



UNIVERZITET U NOVOM SADU  
PRIRODNO-MATEMATIČKI  
FAKULTET  
DEPARTMAN ZA FIZIKU



# Ispitivanje distribucije $^{226}\text{Ra}$ u uzorcima vode primenom Monte Karlo simulacija

– Master rad –

Mentor:  
prof. dr Dušan Mrđa

Kandidat:  
Danijel Velimirović

Septembar, 2019.

*Zahvaljujem se mentoru prof. dr Dušanu Mrđi, redovnom profesoru Prirodnootematičkog fakulteta u Novom Sadu na predloženoj temi, prenesenom znanju i korisnim sugestijama tokom izrade ovom master rada.*

*Posebno bih se zahvalio svojoj porodici na strpljenju, bezuslovnoj i bezgraničnoj podršci koju mi je pružila u toku studija i izrade ovog master rada.*

*Eksperimentalna merenja obavljena su u Laboratoriji za ispitivanje radioaktivnosti uzoraka i doze ionizujućeg i nejonizujućeg zračenja, Prirodnootematičkog fakulteta u Novom Sadu.*

# Sadržaj

<b>Uvod</b>	<b>3</b>
<b>1 Prirodna radioaktivnost</b>	<b>4</b>
1.1 Radioaktivni nizovi . . . . .	5
1.2 Radioaktivna ravnoteza . . . . .	7
<b>2 Radijum</b>	<b>8</b>
2.1 Poreklo i karakteristike radijuma . . . . .	8
2.2 Raspad i produkti $^{226}\text{Ra}$ . . . . .	8
2.3 Radijum u vodi . . . . .	9
<b>3 Detektori gama zračenja</b>	<b>10</b>
3.1 Poluprovodnički detektori . . . . .	10
3.2 Princip rada poluprovodničkih detektora . . . . .	11
3.3 HPGe detektori . . . . .	12
3.4 Formiranje i komponente spektra . . . . .	13
3.5 Efikasnost detektora . . . . .	15
3.6 Rezolucija detektora . . . . .	16
<b>4 Monte Karlo simulacije</b>	<b>18</b>
4.1 Geant4 . . . . .	18
4.2 Struktura Geant4 programskega paketa . . . . .	19
4.3 Izgradnja simulacije . . . . .	20
<b>5 EKSPERIMENTALNI DEO RADA</b>	<b>21</b>
5.1 Priprema uzorka . . . . .	21
5.2 Detektor i postavka eksperimenta . . . . .	23
5.3 Opis simulacije i određivanje efikasnosti . . . . .	24
5.4 Rezultati i diskusija . . . . .	29
<b>6 Zaključak</b>	<b>34</b>
<b>Literatura</b>	<b>35</b>
<b>Biografija</b>	<b>36</b>
<b>Ključna dokumentacijska informacija</b>	<b>37</b>

## Uvod

Precizna kalibracija detektorskog sistema na efikasnost detekcije gama fotona, koji nastaju prilikom radioaktivnog raspada nestabilnih atoma, od ključnog je značaja u kvantitativnoj gama spektrometrijskoj analizi. Ovakva analiza primenjuje se upravo pri monitoringu radioaktivnosti u životnoj sredini, kada je od značaja precizno određivanje količine radioaktivnosti koja se može naći u hrani ili vodi za piće. Gama spektrometrijska merenja obično se vrše u blizini detektora, sa uzorcima pripremljenim u standardnim geometrijskim zapreminama (Marineli i cilindrična geometrija). Efikasnost detekcije ne zavisi samo od detektorskog sistema već i od oblika i položaja uzorka unutar detektora, kao i od prostorne raspodele radionuklida u uzorku koji se meri. Poznavanje raspodele emitera unutar uzorka je ključno za adekvatno određivanje efikasnosti, a samim tim i određivanja korektnih koncentracija aktivnosti uzorka.

Kalibracija efikasnosti se eksperimentalno može odrediti pomoću standarda koji u sebi sadrži radionuklide poznatih aktivnosti, a koji pokrivaju oblasti energija gama zraka koje očekujemo unutar uzoraka. U cilju što preciznijeg određivanja efikasnosti, a samim tim i aktivnosti nepoznatih uzoraka, potrebno je da standardni referentni materijal poseduje osobine (geometriju, gustinu, sastav) identične uzorku koji se meri. Kako ovakav pