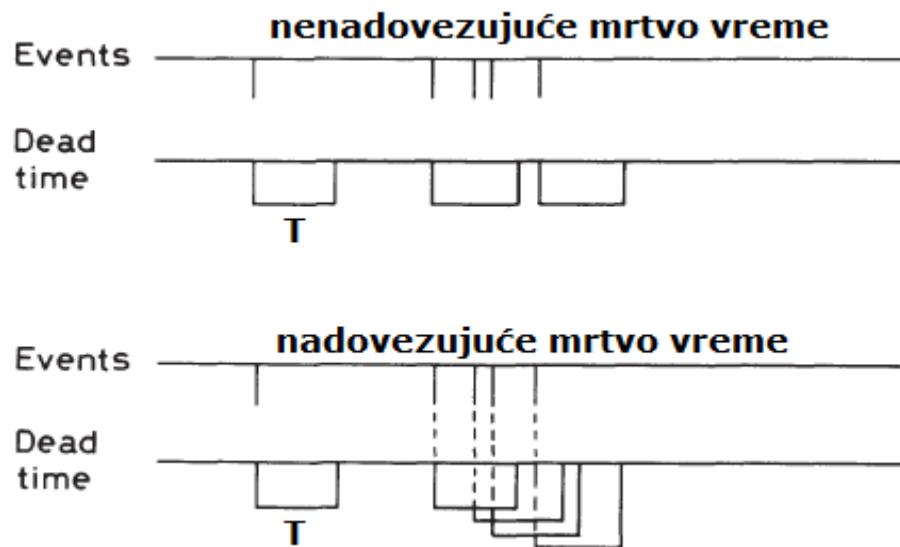
3.6 Mrtvo vreme

Usko povezano sa efikasnošću je i mrtvo vreme detektora. Ovo predstavlja konačno vreme koje je potrebno detektoru da događaj i obično je povezano sa trajanjem pulsa. U zavisnosti od tipa, detektor unutar ovog vremena može ostati osetljiv na druge događaje ili ne mora. Ukoliko je neosetljiv, svi događaji koji dolaze u ovom vremenu bivaju izgubljeni. Ako detektor ostaje osetljiv tokom ovog vremenskog perioda, onda događaji mogu da se nagomilaju jedan na drugi što rezultuje distorzijom signala i u krajnjoj instanci, gubitkom informacije o oba događaja. Kako bi se izbegao značajniji uticaj mrtvog vremena, brzine brojanja detektora se moraju držati na dovoljno niskom nivou, kako bi se smanjila verovatnoća drugog događaja unutar ovog vremena.

Kada se proračunavaju efekti mrtvog vremena, u obzir mora biti uzet celokupan detektorski sistem. Svaki element ovog sistema ima svoje mrtvo vreme, i često je slučaj da elektronika ima većinsku odgovornost za ove efekte.

Kao ilustraciju, posmatrajmo efekat mrvog vremena jednostavnog elementa kola na brzinu brojanja. Prepostavimo da element ima mrtvo vreme T , i da je to T konstantno za sve događaje. Obično razlikujemo dva slučaja : nadovezujuće i nenadovezujuće mrtvo vreme. Ova dva slučaja se u literaturi pominju i kao paralizujući i neparalizujući model.

Kada govorimo u nadovezujućem slučaju, dolazak drugog događaja unutar mrvog vremena produžuje isti, dodajući svoje mrtvo vreme u momentu dolaska. Ovo je prikazano na slici 10.



slika 10 – Tipovi mrtvih vremena detektora

Ovo se dešava u elementima koji ostaju osetljivi tokom mrvog vremena. Ukoliko je brzina pojavljivanja događaja dovoljno velika, oni mogu dolaziti na taj način da se njihova mrtva vremena preklapaju. Ovo proizvodi produžen period tokom kog ni jedan događaj ne biva prihvачen, stoga, element je paralizovan.

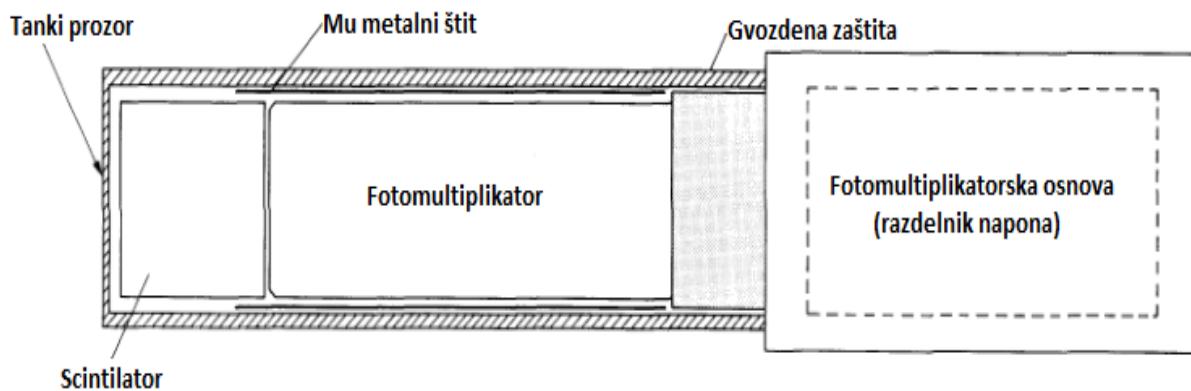
Nenadovezujući slučaj odgovara elementu koji nije osetljiv tokom perioda mrvog vremena. Dolazak drugog događaja tokom ovog vremena prosti prođe neopažen, i posle perioda T element ponovo postaje osetljiv.

4 Scintilacioni detektori

Istorijski su prvo nastali gasni detektori, međutim kao veoma efikasni su se pokazali i scintilacioni detektori koji se karakterišu kao diferencijalni detektori električnog tipa. Prvi scintilator je konstruisao Rendgen koji je pokazao da premaz zink-sulfida (ZnS) na običnom kartonu može da detektuje alfa čestice. Za detektovanje beta i gama čestica bili su potrebni scintilatori prozirni za sopstvenu svetlost, što premaz ZnS nije bio. Prednost detektora prozirnih za svoju svetlost je što mogu da koriste celu zapreminu kao radnu, a ne samo površinu, tako da mogu da registruju beta i gama čestice. Ovaj tip materijala postaje proziran za svoju svetlost zbog osobine da pobuđeni elektroni idu u više vibracione nivoe singletnih traka, a deekscitovani silaze sa osnovnog singletnog nivoa, tako da je emisioni spektar pomeren ka nižim energijama, odnosno višim talasnim dužinama. Prvi neorganski scintilacioni detektor je konstruisao Kruks 1903. godine. Scintilacije su se posmatrale mikroskopom ili čak golim okom u zatamnjеним prostorijama. 1944. Curran i Baker su rekonstruisali ovaj primitivni instrument i dodali fotomultiplikatorske cevi umesto "očiju".

Za idealni scintilator i malu jonizacionu gustinu važi da je luminiscencija direktno proporcionalna energiji izgubljenoj u scintilatoru. Glavni cilj pri upotrebi scintilacionih detektora je da se dobije što veća scintilacija (svetlostni odziv) u vidljivom delu spektra i to dobijamo promenom gustine ionizacije.

Osnovni delovi scintilacionog detektora su materijal – scintilator, koji je optički povezan sa fotomultiplikatorom direktno ili preko svetlosnih vodova (slika 11). Kako zračenje prolazi kroz scintilator, ono pobuđuje njegove atome i molekule, prouzrokujući time emisiju svetlosti.



slika 11 – Šema scintilacionog detektora

U fotomultiplikatoru (PMT) se svetlost konvertuje u relativno slabu struju fotoelektrona. Signal se dalje pojačava pojačavačem, tj. sistemom umnožavanja elektrona. Neke od najznačajnijih karakteristika su:

- 1. Brz odgovor uređaja.** Scintilacione detektore odlikuje brz odgovor na neki događaj i kratko mrtvo vreme. Mrtvo vreme je period u kojem detektor nije spremjan da detektuje sledeći događaj, tj. vreme između dve detekcije koje je potrebno da bude što kraće. Zbog kraćeg vremena između dva događaja omogućena je veća efikasnost u merenju i prihvatanje većeg broja događaja.
- 2. Energijska osetljivost.** Iznad određene minimalne energije, većina scintilatora imaju linearan odgovor na deponovanu energiju u materijalu. Izlazni signal je zato proporcionalan energiji zračenja koje je proizvelo scintilaciju. I sami fotomultiplikatori su linearni uređaji, tj. amplituda pojačanog signala je proporcionalna energiji detektovanog zračenja. S obzirom na to, scintilatori su pogodni kao energetski spektrometri.

3. Diskriminacija prema obliku impulsa. Pomoću nekih scintilatora, moguće je razlikovati impulse koji potiču od različitih vrsta čestica na osnovu ionizacione moći.

Prilikom pobuđivanja, atom može da zadrži deo apsorbovane energije zračenja u metastabilnim stanjima. Posle kratkog vremenskog intervala, atom se vraća u osnovno stanje, emitujući ostatak apsorbovane energije. Kod ovakvih materijala dolazi do pojave luminiscencije. Postoje dve vrste luminiscencije koje se razlikuju po vremenu koje je potrebno da se emituje zračenje, fluorescencija ($\tau < 10^{-4}$, obično 10^{-8} s) i fosforoscencija ($\tau > 10^{-4}$ s). Fosforoscencija može biti pobuđena optički (zračenjem) ili toplotom – termoluminiscencija (TL).

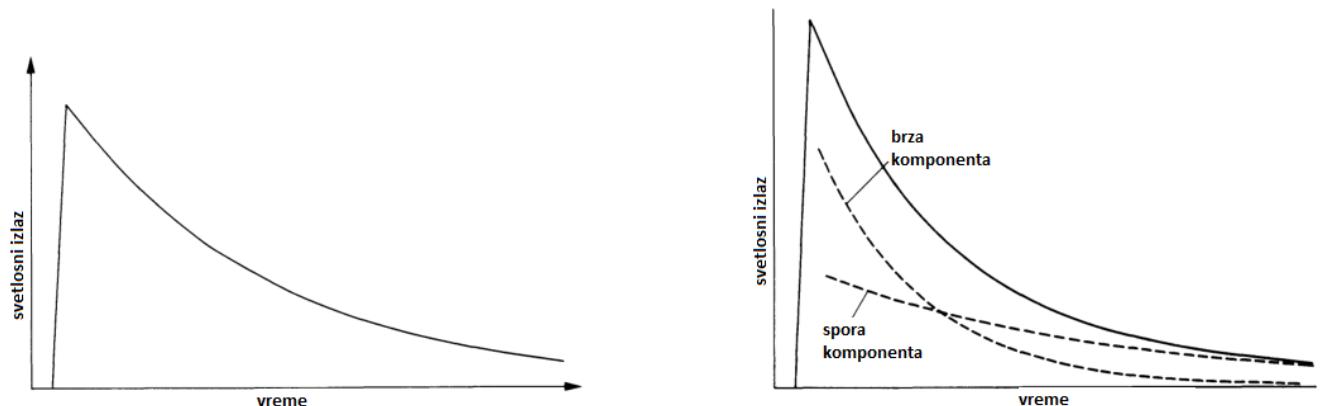
U prvoj aproksimaciji, vreme trajanja reemisionog procesa se opisuje kao eksponencijalna funkcija oblika:

$$N = \frac{N_0}{\tau_d} e^{\left(\frac{-t}{\tau_d}\right)}$$

gde je N broj fotona emitovanih u vreme t, N_0 ukupan broj emitovanih fotona i τ_d konstanta raspada(vremenska konstanta). Vreme rasta od nule do maksimalnog vremena je u mnogim materijalima dosta kraće od vremena raspada, pa se zato ne uzima u obzir (slika 12). Tačniji izraz sadrži dve komponentne, brzu i sporu (odloženo dejstvo):

$$N = A e^{\left(\frac{-t}{\tau_f}\right)} + B e^{\left(\frac{-t}{\tau_s}\right)}$$

Postojanje ovih komponenti utiče na tehnike diskriminacije oblika impulsa. Razlika između ovedve funkcije je prikazana na sledećim graficima.



slika 12 - Pojednostavljeni slučaj opisan eksponencijalnom funkcijom (levo) i dvokomponentna eksponencijalna funkcija(desno)

Dobar scintilacioni detektor treba da ispunjava sledeće uslove:

- visoka konverziona efikasnost ekscitovane energije u fluorescencije,
- transparentnost za fluorescenciju i transmisija za svetlost,
- emisija u spektralnom opsegu u skladu sa spektralnim odgovorom fotomultiplikatora
- mala vremenska konstanta τ .

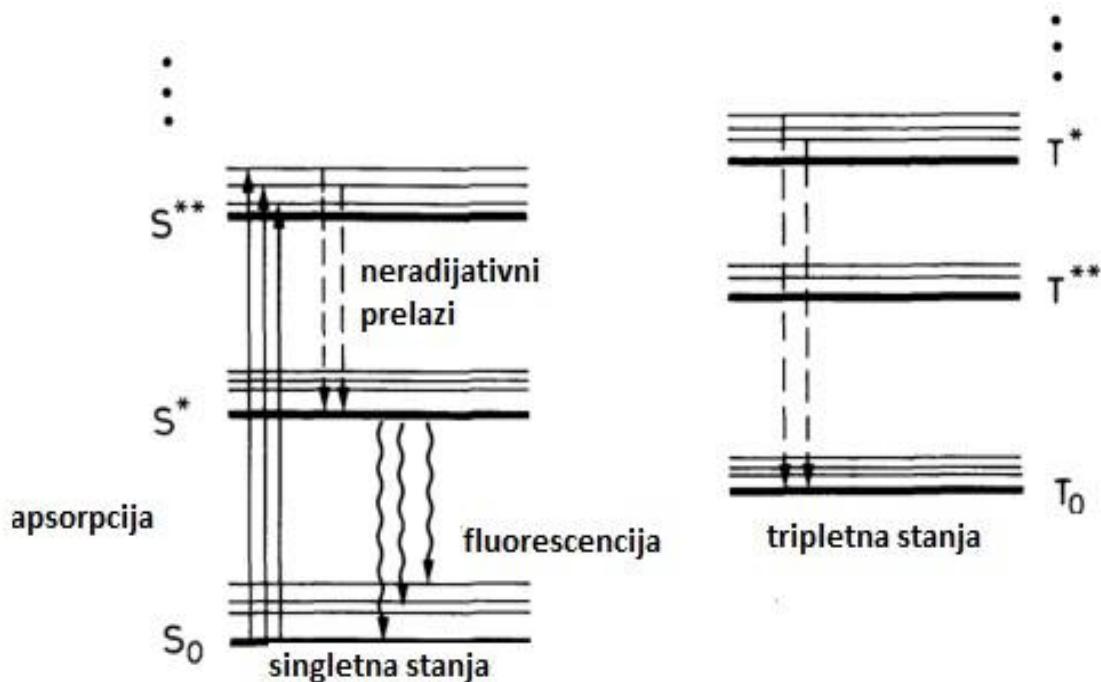
4.1 Vrste scintilatora

Scintilatori su materijali u kojima zračenje izaziva emisiju svetlosti, tj. scintilacije. Mogu biti organski i neorganski. Za razliku od neorganskih scintilatora koji imaju veliki svetlostni odziv, ali su dosta spori, organski imaju mali odziv, ali veću brzinu. Takođe, u organskim scintilatorima veliki jonizacioni gubitak energije uzrokuje veliku gustinu pobuđenih molekula, što povećava interakcije unutar molekula što za uzrok ima da je proporcija brze komponente u odnosu na sporu komponentu smanjena. U merenju velikog broja događaja neneadmašni su organski scintilatori. Oni se često koriste u sistemima koji detekuju brze sukcesivne događaje. Organski scintilatori

mogu biti i u tečnom (ksilen i toluen) stanju. Postoje i plastični, gasni i stakleni scintilatori i o njima će biti detaljnije u nastavku.

4.1.1 Organski scintilatori

Organski scintilatori su aromatična ugljovodonična jedinjenja. Jedna od njihovih najistaknutijih karakteristika je veoma brz raspad (povratak na osnovno stanje uz emisiju svetlosti), reda nekoliko nanosekundi ili čak i manje [Le94]. Scintilacije u ovim jedinjenjima potiču od prelaza valentnih elektrona.



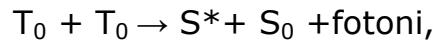
slika 13 - Singletna (S) i tripletna (T) stanja organskih scintilatora

Ovi delokalizovani elektroni nisu povezani sa bilo kojim atomom u jedinjenju, već zauzimaju π -molekularne orbitale. Na slici 13 razdvojena su spinska singletna i tripletna stanja. Osnovna singletno stanje je obeleženo sa S_0 . Iznad njega su pobuđena singletna (S^*, S^{**}, \dots), osnovno tripletno T_0 i

pobuđena tripletna stanja (T^* , T^{**}, \dots). Energetska stanja su fine strukture koje odgovaraju vibracionim nivoima molekula. Razmak između nivoa je reda eV, dok je razmak između susednih vibracionih traka nekoliko desetina eV. Jonizaciona energija koja potiče od incidentnog zračenja pobuđuje i elektronska i vibraciona stanja, što je prikazano punim strelicama na Slici 2. Singletne ekscitacije se momentalno ($\leq 10\text{pt}$) vraćaju u S^* stanje, bez emisije zračenja. Ovaj proces naziva se unutrašnja degradacija. Velika je verovatnoća da dođe do prelaza sa S^* na S_0 (ns), tj. fluorescencije, koja se opisuje promptnom (brzom) eksponencijalnom komponentom funkcije:

$$N = A e^{\left(\frac{-t}{\tau_f}\right)} + B e^{\left(\frac{-t}{\tau_s}\right)}$$

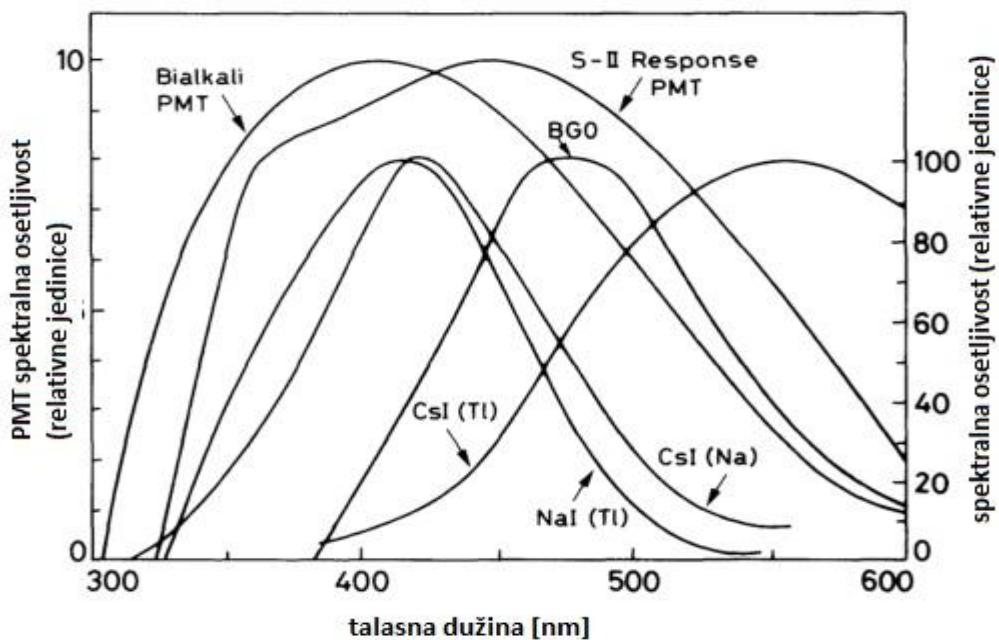
Kod pobuđenih tripletnih stanja, dolazi do slične unutrašnje degradacije. Iako su prelazi sa osnovnog tripletnog u osnovno signletno stanje energijski mogući, oni su zabranjeni pravilom multipolnosti. Umesto toga, T_0 stanje se raspada interagovanjem sa drugim pobuđenim molekulom u tripletnom stanju:



što dovodi do toga da jedan molekul ostane u S^* stanju. U ovom procesu dolazi do emisije zračenja. Ova svetlost dolazi posle izvesnog vremenskog perioda, karakterističnog za interakciju eksitovanih molekula, i predstavlja odloženu ili sporu komponentu scintilatorske svetlosti. Na osnovu molekularne prirode luminiscencije u organskim scintilatorima, oni mogu da se koriste kao detektori u formi organskih kristala, organskih tečnosti i plastike.

4.1.2 Neorganski scintilatori

Neorganski scintilatori su uglavnom kristali alkalnih halogenida koji sadrže male količine aktivatora. NaI(Tl) je čest neogranski scintilator natrijum-jodida koji je dopiran talijumom. Manje korišćeni su CsI(Tl), CsF₂, CsI(Na), KI(Tl) i LiI(Eu). Bi₄Ge₃O₁₂, BaF₂, ZnS(Ag), CaWO₄ i CdWO₄ su neorganski scintilatori koji nisu alkalnog porekla. Na slici 14 prikazan je emisioni spektar svetlosti različitih neorganskih scintilatora. Signali neorganskih kristala su sporiji za 2-3 reda veličine u odnosu na organske.



slika 14 – Emisioni spektar različitih neorganskih scintilatora

Glavna mana ovih kristala je higroskopnost. Osetljivi su na vlagu i zato se moraju dobro izolovati i zaštiti. Iako postoje određene poteškoće kod korišćenja ovakvih scintilatora, postoje i mnoge prednosti. Zbog velike gustine i visokog atomskog broja materijala, imaju i veću zaustavnu moć. Od svih scintilatora, imaju i najviše izlazne signale, što doprinosi boljoj energetskoj rezoluciji. To ih čini veoma pogodne za detekciju gama zračenja i visokoenergetskih elektrona i pozitrona.

4.1.3 Stakleni scintilatori

Stakleni scintilatori su litijum ili borosilikat sa primesama cerijuma. Prevashodno se koriste za neutronsku detekciju, iako su osetljivi i na beta i gama zračenje. Boronski scintilatori imaju deset puta niže izlazne signale od litijumskih, pa se retko koriste. Značajni su zbog otpornosti na sve organske i neorganske reagense, osim fluorovodonične kiseline. Imaju visoku tačku topljenja i izuzetno su otporni, što ih čini pogodnim u ekstremnim uslovima. Prema brzini reagovanja su između plastičnih i neorganskih kristala, reda nekoliko desetina nanosekundi. Izlazni signal je nizak i ne prelazi 25-30% vrednosti koja se dobija sa antracenom. Za detekciju niskoenergetskih neutrona, moguće je povećati osetljivost obogaćenjem litijuma komponentom ^{6}Li [Le94]. Razdvajanje neutronskih događaja od gama zračenja postiže se diskriminatorom visine impulsa.

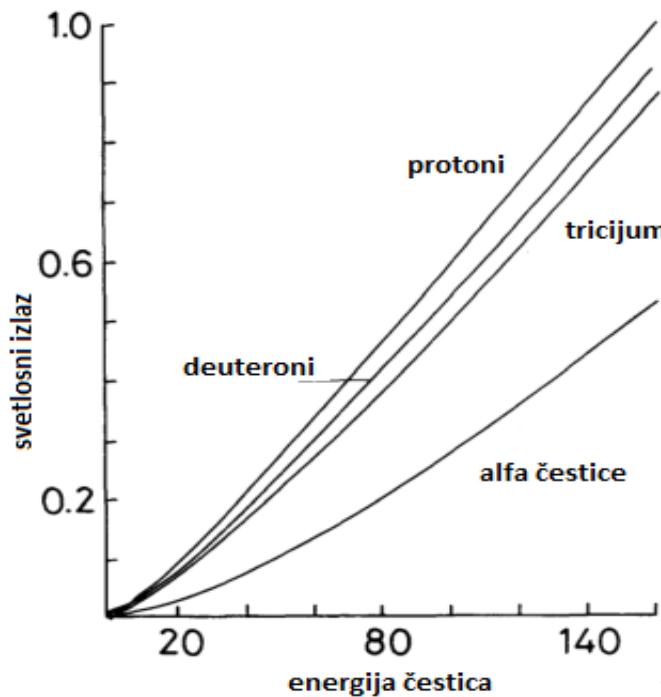
4.2 Odgovor na izlazni signal

Izlazni intenzitet svetlosti scintilatora se konkretno odnosi na efikasnost konverzije ionizacione energije u fotone. Veoma je značajna jer određuje rezoluciju i efikasnost scintilatora. Izlazna svetlost se razlikuje kod različitih čestica iste energije. U tabeli 2 prikazani su srednji energetski gubici za različite materijale potrebni za kreiranje fotona.

Tabela 2 – Srednji gubici energije za različite scintilatore

Materijal	ϵ [eV/foton]
Antracen	60
NaI	25
Plastika	100
BGO	300

Efikasnost opada sa povećanjem mase čestica. Najmanji gubici su kod organskih kristala (antracen), dok su najveći kod BGO ($\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$). Svetlosni izlaz kod plastičnih scintilatora (NE102) prikazan je na slici 15 za različite čestice. Najveći signal dobija se za najlakše čestice (proton), dok je najmanji za najteže (alfa čestice). Na grafiku je prikazana zavisnost visine signala od energije čestica u MeV-ima.



slika 15 – Svetlosni izlaz kod NE102

4.3 Linearnost

Do sada smo prepostavljali da je reakcija scintilatora u linearnoj vezi sa deponovanom energijom zračenja.

$$L \propto \Delta E$$

S druge strane, ova veza je mnogo složenija jer reakcija zavisi i od vrste čestice i njene specifične ionizacione moći, ali se koristi kao relativno dobra aproksimacija

$$\frac{dL}{dx} = \frac{A \frac{dE}{dx}}{1 + kB \frac{dE}{dx}}$$

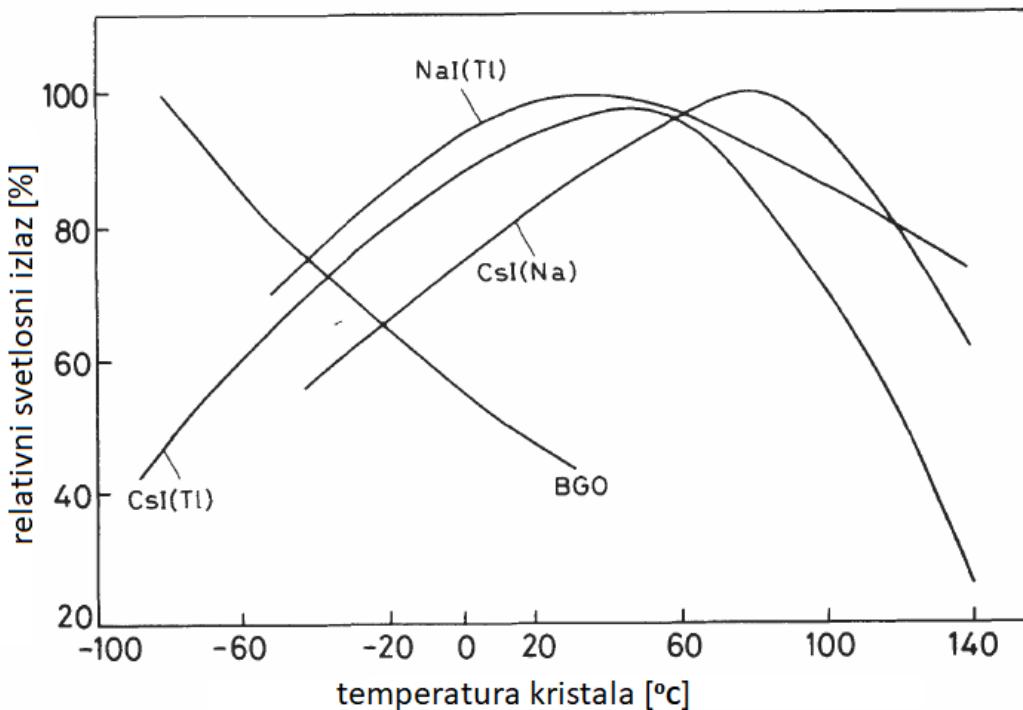
Izlazna svetlost po jedinici puta zavisi od absolutne efikasnosti scintilatora - A , deponovane energije po jedinici puta dE/dx i parametra gustine ionizacionih centara kB .

U organskim materijalima, nelinearnost se može posmatrati za elektrone energija ispod 125keV [Le94]. Za teže čestice, odstupanja su izraženija i postaju veoma primetna na nižim energijama (slika 15). Odstupanja se objašnjavaju efektima prigušenja. S obzirom na to da čestice veće ionizacione moći proizvode veću gusinu pobuđenih stanja, javiće se jače prigušenje.

Kod neorganskih scintilatora, dL/dx takođe zavisi od energije, ali slabije, pa su i odstupanja manja. Na primer, kod NaI, linearnost je očuvana sve do 400keV.

4.4 Zavisnost od temperature

Izlaz svetlosti kod većine scintilatora zavisi i od temperature. Zavisnost je slaba na sobnoj temperaturi, ali je treba uzeti u obzir tokom rada u drugačijim uslovima. Kod organskih scintilatora, u opsegu temperatura od - 60 do +20°C, izlaz je praktično nezavistan od temperature. Neorganski kristali su osjetljiviji na temperaturne promene. CsI(Tl) i CsI(Na) pokazuju varijacije u opsegu preporučenih temperatura, dok je NaI manje osjetljiv na promene. (slika 16)

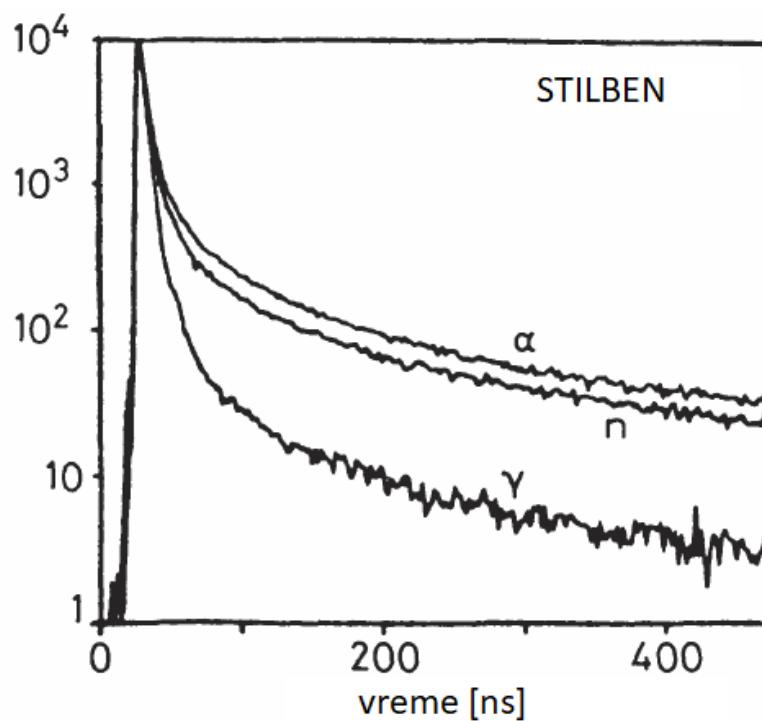


slika 16 – Zavisnost izlazne svetlosti od temperature

$\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$ scintilatori su veoma zavisni od temperature. Izlaz se povećava za 1% sa smanjenjem temperature za 1°C .

4.5 Diskriminator oblika impulsa – PSD

Kod većine scintilatora, dominantna je brza, dok se kod nekih pokazala veoma značajna spora komponenta emisije svetlosti. Obe komponente zavise od dE/dx . Scintilatori kod kojih je ova zavisnost jaka, imajuće promenljivo ukupno vreme opadanja emitovanog signala i ono će se menjati u zavisnosti od vrste zračenja. Kod njih je moguće primeniti diskriminaciju prema obliku impulsa. Imaju mogućnost razlikovanja incidentnih čestica na osnovu oblika impulsa emitovane svetlosti. (slika 17)



slika 17 - Oblik impulsa alfa čestica, neutrona i gama zračenja

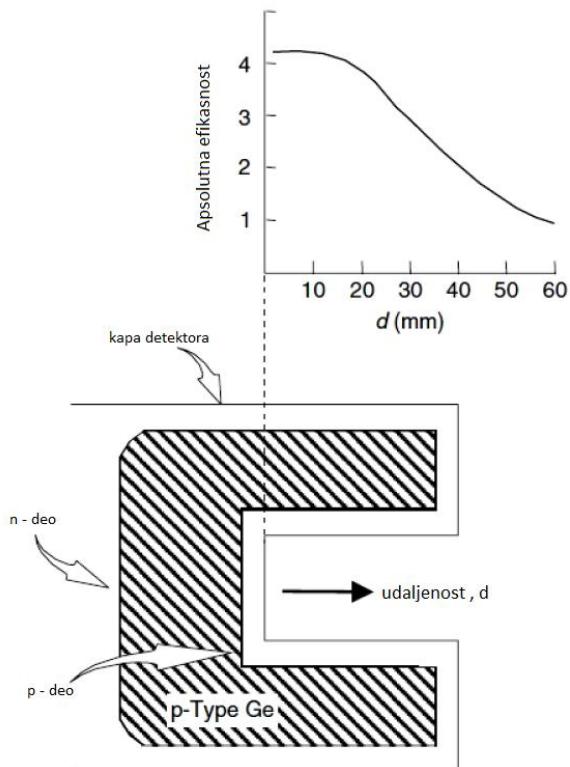
Na slici 17 prikazani su različiti oblici impulsa nastali u stilbenu, kada su incidentne čestice bili neutroni, alfa čestice i gama zračenje.

Brza i spora komponenta nastaju od deekscitacije sa različitih stanja scintilatora. U zavisnosti od dE/dx, ova stanja su popunjana u različitim proporcijama. Zbog toga su relativni intenziteti ove dve komponente različiti za različite energijske gubitke.

U organskim scintilatorima čestice sa visokim energijskim gubicima proizvode veliki broj ekscitovanih molekula, pa se povećava i broj međumolekularnih interakcija. Na primer, za stilben, spora komponenta doprinosi 35% (elektroni), 54% (protoni) i 66% (alfa čestice).

4.6 NaI detektor oblika jame

Detektori ovog tipa napravljeni su od NaI kristala, koji je obradom doveden na oblik jame. (slika 18) [Ha14]



slika 18 – Shematski prikaz NaI detektora oblika jame i njegove efikasnosti

Velika prednost ovog tipa detektora je njihova velika efikasnost, i veoma su korisni ukoliko nam je potrebna detekcija vrlo niskih aktivnosti. Naravno, ovi detektori imaju i mana [Li01]. Glavni uzrok tome je izraženo koincidentno sumiranje. Kako je prostorni ugao između detektora i uzorka skoro punih 4π steradijana, verovatnoća koincidentnog sumiranja je izrazito velika. Još jedno ograničenje predstavlja sama veličina jame, koja određuje veličinu ili deo uzorka koji se nalazi u najosetljivijem regionu (deo sa najvećom efikasnošću).

5 Poluprovodnički detektori

Poluprovodnički detektori se zasnivaju na kristalnim poluprovodničkim materijalima, prvenstveno silicijumu (Si) i germanijumu (Ge). Iako je rad na ovom tipu detektora počeo još 1930-tih, pravi razvoj instrumenata ovog tipa počeo je u kasnim 1950-tim. Prvi prototipi su brzo počeli sa radom, i ušli u komercijalnu proizvodnju već 1960-tih. Ovi uređaji su postali prvi detektori visoke rezolucije za energetska merenja, i brzo su bili prihvaćeni od strane nuklearnih fizičara za svrhe gama spektrometrije i detekcije nanelektrisanih čestica. Duž svoje putanje kroz poluprovodnički materijal, kvant jonizujućeg zračenja stvara veliki broj parova elektron-šupljina, čiji proces nastanka može biti direktni ili indirektni, pri čemu u drugom slučaju kvant zračenja stvara visokoenergetske sekundarne elektrone (δ -zrake), koji potom gube energiju stvaranjem novih parova elektron - šupljina. Nezavisno od konkretnog mehanizma, za rad detektora značajna je srednja energija potrebna za nastanak para elektron - šupljina. Ova energija često se naziva energijom jonizacije i u dobroj meri je nezavisna od vrste i energije upadnog zračenja, zbog čega je broj stvorenih parova elektron - šupljina srazmeran je energiji upadnog jonizujućeg zračenja.

Osnovna prednost poluprovodničkih nad gasnim detektorima je mala vrednost energije jonizacije. Srednja vrednost energije potrebne za nastanak jonskog para u gasu je ~ 30 eV, dok je energija jonizacije u silicijumu i germanijumu $\sim 1\text{-}3$ eV [Le94]. Za istu energiju predatu aktivnoj zapremini detektora, broj stvorenih nosilaca nanelektrisanja je 10 puta veći u poluprovodniku nego u gasu, zahvaljujući čemu poluprovodnički detektori imaju mnogo bolju energetsku rezoluciju.

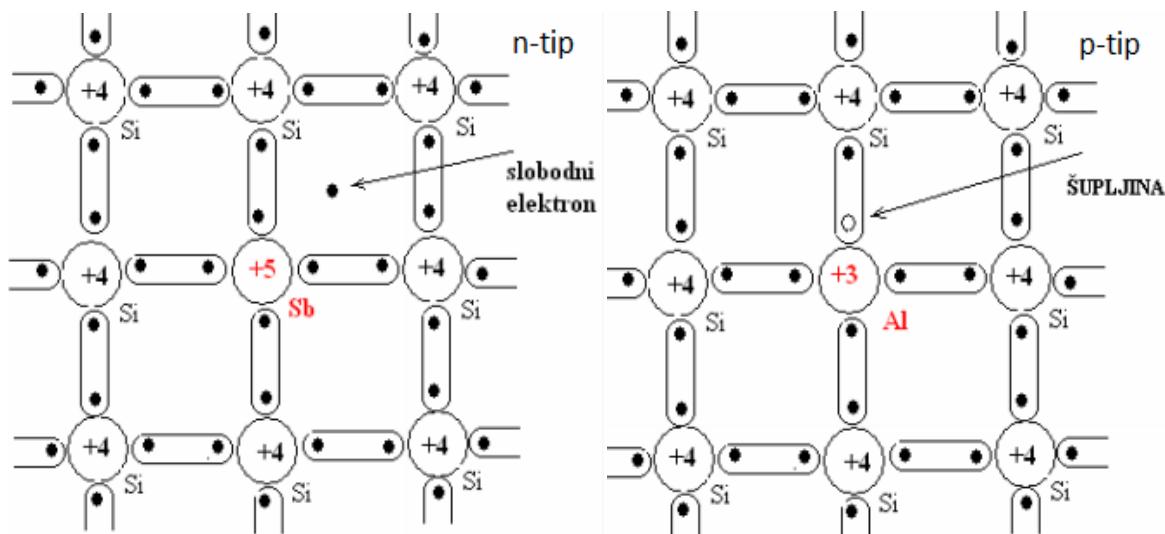
5.1 Osobine poluprovodnika i PN spoj

Poluprovodnici su materijali koji se po svojim karakteristikama nalaze između provodika i izolatora. Najznačajniji primeri su germanijum (Ge) i silicijum (Si). Oni na sobnoj temperaturi veoma loše provode struju i nalaze se u čvrstom stanju. Ovo su četvorovalentni elementi koji u svojoj kristalnoj rešetci imaju sva četiri valentna elektrona koji učestvuju u vezama kovalentne prirode sa susednim atomima. Samo $1/10^9$ elektrona na sobnoj temperaturi ima dovoljnu energiju da napusti ove veze i shodno tome slobodno se kreće- prešao je iz valentne u provodnu zonu. Pomenuti elektroni se mogu usmeravati električnim poljem čime dobijamo provodnost. Napuštanjem kovalentne veze, elektron iza sebe ostavlja prazno mesto koje nazivamo šupljinom. Ova šupljina se popunjava od strane drugih elektrona, koji takođe ostavljaju istu za sobom. Pomenuti proces se može nastavljati, te se njime ostvaruje kretanje šupljine, odnosno pozitivnog nanelektrisanja. Kod čistog poluprovodnika, provodnost potiče od kretanja malog broja elektrona i šupljina (u međusobno suprotnim smerovima, naravno).

U cilju poboljšanja provodnih karakteristika poluprovodnika, dodaju im se primese (dopiraju se). Ukoliko se u rešetku imesto atoma Ge ili Si ugradi neki atom petovalentnog elementa (P, Sb, As). Time dobijamo n-tip poluprovodnika. Četiri elektrona učestvuju u hemijskim vezama sa susednim atomima, dok peti ostaje oslobođen tih veza. Poluprovodnik ostaje elektroneutralan, ali dobijamo izvestan broj elektrona koji su slabije vezani i potreban im je mali iznos energije da bi postali slobodni-provodni [Kr13]. Za te elektrone kaže da formiraju donorski nivo između valentne i provodne zone.

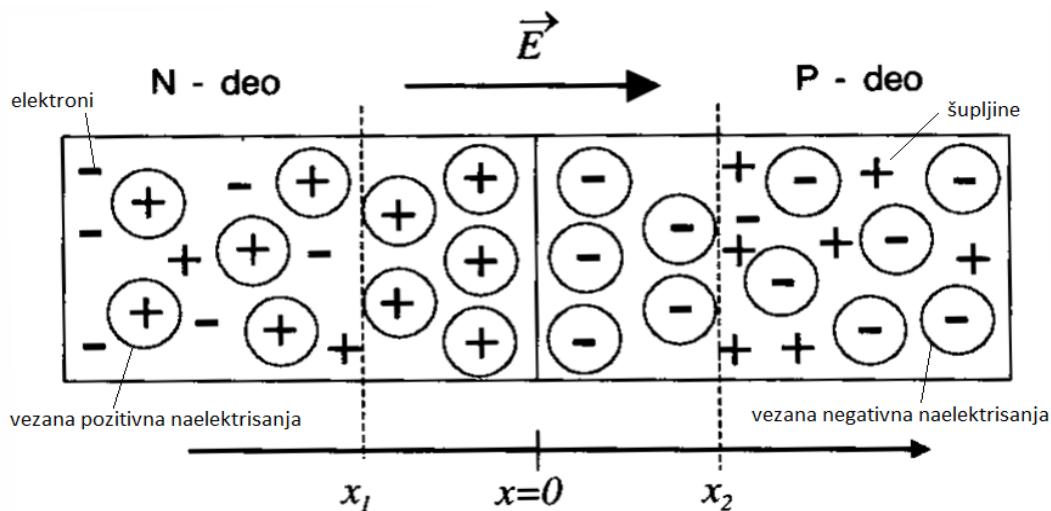
Ako se u kristalnu rešetku, pak, ugradi neki trovalentni element (B, In, Al), dobijamo poluprovodnik p-tipa. (slika 19) Tada jedna kovalentna veza ostaje

nepopunjena, tj. imamo šupljinu. Okolni elektroni je lako popunjavaju jer je energija potrebna za to manja od one potrebne da pređu u provodnu zonu . Ove "dodate" šupljine formiraju akceptorski nivo blizu valentne zone. Time dobijamo određen broj šupljina, i poboljšavamo provodnost poluprovodnika.



slika 19 – Šematski prikaz p- i n-tipa poluprovodnika

Ukoliko spojimo poluprovodnike p- i n-tipa, elektroni iz n-tipa će difundovati ka poluprovodniku p-tipa kako bi popunili šupljine. Rezultat ovoga se ispoljava u pojavi vezanog negativnog nanelektrisanja u p-tipu i vezanog pozitivnog nanelektrisanju n-tipa poluprovodnika u blizini spoja. (slika 20)



slika 20 – PN spoj u ravnoteži

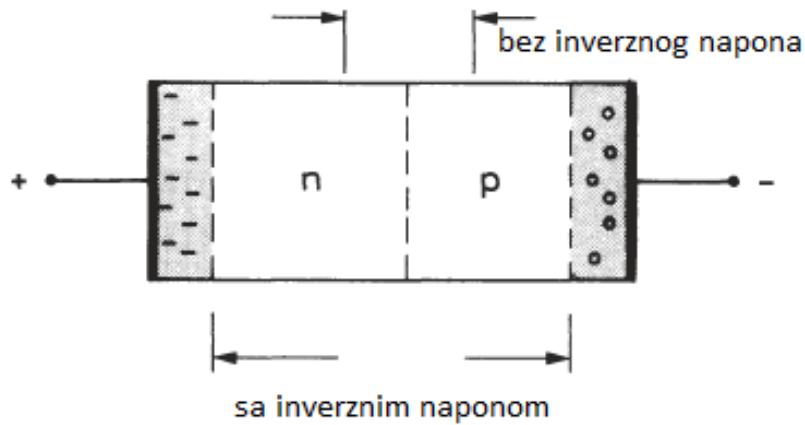
Dizuzioni proces ce trajati dok se na spoju ne stvori električno polje dovoljnog intenziteta da spreči dalji preraspodelu nanelektrisanja. Deo poluprovodnika, oko spoja, u kom se odvija difuzija nanelektrisanja naziva se oblast prostornog nanelektrisanja (x_1-x_2). Budući da u ovoj oblasti postoji električno polje, ona se ponaša slično kondenzatoru [Bu74]. Kada bi zračenje prolazilo kroz ovu oblast ono bi proizvodilo parove elektron-šupljina koje bi postojeće (unutrašnje) električno polje usmeravalo na suprotne strane . Da bi se isti prikupili dovoljno je samo postaviti elektrode na krajevima ovog spoja.

5.2 Inverzni PN spoj

Kada je PN spoj inverzno polarizovan, spoljašnje električno polje je istog smera kao i električno polje u sloju prostornog nanelektrisanja (osiromašene zone), tako da je rezultujuće električno polje jače nego kod PN spoja u ravnoteži. Sloj prostornog nanelektrisanja se u PN spoju pri inverznoj polarizaciji proširuje. Pri takvom električnom polju protok glavnih nosilaca nanelektrisanja je praktično sprečen i kroz sloj prostornog nanelektrisanja mogu prolaziti samo sporedni nosioci nanelektrisanja.

Iako klasičan PN spoj može da radi solidno kao detektor, on nema najpovoljnije operativne karakteristike. Uopšteno, unutrašnje(sopstveno) električno polje neće biti dovoljno jako da efikasno prikupi nastalo nanelektrisanje, a debljina osiromašene zone će biti dovoljna da zaustavi samo fotone niskih energija. Ova mala debljina osiromašene zone ima malu kapacitancu i doprinosi intenzitetu šuma na izlaznom signalu. Bolji rezultat dobijamo ako primenimo inverzni napon na PN spoj, tj. negativni potencijal na p-kraj i pozitivni na n-kraj poluprovodnika. (slika 21)

OBLAST PROSTORNOG NAELEKTRISANJA



slika 21 - Inverzni PN spoj

konačni efekat primene inverznog napona je da se poveća oblast prostornog nanelektrisanja a time i osetljiva zapremina detektora. Što je veći spoljašnji napon, to je šira i osiromašena zona. Pride, veći napon omogućava veću efikasnost prikupljanja nanelektrisanja. Maksimalni napon koji se sme primeniti, ograničen je otporom poluprovodnika, jer u nekom momentu spoj će biti probijen i počeće da provodi.

5.3 Vrste poluprovodničkih detektora

Osnovne dve grupe poluprovodničkih detektora su: detektori sa difuzijom (pretežno Si) i detektori sa površinskom barijerom.

Kod poluprovodničkog detektora sa difuzijom, donorska primesa, obično fosfor, uvodi se u kristal p-tipa, što je najčešće silicijumski monokristal dopiran borom. Na taj način osetljivi sloj (oblast osiromašenja) formira se na dubini difuzije atoma fosfora ($0,1 - 2 \mu\text{m}$). Kako je koncentracija donorskih primesa u površinskom sloju n-tipa mnogo veća od koncentracija akceptorskih primesa u polaznom kristalu, oblast prostornog nanelektrisanja

prostire se prevashodno na p-stranu spoja. Veći deo površinskog sloja n-tipa ostaje izvan oblasti osiromašenja i predstavlja mrtvi sloj ili prozor kroz koji upadno zračenje mora da prođe pre nego što dospe do osetljivog sloja. Za spektroskopska merenja ovo je veoma nepovoljno, budući da energija deponovana u mrtvom sloju ostaje neregistrovana.

Poluprovodnički detektori sa površinskom barijerom, razvijeni su da bi se pravazišao problem gubitka energije upadnog zračenja u mrtvom sloju koji je značajan u spektrometrijskim merenjima. Kod ovih detektora, veoma tanak sloj p-tipa formira se oksidacijom na površini silicijuma n-tipa. Kontakti za detektor formiraju se u vidu sloja zlata, dok je elektroda na drugom kraju poluprovodničkog materijala najčešće sloj aluminijuma.

Alternativni način nanošenja primesa na površinu poluprovodnika je izlaganjem te površine jonskom snopu iz akceleratora. Ovo je metoda implantacije jona koja se koristi za formiranje n+ i p+ slojeva. Menjanjem energije snopa upadnih jona, moguće je precizno kontrolisati prostorni profil koncentracije implantiranih primesa.

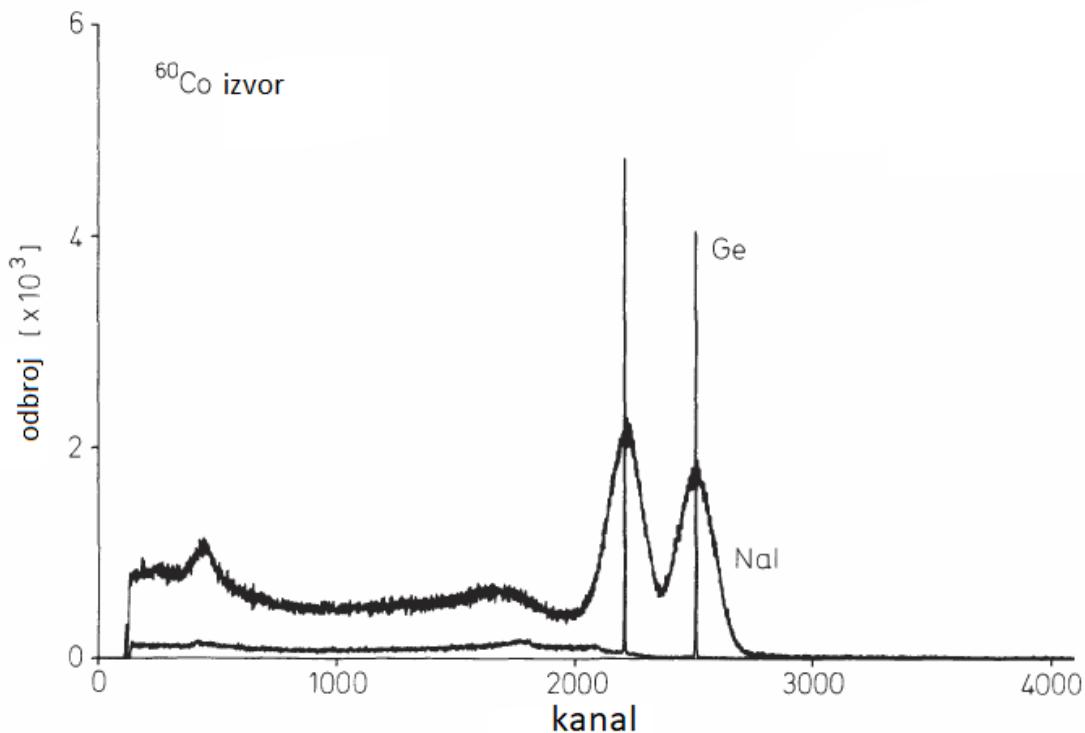
Detektori kod kojih oblast osiromašenja zauzima samo deo ukupne zapreminе poluprovodničkog materijala, osetljivi su isključivo na zračenje koje upada kroz prednju površinu detektora, najbližu osetljivom sloju. Sve češću upotrebu nalaze totalno osiromašeni poluprovodnički detektori, kod kojih se oblast osiromašenja prostire čitavom zapreminom poluprovodničkog materijala. Ovo se postiže primenom dovoljno velikog napona inverzne polarizacije. Najčešće je jedna strana spoja tanak, visoko dopiran sloj n+- ili p+- tipa. Drugu stranu spoja čini poluprovodnik visoke čistoće, koji je samo blago dopiran, što se označava kao v-tip u slučaju donorskih primesa ili kao n-tip u slučaju akceptorskih primesa. Veliku širinu oblasti osiromašenja moguće je postići samo sa poluprovodničkim materijalom visoke čistoće. Kod p+-v spoja, zbog velike razlike koncentracija primesa na različitim stranama

spoja, oblast prostornog nanelektrisanja prostire se samo na stranu poluprovodnika v-tipa, visoke čistoće. Nakon što se postigne totalno osiromašenje v-strane spoja, dalje povećanje napona stvara sve jače električno polje u svim tačkama poluprovodničkog materijala.

Poluprovodničke detektore razlikujemo i po elementu od kojeg je napravljen kristal. Detektori mogu biti silicijumski i germanijumski, a na osnovu primesa koje se dodaju radi poboljšanja karakteristika kristala, razlikujemo Si(Li), Ge(Li) i čiste Ge detektore. Za dati spoljašnji napon veća debljina osiromašene oblasti (reda centimetra) se može postići samo ako je koncentracija nečistoća (pre dopiranja primesama) veoma mala. To se može postići kompenzacijom pomoću nanošenja Li jona na Ge kristal pri čemu se formiraju Ge(Li)-detektori. Usled velike isparljivosti jona Li, ovi kristali moraju biti konstantno hlađeni. Smanjenjem koncentracije nečistoća zonskim rafiniranjem dobija se i tzv. ultra-čisti (high purity) germanijum. Od ovakvog germanijuma se formiraju HPGe (**H**igh **P**urity **G**ermanium) detektori.

U skorijim godinama, razvoj tehnologije je omogućio izradu monokristala germanijuma visoke čistoće, sa koncentracijom nečistoća manjom od 10^{10} atoma/cm³. Detektori ovog tima (HPGe), imaju prednost u odnosu na driftovane Ge(Li) detektore jer ne moraju biti ohlađeni na temperaturu tečnog azota (77 K) sve vreme, nego samo kada je primenjen visoki napon

Ovi detekcioni sistemi imaju lošiju relativnu efikasnost u odnosu na scintilacione detektore, ali dosta bolju rezoluciju što je ilustrovano na slici 22 , a to se objašnjava time da se prilikom detekcije neke čestice u poluprovodniku stvara više nanelektrisanja nego u gasnom ili scintilacionom brojaču, jasno je da će vrednost energije čestice iizmerene poluprovodničkim brojačem biti namanje podložna neodređenosti statičkog karaktera .

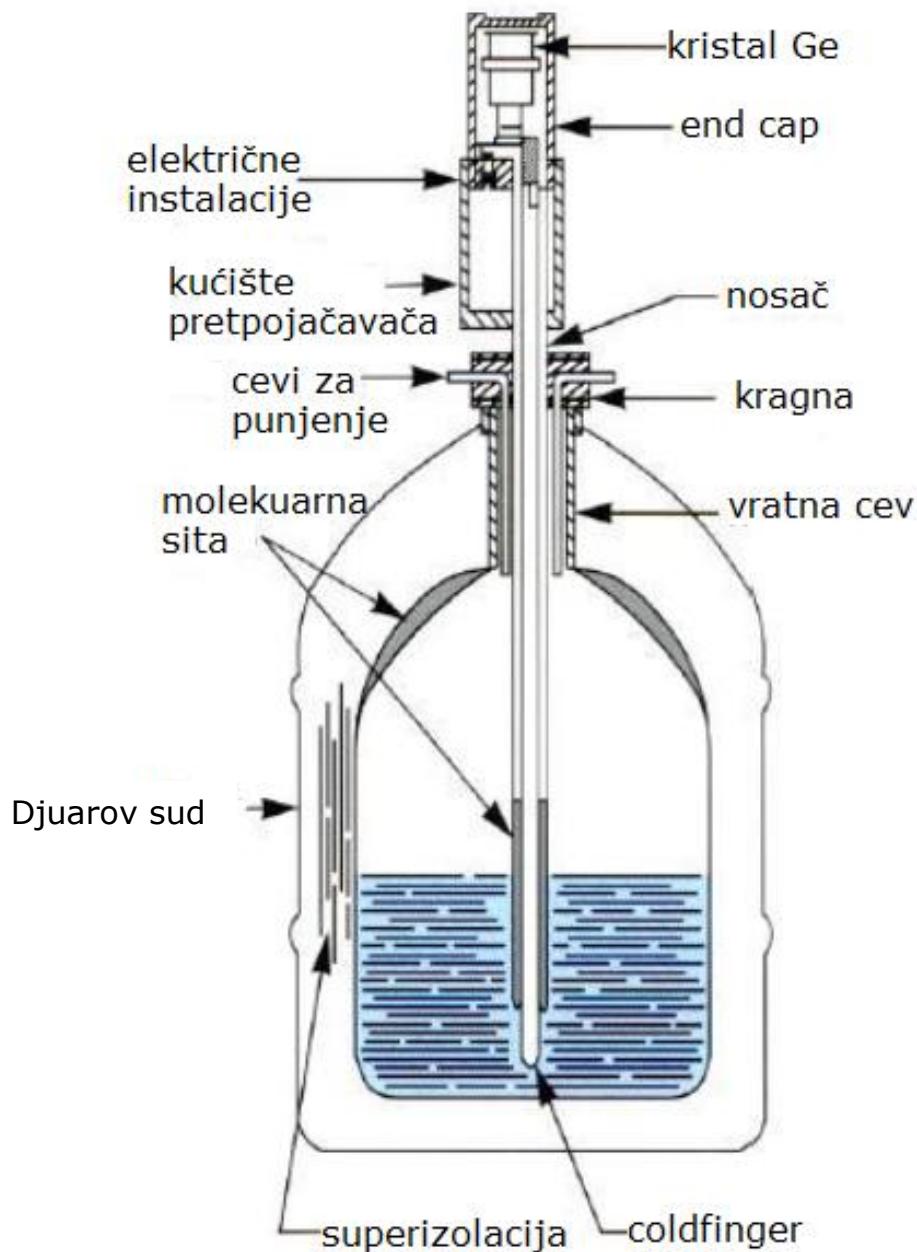


slika 22 – Poređenje NaI i Ge spektara

Nedostatak poluprovodničkih detektoru je mala radijaciona otpornost. Radijaciona oštećenja poluprovodničkih detektoru ogledaju se u poremećajima strukture kristalne rešetke. Detektori sa difuzijom imaju veću radijacionu otpornost od detektoru sa površinskom barijerom. Totalno osiromašeni detektori otporniji su na radijaciona oštećenja od delimično osiromašenih.

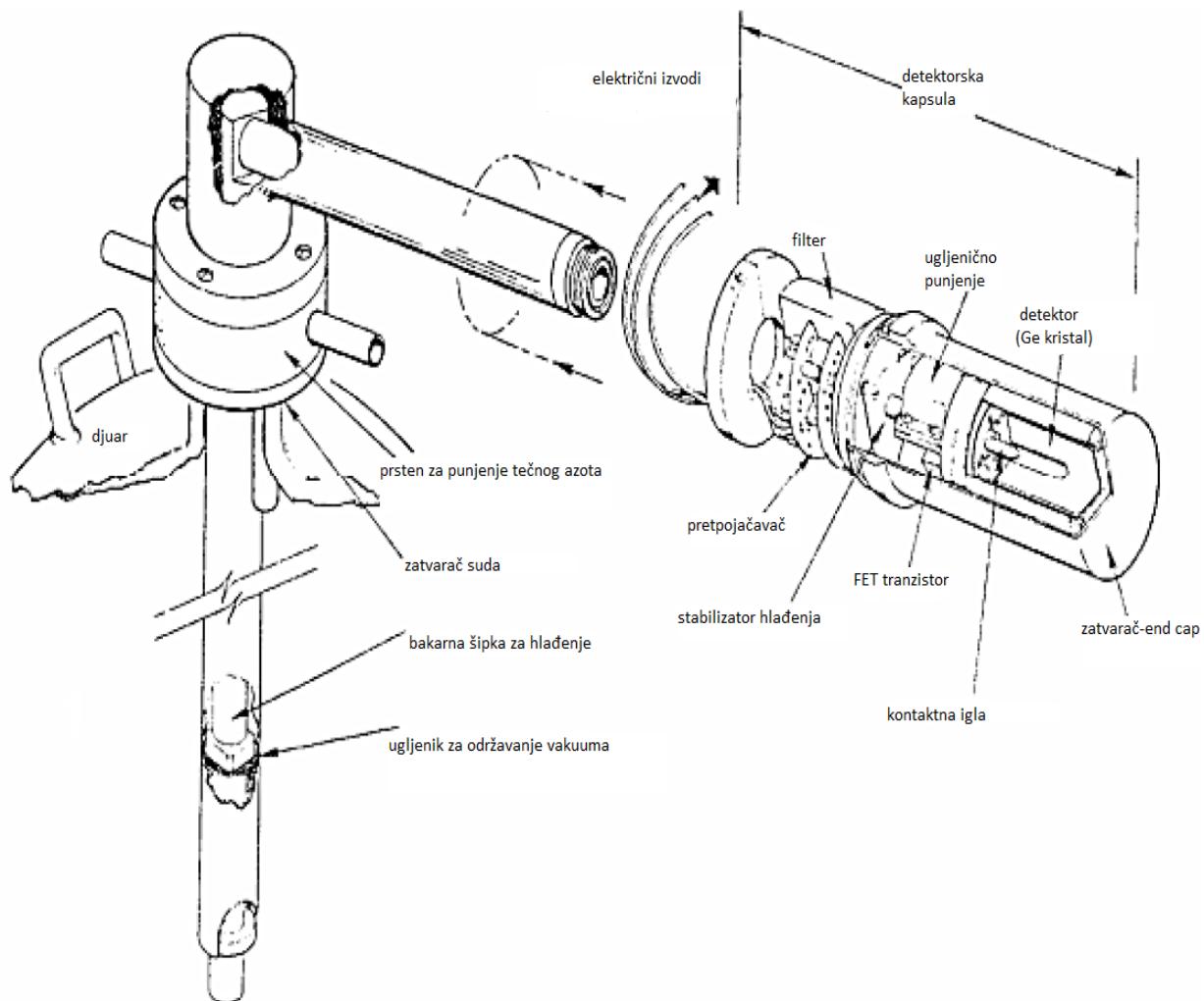
Poluprovodnički detektori se izrađuju za različite namene u različitim oblicima. Poluprovodnički kristali se prave u dimenzijama od veličine novčića, pa sve do par stotina kubnih centimetara. Zbog dobre rezolucije se najčešće koriste u gama-spektrometriji, mada se mogu koristiti i za detekciju drugih vrsta zračenja. S obzirom da za stvaranje parova elektron-šupljina nije potrebna visoka energija, na sobnoj temperaturi bi se pojavio visok šum niskih naponskih signala koji bi poticali od nanelektrisanja stvorenog i bez prisustva zračenja. Iz tog razloga se poluprovodnički kristal

tokom rada hlađi do temperature tečnog azota koja iznosi 77 K. Sam kristal se hlađi pomoću kriostata, koji se sastoji od coldfinger-a koji je spojen sa kristalom i Djuarovog suda u kom se nalazi tečni azot. Coldfinger je uronjen u azot, i kristal se, posredno, preko njega hlađi. Ova postavka je prikazana na prikazan na slici 23.



slika 23 – Šematski prikaz HPGe detektora sa Djuarovim sudom

Na slici 24 je dat šematski prikaz jednog detektora. Detektor je postavljen na jedan kraj metalne (bakarne) šipke dok se drugi njen deo potapa u kriostat napunjen tečnim azotom čime se obezbeđuje efikasno hlađenje detektora. Pretpojačavač se montira direktno na kriostat jer je važno da bude što bliže detektoru da bi se hladio zajedno sa njim i da bi se tako smanjili elektronski šum i kapacitivno opterećenje na ulazu.



slika 24 – Konfiguracija HPGe detektora

HPGe detektori funkcionišu u takozvanom impulsnom režimu, što znači da amplituda svakog strujnog impulsa nosi informaciju o nanelektrisanju koje se generiše prilikom interakcije posmatranog zračenja sa materijom unutar detektora. Distribucija amplituda pulseva je fundamentalna informacija koja se koristi za izučavanje osobina upadnog zračenja kao i osobina samog detektora. Pri posmatranju spektra, uočavaju se pikovi koji predstavljaju amplitude koje su najzastupljenije, a pošto je amplituda pulsa direktno proporcionalna energiji upadnog fotona, to nam govori o prirodi upadnog zračenja i može se povezati sa elementom koji je izvor zračenja kao i sa njegovom koncentracijom i aktivnošću.

6 Postavka eksperimenta

Osnovna ideja ovog rada je da se ispitaju mogućnosti upotrebe NaI detektora oblika jame i HPGe detektora u merenju niskih aktivnosti radionuklida (^{226}Ra) u vodi za piće bez prethodnog uparavanja ili hemijske pripreme. NaI detektor ima oblik cilindra dijametra od 9" (22.9 cm) i visine od 9" (22.9 cm). U sredini cilindra je jama prečnika 3" (7.6 cm) dubine 6" (15.2 cm). Osnovna prednost ovog detektora je znatno veća efikasnost detekcije u odnosu na HPGe detektore [Ha14], u našem slučaju detektor proizvođača CANBERRA, relativne efikasnosti 22,4% (slika 25). Uzorak vode bi se pakovao u pogodnu geometriju, u našem slučaju cilindrične boce zapremine 0.5 l. Ova geometrija je izabrana u cilju da se maksimalno popuni jama NaI detektora, budući da kod HPGe detektora nemamo ovo ograničenje.



slika 25 – HPGe detektor proizvođača CANBERRA i njegova Fe zaštita

Poznato je da preko 95% od ukupnog gama zračenja svih radionuklida niza ^{238}U potiče od potomaka ^{226}Ra , pri čemu preko 90% od toga emituje ^{214}Bi . U gama spektrima svih prirodnih uzoraka u kojima postoji ^{238}U veoma lako se uočavaju intenzivne linije iz raspada ^{214}Bi sa energijama od 609.3 keV, 1120.3 keV, 1238.1 keV, 1377.7 keV, 1729.6 keV, 1764.5 keV itd. Na osnovu ovih gama linija se veoma jednostavno može odrediti prisutvo ^{214}Bi u merenom uzorku, i ako su ispunjeni uslovi radioaktivne ravnoteže, lako se dobija koncentracija ^{226}Ra , merenjima niskofonskim HPGe detektorskim sistemima. Struktura pobuđenih nivoa ^{214}Po , koji nastaje raspadom ^{214}Bi je prilično kompleksna. Prvi pobuđeni nivo ima energiju od 609.3 keV, ali zbog pogodnih spinskih sekvenci, veliki broj pobuđenih stanja ^{214}Po se deekscitiraju baš na ovaj nivo. To znači da se foton od 609.3 keV u velikom broju slučajeva emituje u kaskadi sa nekim drugim fotonom.

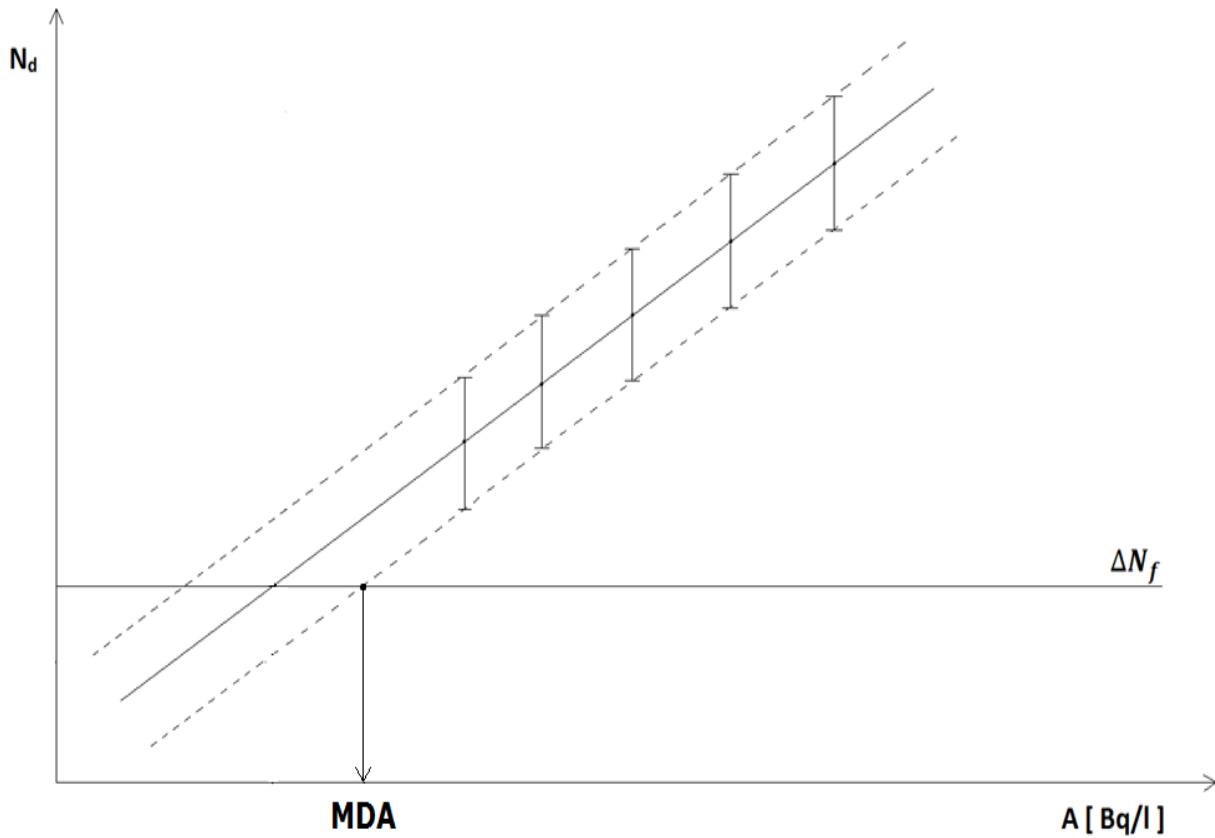
Proces određivanja nepoznate koncentracije aktivnosti nekog radionuklida u merenom uzorku se zasniva ne relativnom merenju, gde se absolutna efikasnost detektora dobija merenjem spektra nekog standardnog ili kalibracionog uzorka. Uz pretpostavku da se koincidentno sumiranje odvija na isti način prilikom snimanja spektra kalibracionog izvora kao i nepoznatog uzorka, moguće je odrediti koncentraciju aktivnosti posmatranog radionuklida i bez posebne analize efekata sumiranja. Osnovna pretpostavka da bi jedan ovakav sistem funkcionalisao je da sama efikasnost detekcije na nekoj odabranoj energiji ne zavisi od aktivnosti uzorka. Ovaj uslov implicitno podrazumeva da sam proces koincidentnog sumiranja nije zavistan od brzine brojanja detektora. Poznato je da se koincidentno sumiranje odvija u većoj meri kada je brzina brojanja reda veličine vremenske rezolucije detektora i to zbog znatno većeg doprinosa koincidentnog brojanja koje ne potiče od pravih koincidencija, tj. od slučajnih koincidencija. Do slučajnih koincidencija dolazi prilikom sumiranja energija dva fotona koji su emitovani iz vremenski bliskog raspada dva različita jezgra [Kr87]. No kako se u našem slučaju radi

o merenjima relativno niskih aktivnosti radionuklida, ispod praga ustanovljenog zakonodavnog regulativom, moguće je očekivati da se kod uzoraka male aktivnosti efekat sumiranja gama fotona koji potiče od slučajnih koincidencija neće pojaviti u nekoj ozbiljnijoj meri. Možemo pretpostaviti da se kod uzoraka male aktivnosti pojavljuju samo prave koncincidencije do kojih dolazi sumiranjem energija dva fotona koja se iz istog jezgra emituju u kaskadi.

Eksperimentalni materijal dobijen merenjima je bio pogodan da se testira nova metoda za određivanje praga detekcije, ili minimalne detektibilne aktivnosti. Ukoliko se grafički prikaže zavisnost odbroja ispod pika neke odabrane gama linije N_γ od aktivnosti izvora zračenja, u slučajevima kada mrtvo vreme detektora nije jako veliko, trebala bi se dobiti linearna zavisnost, baš kao što je šematski prikazano na slici 26. Na isti grafik u vidu horizontalne linije se može predstaviti numerički kriterijum putem koga se određuje prag detekcije u gama spektroskopiji. Obično se za donji prag ispod koga nije moguće uočiti doprinos nekog gama prelaza posmatranom spektru smatra statistička neodređenost fona u tom energetskom intervalu. Ako je odbroj detektovan u fonskom spektru N_f u istoj energetskoj oblasti u kojoj se integrali intenzitet posmatrane gama linije tada se za statističku neodređenost uzima da je $\Delta N_f = \sqrt{N_f}$ ukoliko se za grešku uzima nivo poverenja od jedne standardne devijacije σ .

Ova se vrednost nanese u vidu horizontalne linije na grafiku. Eksperimentalne tačke, tj. vrednosti intenziteta gama linija se takođe određuju sa izvesnom neodređenošću, što je na slici 26 prikazano. Ova neodređenost ima statističku prirodu i zavisi od ukupnog odbroja, kao i od načina kako je intenzitet gama linije određen. Recimo da se svaka vrednost intenziteta gama linije može prikazati kao $N_\gamma \pm \Delta N_\gamma$. Ukoliko bi se tačke koje se dobijaju kao donje vrednosti intervala neodređenosti $N_\gamma - \Delta N_\gamma$ spojile

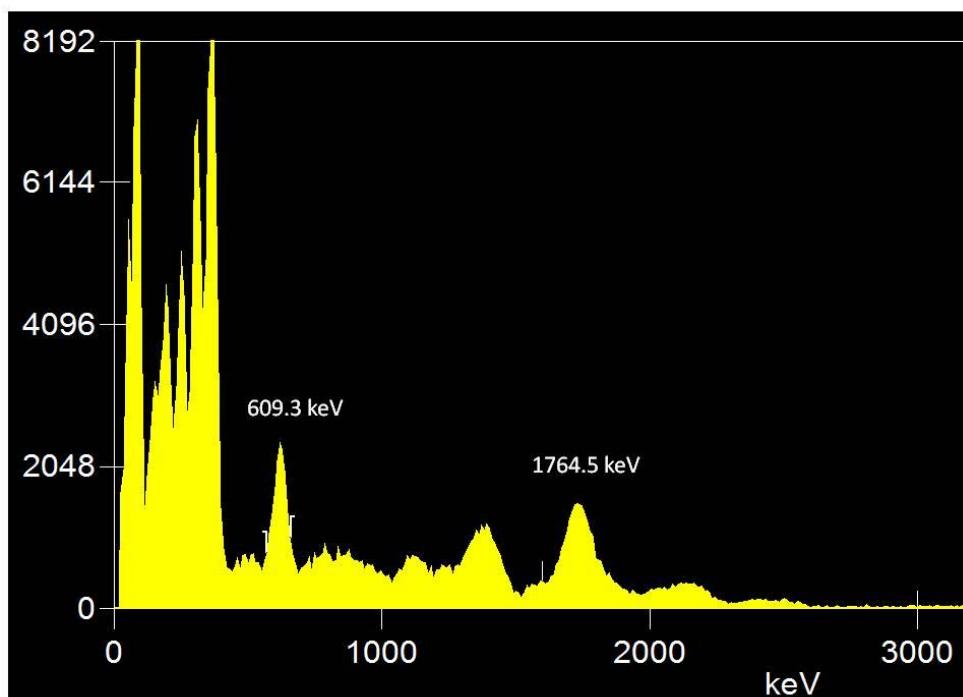
pravom linijom, ona bi se presekla sa horizontalom koja predstavlja neodređenost fona. Minimalna detektibilna aktivnost bi se mogla smatrati onom vrednošću na kojoj se presecaju linije $N_\gamma - \Delta N_\gamma$ i horizontala sa vrednošću $\Delta N_f = \sqrt{N_f}$. Vrednost apscise na kojoj dolazi do preseka ove dve linije se može smatrati minimalnom detektibilnom aktivnošću za odabrani nivo poverenja. Ovo bi bila najmanja aktivnost za koju bi kompletan interval statističke neodređenosti intenziteta gama linije bio izvan nivoa neodređenosti fona $\Delta N_f = \sqrt{N_f}$. Kako smo u radu koristili dva tipa detektora, opis merenja i rezultati biće razmatrani za svaki pojedinačno.



slika 26 - Šematski prikaz metoda za određivanje minimalne detektibilne aktivnosti

6.1 NaI detektor

Kod detektora tipa jame, gde je uzorak praktično sa svih strana okružen aktivnom zapreminom, velika je verovatnoća koincidentnog sumiranja.



slika 27 - Karakterističan spektar vodenog rastvora ^{226}Ra snimljen NaI detektorom oblika jame

Iz tog razloga će intenzitet pika od 609.3 keV u spektru (slika 26) biti prividno manji nego što bi bio da koincidentno sumiranje ne postoji.

Sa slike 27 se lako može uočiti da su za određivanje koncentracija ^{226}Ra najpogodnije izolovane gama linije od 609.3 keV i 1764.5 keV. Na samom početku spektra se vide četiri gama linije koje se delimično preklapaju: 186.1 keV (^{226}Ra), 238.6 keV (^{212}Pb), 295.2.0 i 351.9 keV (^{214}Pb) što ih čini manje pogodnim za gama spektrometrijske analize NaI detektorom. Na istoj slici se može videti da gama linije od 609.3 keV i 1764.5 keV imaju slične intenzitete, mada je kvantni prinos fotona od 609.3 keV tri puta veći od

kvantnog prinosa fotona od 1764.5 keV. Evidentno je da koincidentnim sumiranjem fotoni od 609.3 keV bivaju uključeni u neki od pikova više energije. Sa slike 27 se može videti da gama linija od 1764.5 keV ima nepravilan oblik i nešto malo veću širinu. Postoji nekoliko relativno intenzivnih prelaza koji se odvijaju sa viših energetskih stanja na nivo od 609.3 keV koji nakon sumiranja daju energiju koja se nalazi u opsegu pika od 1764.5 keV merenog NaI detektorom. Sedam gama prelaza sa kvantnim prinosom preko 1% od 1120.3 keV do 1408.0 keV se odvija na nivo od 609.3 keV sa velikom verovatnoćom sumiranja.

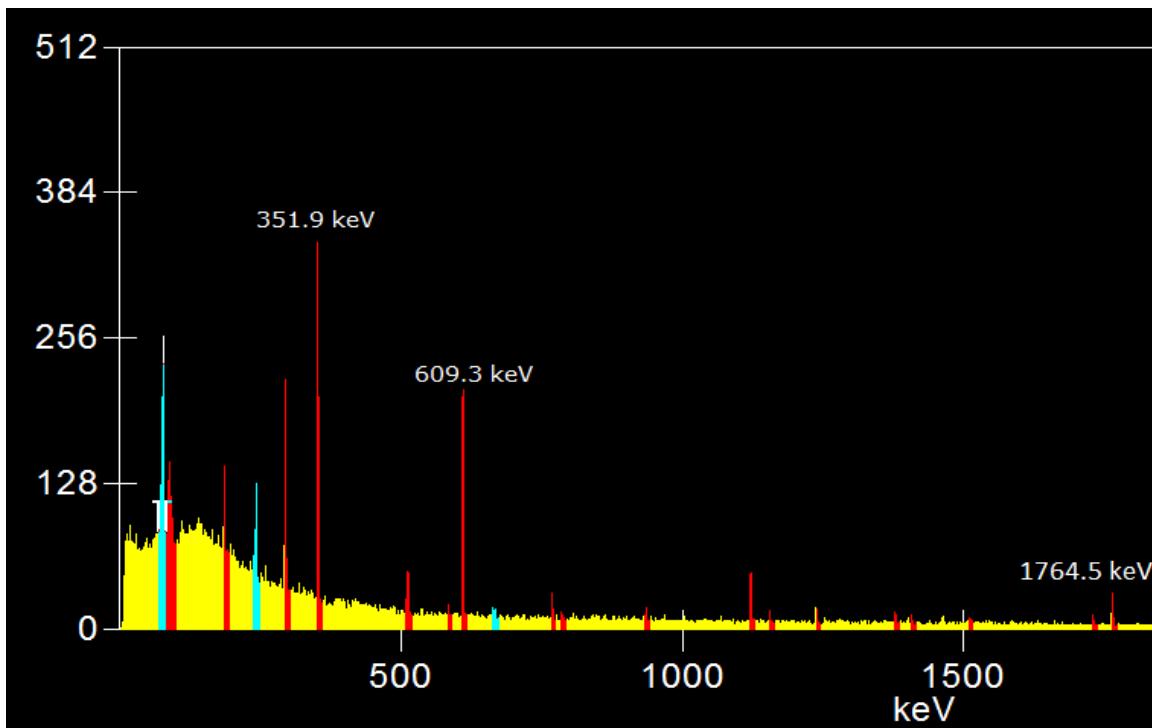
Da bi se ustanovila zavisnost apsolutne efikasnosti detekcije od aktivnosti uzorka, napravljeno je nekoliko vodenih rastvora ^{226}Ra u opsegu od 0.05 Bq/l pa sve do 50 Bq/l. Ovi su vodeni rastvori sipani u plastične bočice dimenzija $d = 7 \text{ cm}$ i $h = 14 \text{ cm}$. Nakon perioda odležavanja, dovoljno dugačkog da se dobije radioaktivna ravnoteža svih potomaka ^{226}Ra , uzorci su mereni u NaI detektoru oblika jame u različitim vremenskim intervalima, od 10 do 40 hiljada sekundi. Jedan karakterističan gama spektar, sa aktivnošću ^{226}Ra od 10 Bq/l, sniman $40 \cdot 10^3 \text{ s}$ je prikazan na slici 27.

Intenziteti gama linija su izračunavani upotrebom GENIE 2000 softvera, i to u interaktivnom modulu rada gde su parametri fita prilagođavani obliku svake pojedinačne linije. Kalibracija na oblik linije (shape kalibracija) je izvršena upotrebom kalibracionog izvora $^{152+154}\text{Eu}$. Zbog veličine i velike efikasnosti detekcije NaI ima relativno velik fon, tj. registruje relativno velik intenzitet pozadinskog zračenja (37 impulsa po sekundi u energetskom intervalu od 0 MeV do 3 MeV). Da bi se na bolji način uočile gama linije, od svakog gama spektra merenog uzorka oduzet je fon meren u jednakom vremenskom intervalu. Na ovaj način je dobijen znatno čistiji spektar u kome su se bolje uočavale gama linije na niskoj pozadini. I ovako dobijeni spektri su ručno obrađeni GENIE 2000 softverom da bi se dobili intenziteti odabranih gama linija. U svim spektrima je gama linija na 609.3 keV

tretirana kao singl linija, dok je u oblasti od 1764.5 keV zadato da se eksperimentalne tačke fituju na dublet gde je širina linija zadata merenjima kalibracionog izvora od europijuma.

6.2 HPGe detektor

Uzorci koji su snimani na NaI detektoru, snimani su takođe i na HPGe detektoru. U ovoj instanci nismo imali problema sa koincidentnim sumiranjem, usled geometrije uzorka i detektora, budući da je prostorni ugao pod kojim detektor "vidi" uzorak mali. Imajući u vidu rečeno, razmatranje smo u ovom slučaju proširili, te su nam od interesa bile linije od 351.9 , 609.3 i 1764.5 keV, sve poreklom od ^{214}Bi . Njih smo odabrali ili zbog znatnog kvantnog prinosa (351.9 i 609.3 keV) ili iz razloga smanjenog šuma usled odsustva komptonskog rasejanja poreklom od drugih gama linija (1764.5 keV). Jedan karakterističan germanijumski spektar sa aktivnošću ^{226}Ra od 50 Bq/l sniman $68 \cdot 10^3 \text{ s}$ prikazan je na slici 28.



slika 28 - Karakterističan spektar vodenog rastvora ^{226}Ra snimljen HPGe detektorom

Na prikazanom spektru vidimo da su intenziteti gama linija od 609.3 i 1764.5 keV-a u skladu sa njihovim kvantnim prinosima, odnosno fotopik na nižoj energiji je znatno intenzivniji.

I na ovom detektoru su korištene iste boce sa uzorcima koje su, naravno, odležale vremenski period od 4 nedelje kako bi se uspostavila sekularna radioaktivna ravnoteža između ^{226}Ra i njegovih potomaka. Nakon ovog perioda, uzorci su mereni na HPGe detektoru proizvođača CANBERRA u različitim vremenskim intervalima od 68 do 77 hiljada sekundi.

Prilikom obrade ovih spektara u cilju izračunavanja intenziteta gama linija, korišten je, takođe, GENIE 2000 softver, ali ovog puta bez oduzimanja fona, budući da su se gama linije jasno razlikovale, i ležale su na znatno manjem fonu.

7 Rezultati

7.1 NaI detektor

Na osnovu intenziteta dobijenih gama linija i poznatih koncentracija aktivnosti upotrebljenih rastvora ^{226}Ra , izračunate su absolutne efikasnosti detekcije za energije od 609.3 keV i 1764.5 keV. Upotrebljeni su gama spektri koji su mereni 40000 s. Idenična procedura je upotrebljena za slučaj kada je od gama spektra uzorka oduzet fon, kao i slučaj kada oduzimanje fona nije izvršeno. I fon je meren 40000 s. U tabelama 3 i 4 su prikazani intenziteti gama linija $N\gamma$ dobijeni korišćenjem GENIE 2000 softvera u interaktivnom modulu, sa i bez oduzimanja fona i izračunate absolutne efikasnosti.

Tabela 3 – Intenziteti gama linija $N\gamma$

Aktivnost [Bq/l]	$N\gamma$ 609.3 keV n.o.f. ²	$N\gamma$ 609.3 keV o.f ³	$N\gamma$ 1764.5 keV n.o.f.	$N\gamma$ 1764.5 keV o.f.
50	37442	32776	43595	43691
25	17854	13982	21382	20689
10	11963	6345	11490	9278
5	5290	2010	6614	4101
2	4970	1057	2754	1245
1	3237	800	1975	255

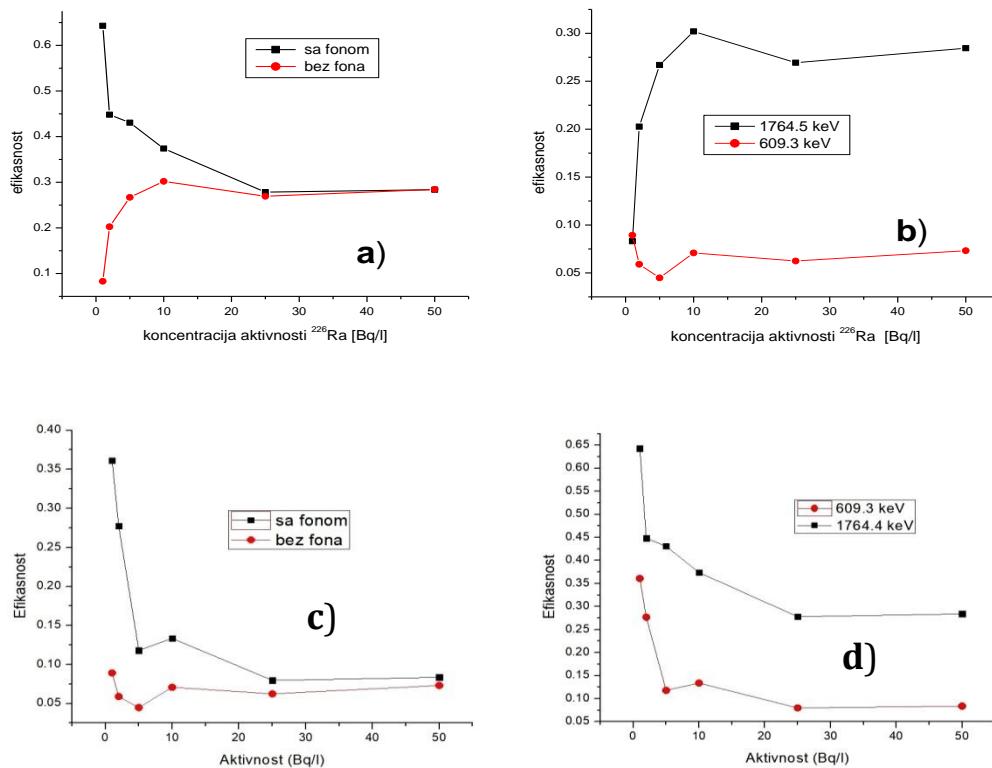
² Nije oduzet fon

³ Oduzet fon

Tabela 4 – Apsolutne efikasnosti gama linija - ϵ

Aktivnost [Bq/l]	ϵ (609.3 keV) n.o.f	ϵ (609.3) keV o.f.	ϵ (1764.5) keV n.o.f.	ϵ (1764.5) keV o.f.
50	0.084	0.073	0.284	0.284
25	0.080	0.062	0.278	0.269
10	0.134	0.071	0.374	0.302
5	0.118	0.045	0.431	0.267
2	0.277	0.059	0.448	0.203
1	0.361	0.089	0.643	0.083

Na osnovu podataka prikazanih u tabeli, dobijaju se sledeće grafičke zavisnosti prikazane na slici 29.



Slika 29 -Izračunate efikasnosti detekcije: a) za energiju od 1764.5 keV sa i bez oduzimanja fona , b) za energije 1764.5 keV i 609.3 keV sa oduzetim fonom , c) za energiju od 609.3 keV sa i bez oduzimanja i d) za energije 1764.5 keV i 609.3 keV bez oduzimanja fona

Na slici 29 a) se može videti da se efikasnosti izračunate sa i bez oduzimanja fona dobro slažu za veće koncentracije, ali pri malim vrednostima koncentracija aktivnosti dolazi do znatnih razlika. Svi rezultati prikazani na slici 29 su dobijeni za merenja dužine trajanja od 40000 s. S obzirom da efikasnost detekcije ne bi trebala da zavisi od same aktivnosti uzorka, jasno je da bez oduzimanja fona dolazi do ozbiljnih grešaka sa spektrima u kojima fon nije oduzet. Budući da se za male vrednosti koncentracija ^{226}Ra sistematski dobijaju veće vrednosti za efikasnost nego u slučaju kada se mere veće aktivnosti, jasno je da je intenzitet merene gama linije od 1764.5 keV znatno precenjen. U slučaju kada se oduzme fon, ne dolazi do ove pojave, ali se zato pojavljuje vidan pad izračunate vrednosti efikasnosti kod koncentracija aktivnosti od 2 Bq/l i 1 Bq/l. Evidentno je da za ovako male vrednosti koncentracija aktivnosti ^{226}Ra , tokom merenja od 40000 s, intenziteti gama linije od 1764.5 keV nisu dovoljni za pouzdanu procenu. Ovaj se problem delimično može prevazići dužim intervalima merenja. Sličan trend je uočen i kod linije od 609.3 keV.

Kada se uporede efikasnosti detekcije na energijama od 609.3 keV i 1764.5 keV, što je prikazano na slici 29 b), jasno se uočava da se na višim koncentracijama ^{226}Ra ove vrednosti razlikuju za faktor 4. Interesantno je to da je za geometriju voluminoznih uzoraka ustanovljeno da je efikasnost u energetskoj oblasti od 600 keV gotovo dva puta veća od efikasnosti na 1700 keV [Ha15]. U slučaju merenja rastvora ^{226}Ra efikasnost detekcije energije gama zračenja od 609.3 keV je četiri puta manja nego kod detekcije fotona od 1764.5 keV. Kako se prelaz sa nivoa od 609.3 keV odvija kao drugi u kaskadi sa velikim brojem drugih prelaza, jasno je da se usled koincidentnog sumiranja mali deo fotona od 609.3 keV detektuje kao samostalan događaj. Gruba procena daje da se tek svaki osmi foton energije od 609.3 keV detektuje kao nezavisan događaj.

Spektri snimani 40000 s sa rastvorima ^{226}Ra su upotrebljeni da se iz njih izračuna intenzitet gama linije od 609.3 keV. Korišćeni su rastvori sa 50 Bq/l, 25 Bq/l, 10 Bq/l i 5 Bq/l. Intenziteti linija N_γ , kao i njihove statističke neodređenosti su dobijene fitovanjem programom GENIE 2000. Nakon toga su izračunate donje vrednosti intenziteta gama linije $N_\gamma - \Delta N_\gamma$ da bi se linearnim fitom dobilo da se zavisnost $N_\gamma - \Delta N_\gamma$ od aktivnosti izvora može opisati relacijom $N_\gamma - \Delta N_\gamma = 590 \cdot A + 85$. Vrednosti parametara u jednačini prave koja je dobijena fitom takođe poseduju svoju neodređenost. Pošto je namena da se odredi minimalna detektibilna aktivnost, u gornjem izrazu su prikazane vrednosti parametara prave koje daju najvišu vrednost za minimalnu detektibilnu aktivnost. U energetskom intervalu gde se nalazi linija od 609.3 keV je očitana integralna vrednost fona, i ona iznosi 122875. Statistička neodređenost za ovu vrednost fona na nivou poverenja od 1 σ iznosi $\sqrt{N_f} = 350$. Iz uslova preseka linije koja daje zavisnost $N_\gamma - \Delta N_\gamma$ od aktivnosti i vrednosti $N_\gamma - \Delta N_\gamma$, dobija se da je tačka u kojoj se ove dve linije presecaju jednaka $A_{min} = 0.74 \text{ Bq/l}$. Ovo se može smatrati minimalnom detektibilnom aktivnošću za vrednost koncentracije ^{226}Ra merene NaI detektorom oblika jame, za slučaj kada merenja traju 40000 s.

7.2 HPGe detektor

Za proračun absolutne efikasnosti iz Ge spektara korišten je postupak sličan prethodnom. Upotrebljeni su intenziteti, ovog puta, tri gama linije od 351.9, 609.3 i 1764.5 keV pri poznatim koncentracijama aktivnosti ^{226}Ra . Spektri su mereni u vremenskim intervalima od 68 do $77 \cdot 10^3$ s. Za obradu istih korišten je GENIE 2000 softver, koji nam je locirao pikove od interesa i dao njihovu površinu (intenzitet). U tabeli 5 su prikazani dobijeni intenziteti.

Tabela 5 – Intenziteti gama linija N γ

Aktivnost (Bq/l)	N γ 351.9 keV L-1994ch D-2031ch	N γ 609.3 keV L-3473ch D-3503ch	N γ 1764.4 keV L-10083ch D-10122ch
50	3380±74	2470±56	411±22
25	1920±60	1410±44	208±16
10	927±46	691±33	96±12
5	520±38	424±28	57±10
2	377±36	301±24	29±9
1	406±36	336±25	64±10
0,85	318±37	275±24	42±9
0,65	353±36	258±23	47±10
0,5	461±36	350±18	64±10
0,4	440±38	382±26	50±10
0,3	353±37	320±26	71±11
0,2	297±32	202±22	35±8
0,1	245±33	208±23	38±8

Tabela 6 – Vremena merenja i odbroji po sekundi

$t_{50}=68483 \text{ s}$	$A(\text{Bq/l})$	351.9 keV [counts/s]·10 ⁻³	609.3 keV [counts/s]·10 ⁻³	1764.4 keV [counts/s]·10 ⁻³
$t_{25}=76993 \text{ s}$		49.09	35.88	5.97
$t_{10}=75068 \text{ s}$		25	24.94	2.70
$t_5=74000 \text{ s}$		10	12.35	1.28
$t_2=70363 \text{ s}$		5	7.03	0.77
$t_1=70874 \text{ s}$		2	5.35	0.41
$t_{0.85}=73279 \text{ s}$		1	5.72	0.90
$t_{0.65}=73037 \text{ s}$		0.85	4.34	0.57
$t_{0.4}=72798 \text{ s}$		0.65	4.83	0.64
$t_{0.3}=72543 \text{ s}$		0.5	6.88	0.96
$t_{0.2}=70011 \text{ s}$		0.4	6.04	0.69
$t_{0.1}=72682 \text{ s}$		0.3	4.87	0.98
		0.2	4.24	0.50
		0.1	3.37	0.52

U tabeli 6 su prikazani odbroji po sekundi (kilosekundi) i vremenski intervali u kojima su spektri snimani. Uzimajući u obzir prikazane podatke mogli smo izračunati absolutnu efikasnost pomoću relacije:

$$\varepsilon = \frac{N_{\text{detektovano}}}{A \cdot p_\gamma \cdot t} ,$$

gde nam je $N_{\text{detektovano}}$ u stvari intenzitet linije, A – aktivnost ^{226}Ra u datom uzorku, p_γ kvantni prinos linije (prikazan ispod) i t – vreme snimanja uzorka.

Kvantni prinosi:

$$p_\gamma(351.9 \text{ keV})=0.376$$

$$p_\gamma(609.3 \text{ keV})=0.461$$

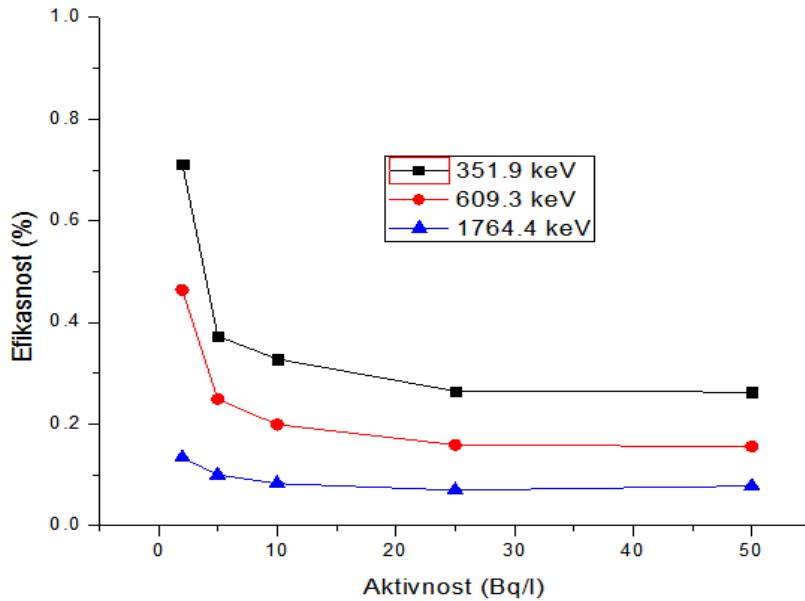
$$p_\gamma(1764.5 \text{ keV})=0.154$$

U tabeli 7 su prikazane absolutne efikasnosti detekcije za tri razmatrane energije. Očekivano, dobili smo da je efikasnost najveća za energiju od 351.9 keV-a i opada sa porastom energije. Ovo se objašnjava efikasnim presekom za interakciju zračenja sa medijumom, u našem slučaju kristalom germanijuma. Za korištene energije zračenja on je, upravo, i najveći za 351.9 keV-a.

Tabela 7 – Apsolutne efikasnosti detekcije - ϵ

Aktivnost [Bq/l]	Efikasnost ϵ [%] 351.9 keV	Efikasnost ϵ [%] 609.3 keV	Efikasnost ϵ [%] 1764.4 keV
50	0.263	0.156	0.078
25	0.265	0.159	0.070
10	0.328	0.199	0.083
5	0.373	0.249	0.100
2	0.712	0.464	0.134
1	1.524	1.022	0.586
0.85	1.357	0.958	0.438
0.65	1.978	1.302	0.643
0.5	3.665	2.269	1.242
0.4	4.019	2.846	1.115
0.3	4.314	3.190	2.118
0.2	5.641	3.129	1.623
0.1	8.965	6.207	3.395

Pomoću prikazanih podataka, dobijamo sledeće grafičke zavisnosti.(slika 30)



slika 30 – Apsolutna efikasnost u zavisnosti od aktivnosti uzorka za energije od 351.9, 609.3 i 1764.5 keV-a, respektivno

Vidimo da se naše pretpostavke da je efikasnost detekcije nezavisna od aktivnosti uzorka slažu sa eksperimentalnim podacima za aktivnosti do 2 Bq/l, dok za aktivnosti ispod ove to nije slučaj. Ovo se objašnjava malom razlikom u intenzitetu između fona i gama linije. Zbog male vrednosti intenziteta γ -linije, fon ispod nje ima veći uticaj. Samim tim imamo lošu statistiku, te je i veliko odstupanje od prave vrednosti i dobijamo precenjen intenzitet γ -linije, pa i absolutnu efikasnost detekcije.

Prethodno razmatranje je vršeno za spekture kojima nije oduzet fon. Ukoliko bi isti oduzeli dobijamo rezultate prikazane u tabeli 8. Za vrednost fona na datim energijama dobili smo sledeće odbroje:

Fon:
$N(351.9 \text{ keV})=351\pm33$
$N(609.3 \text{ keV})=249\pm23$
$N(1764.5 \text{ keV})=44\pm9$

Tabela 8 – Intenziteti gama linija sa oduzetim fonom

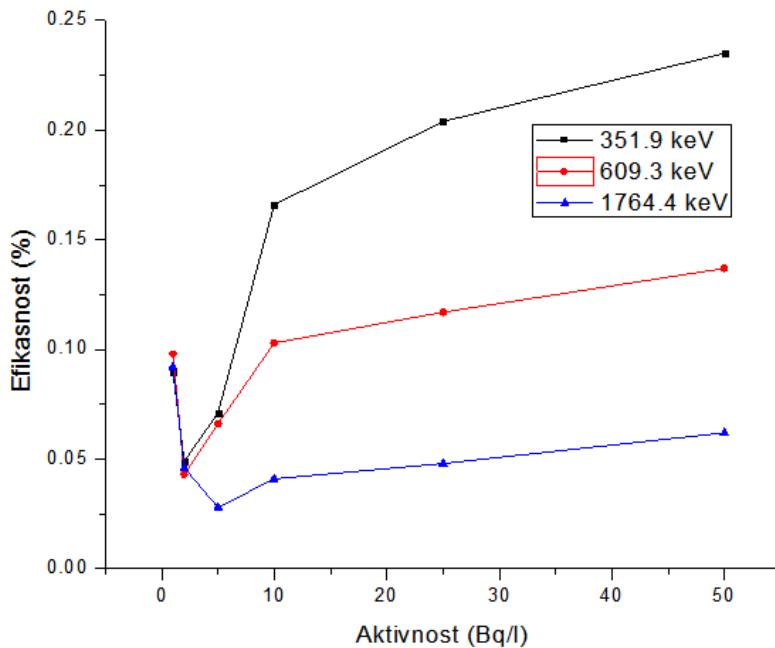
Aktivnost (Bq/l)	N γ 351.9 keV L-1994ch D-2031ch	N γ 609.3 keV L-3473ch D-3503ch	N γ 1764.4 keV L-10083ch D-10122ch
50	3020±61	2170±49	326±19
25	1480±42	1040±33	143±13
10	471±24	356±20	47±8
5	99±14	112±13	16±6
2	26±9	28±8	10±1
1	24±0.5	32±9	10±4

Primećujemo da u ovoj instanci, kada je oduzet fon, nemamo navedene intenzitete linija ispod aktivnosti od 1 Bq/l ^{226}Ra . U spektrima uzoraka aktivnosti manje od navedene, nije uočena gama linija koja izlazi iz okvira fona, te intenzitet iste nije bilo moguće odrediti. Napomenimo da su ovo isti spektri kao u prethodnom slučaju kada fon nije oduzet, te su im vremenski intervali snimanja identični. Dobijene efikasnosti su prikazane u tabeli 9.

Tabela 9 – Apsolutne efikasnosti detekcije, oduzet fon

Aktivnost [Bq/l]	Efikasnost ϵ [%] 351.9 keV	Efikasnost ϵ [%] 609.3 keV	Efikasnost ϵ [%] 1764.4 keV
50	0.235	0.137	0.062
25	0.204	0.117	0.048
10	0.166	0.103	0.041
5	0.071	0.066	0.028
2	0.049	0.043	0.046
1	0.090	0.098	0.092

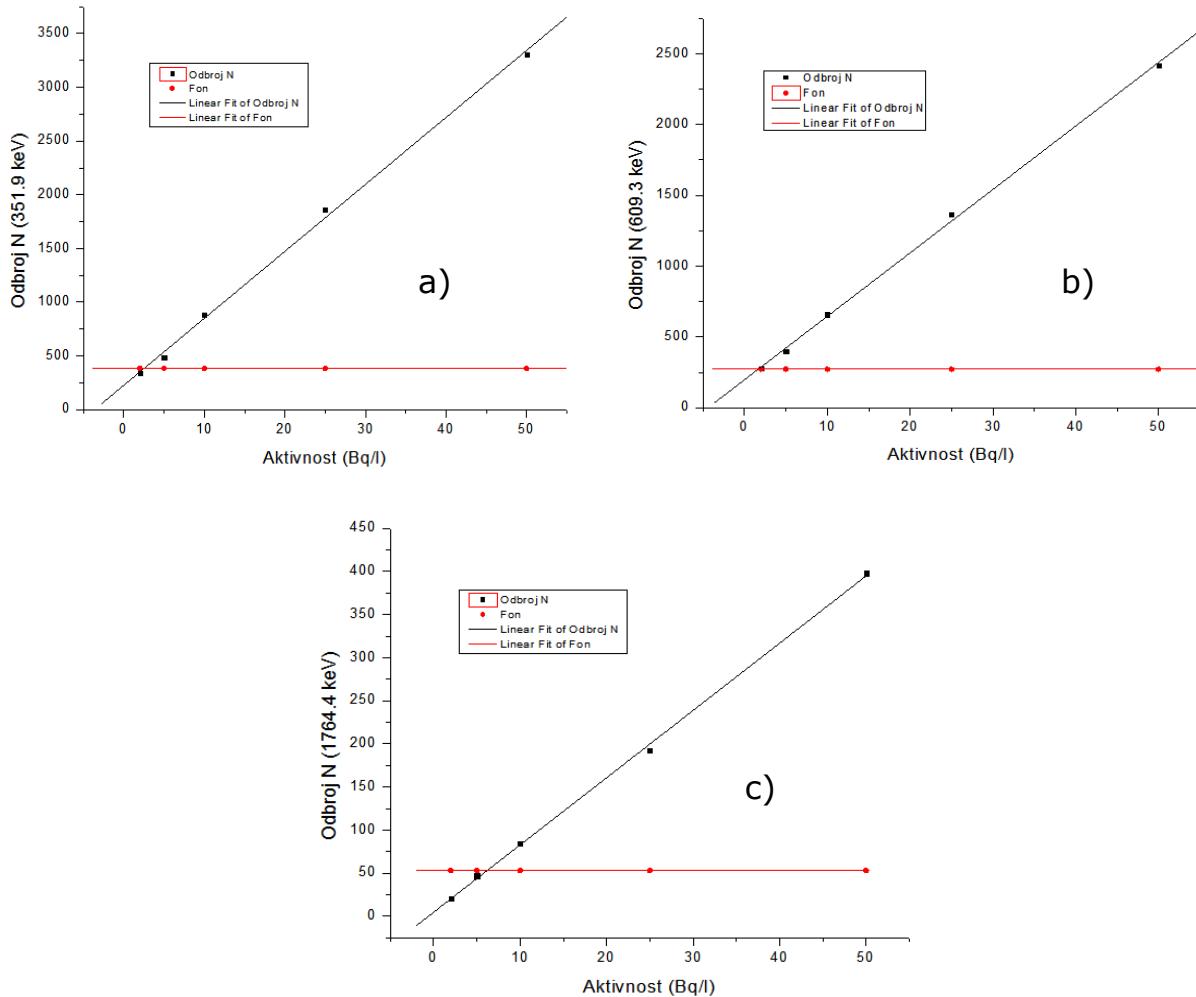
Koristeći podatke iz tabele 9, dobijamo sledeće grafičke zavisnosti. (slika 31)



Slika 31 - Apsolutna efikasnost detekcije u zavisnosti od aktivnosti uzorka za energije od 351.9, 609.3 i 1764.5 keV-a, respektivno , sa oduzetim fonom

Primećujemo da u ovom slučaju, absolutna efikasnost detekcije od aktivnosti ^{226}Ra u uzorku nije nezavisna već pri aktivnostima manjim od 10 Bq/l.

Pored efikasnosti detekcije za metodu voluminoznih uzorka na HPGe detektoru, odredićemo i minimalnu detektibilnu aktivnost (MDA) za istu. Korišteni su spektri rastvora koncentracije ^{226}Ra 50 Bq/l, 25 Bq/l, 10 Bq/l, 5 Bq/l i 2 Bq/l ^{226}Ra da bi se iz njih odredili intenziteti gama linija od 351.9, 609.3 i 1764.5 keV-a. MDA možemo dobiti tako što ćemo napraviti grafik sa dve prave. Jedna od njih predstavlja intenzitet gama linije $N_\gamma - \Delta N_\gamma$ na nivou poverenja od 1σ u zavisnosti od aktivnosti, dok duga predstavlja vrednost fona $N_f + \Delta N_f$ na istom nivou poverenja, obe dobijene linearnim fitom (slika 32). Na mestu preseka dobijamo najveću vrednost za MDA, koju možemo postići ovom metodom.



slika 32 – Grafički metod određivanja minimalne detektibilne aktivnosti (**MDA**)
kosteći linije a) 351.9 keV b) 609.3 keV c) 1764.5 keV

Posmatrajući grafike sa slike 32, možemo zaključiti da najbolje rezultate dobijamo iz gama linije od 609.3 keV-a. Koristeći parametre linearног fita za datu liniju , dobijamo jednačinu pomoću koje možemo izračunati minimalnu detektabilnu aktivnost: $N_f + \Delta N_f = 45A + 198$. U energetskom intervalu gde se nalazi linija od 609.3 keV je očitana vrednost fona sa dodatom neodređenošću od 272, na nivou poverenja od 1σ . Rešavanjem ove jednakosti dobijamo najvišu vrednost za minimalnu detektabilnu aktivnost. U ovom slučaju ona iznosi $A_{min}=1.64$ Bq/l. Ovo se može smatrati minimalnom detektabilnom aktivnoшћу za vrednost koncentracije ^{226}Ra merene HPGe detektorom, za vremenski interval merenja do 77000 s.

8 Zaključak

U radu su prikazani rezultati merenja koncentracije aktivnosti ^{226}Ra u vodenim rastvorima pomoću NaI detektora oblika jame i HPGe detektora. Osnovna ideja rada je bila da se ustanovi do koje se granične minimalne aktivnosti mogu upotrebljavati ovi detektori za gama spektroskopiju uzorka vode koristeći ovu metodu, a da se pri tome ne vrši uparavanje ili hemijska priprema.

Zapremina jame NaI detektora je odredila da se maksimalne zapremine od pola litra uzorka mogu meriti na ovaj način. Kako je kod NaI detektora uzorak sa svih strana okružen aktivnom zapreminom detektora, jasno je da neminovno dolazi do koincidentnog sumiranja. Najpogodnije je pratiti gama linije ^{214}Bi zbog intenzivnih gama prelaza. Ispostavilo se da se zbog nekih specifika šeme pobuđenih stanja ^{214}Po , najveći broj fotona od 609.3 keV koincidentno sumira, tako da je ova gama linija znatno izgubila na intenzitetu. Druga najintenzivnija gama linija u spektru od 1764.5 keV u sebi sadrži nekoliko komponenti koje takođe nastaju koincidentnim sumiranjem. No bez obzira na to, obe se linije mogu koristiti za kalibraciju efikasnosti NaI detektora pošto se u oblasti niskih aktivnosti u procesu kontrole piјaće vode, linearnost između aktivnosti izvora i intenziteta gama linije u potpunosti održava. Izmerene vrednosti intenziteta linije od 609.3 keV su upotrebljene da se testira jednostavan grafički model za određivanje minimalne detektabilne aktivnosti ^{226}Ra pomoću opisane geometrije NaI detektora oblika jame. Ispostavilo se da je za vreme snimanja od 40000 s ta minimalna detektibilna koncentracija ^{226}Ra oko 0.7 Bq/l. S obzirom da je zakonska granica za ^{226}Ra u vodi za piće postavljena na 0.5 Bq/l, evidentno je da se za radiološku kontrolu piјaće vode merenja NaI detektorom oblika

jame, a bez ikakve prethodne pripreme uzorka moraju izvoditi tokom dužeg intervala vremena.

U slučaju HPGe detektora, nismo imali problem sa koincidentnim sumiranjem detektora usled dobre energetske rezolucije detektora i pomenutog malog prostornog ugla pod kojim detektor "vidi" uzorak. I ovde je najpogodnije bilo pratiti gama linije poreklom od ^{214}Bi na energijama od 609.3 keV i 1764.5 keV sa dodatkom linije na 351.9 keV, poreklom od ^{214}Pb . Sve tri linije su zadovoljile zahtev linearnosti između aktivnosti izvora i intenziteta gama linije te su se mogle koristiti za kalibraciju efikasnosti. Za određivanje minimalne detektibilne aktivnosti ^{226}Ra opisanom grafičkom metodom, najbolje rezultate je dala linija od 609.3 keV. Za vreme merenja od 77000 s, dobili smo rezultat za minimalnu detektibilnu aktivnost od $A_{min}=1,64 \text{ Bq/l}$. Budući da je zakonska granica za aktivnost ^{226}Ra u vodi za piće pomenutih 0.5 Bq/l [Pr13], zaključujemo da je gamaspektrometrijsku kontrolu pijače vode HPGe detektorom, bez prethodne pripreme uzorka, merenja potrebno izvoditi u znatno dužem vremenskom intervalu.

Literatura

[Pr13] Pravilnik o granicama sadržaja radionuklida u vodi za piće, životnim namirnicama, stočnoj hrani, lekovima, predmetima opšte upotrebe, građevinskom materijalu i drugoj robi koja se stavlja u promet, Sl. glasnik RS 86/2011 i 97/2013, 2011.

[Le94] William R. Leo, (1994), Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments_ A How-to Approach-Springer.

[Bu74] W.E.Burcham, (1974), *Nuklearna fizika-uvod sa fizikom čestica*, Naučna knjiga, Beograd.

[Kr13] M. Krmar, Uvod u nuklearnu fiziku, Prirodno-matematički fakultet, Novi Sad, 2013

[Ba04] J.L. Basdevant, J. Rich, M. Spiro, Fundamentals in Nuclear Physics, 2004

[Ha14] J. Hansman. - Design and Construction of a Shield for the 9" x 9" NaI(Tl) Well Type Detector,- *Nucl. Technol. Radiat. Prot.* 29, /-2, 2014

[Ha15] J. Hansman, D.Mrdja, M.Krmar, I.Bikit, J.Slivka - Efficiency study of a big volume well type NaI(Tl) detector by point and voluminous sources and Monte-Carlo simulation, *Appl. Radiat. Isot.*, 99, 2015, 150–154

[Kr87] Kenneth S. Krane, Introductory Nuclear Physics ISBN: 978-0-471-80553-3, Oregon State University, 1987

[Li01]J.S. Lilley, Nuclear Physics – Principles and Applications, The University of Manchester, 2001

[Bo04] David Bodansky, Nuclear Energy-Principles, Practices and Prospects, Seattle, 2004

Biografija



Andrej Vraničar rođen je 09.06.1992. godine u Novom Sadu. Osnovnu školu „23. Oktobar“ završio je 2007. godine u Sremskim Karlovcima. Iste godine upisuje gimnaziju „Svetozar Marković“ u Novom Sadu, opšti smer, i završava je 2011. godine kao đak generacije. Iste godine upisuje Prirodno-matematički fakultet u Novom Sadu, smer diplomirani fizičar-medicinski fizičar. Završava ga 2016. godine sa prosečnom ocenom 9,42. Te godine upisuje master studije na istom fakultetu, smer master fizičar-nuklearni fizičar.

Od novembra 2016. godine zaposlen je na departmanu za fiziku, u okviru laboratorije za ispitivanje radioaktivnosti uzoraka i doze ionizujućeg i nejonizujućeg zračenja. Oblast kojom se bavi je gamaspektrometrija.

Od 2017. godine je član CERN-a, u okviru ISOLDE kolaboracije, eksperimenta NICOLE.

Iste godine je pohađao kurs gamaspektrometrije u okviru projekta COST TU1301, u Poljskoj.

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: Andrej Vraničar

AU

Mentor: prof. dr Miodrag Krmar

MN

Naslov rada: Radijum u vodi : Detekcija u voluminoznim uzorcima poluprovodničkim detektorom i NaI detektorom oblika jame

Jezik publikacije: srpski

JP

Jezik izvoda: srpski/engleski

JI

Zemlja publikovanja: Srbija

ZP

Uže geografsko područje:

UGP

Godina: 2017

GO

Izdavač: Autorski reprint

IZ

Mesto i adresa: Prirodno-matematički fakultet, Trg Dositeja Obradovića 4, Novi Sad

MA

Fizički opis rada: 8 poglavlja/ 75 stranica/ 9 tabela/ 32 slike

FO

Naučna oblast: Radioekologija

NO

Naučna disciplina: Nuklearna fizika

ND

Predmetna odrednica/ ključne reči: Radijum-226, NaI scintilacioni detektor, HPGe detektor, minimalna detektabilna aktivnost, koincidentno sumiranje, absolutna efikasnost

PO

UDK

Čuva se: Biblioteka departmana za fiziku, PMF-a u Novom Sadu

ČU

Važna napomena: nema

VN

Izvod: U ovom radu opisana je metoda merenja aktivnosti radijuma-226 u vodi, bez prethodne pripreme, kao i grafički metod određivanja minimalne detektibilne aktivnosti za ovi metod. Korišćeni su NaI scintilacioni detektor oblika jame i HPGe detektor

Datum prihvatanja teme

od NN veća: 13. Oktobar, 2017

DP

Datum odbrane: 20. Oktobar, 2017

DO

Članovi komisije:

KO

Andrej Vraničar

Radijum u vodi

Predsednik: Prof. dr Nataša Todorović

član: Doc. Dr Jovana Nikolov

član: Prof. dr Maja Stojanović

član: Prof. dr Miodrag Krmar

UNIVERSITY OF NOVI SADA
FACULTY OF SCIENCE AND MATHEMATICS

KEY WORDS DOCUMENTATION

Accession number:

ANO

Identification number:

INO

Document type: Monograph publication

DT

Type of record: Textual printed material

TR

Content code: MSc thesis

CC

Author: Andrej Vraničar

AU

Mentor/comentor: Prof. dr Miodrag Krmar

MN

Title: Radium in water: Detection in voluminous samples with semiconductor detector and NaI well type detector
TI

Language of text: Serbian

LT

Language of abstract: English

LA

Country of publication: Serbia

CP

Locality of publication: Vojvodina

LP

Publication year: 2017

PY

Publisher: Author's reprint

PU

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

PP

8.1.1.1.1 Physical description: 8 chapters/ 75 pages/9 tables/ 32 pictures

8.1.1.1.2 PD

Scientific field: Radioecology

SF

Scientific discipline: Nuclear physics

SD

Subject/ Key words: Radium-226, NaI scintillation detector, HPGe

SKW Detector, minimal detectable activity, coincident summing, absolute detection efficiency

UC

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

HD

Note: none

N

Abstract: In this thesis, a new method for measurement of radium-226 activity without prior preparation is described. Also, a graphical method for determinating minimal detectable activity is developed. An NaI well type detector and HPGe detectors were used for measurements.

Accepted by the Scientific

Board: 13. October, 2017

ASB

Defended on: 20. October, 2017

DE

Thesis defend board:

DB

President: Prof. dr Nataša Todorović

Member: Doc. Dr Jovana Nikolov

Member: Prof. dr Maja Stojanović

Member: Prof. dr Miodrag Krmar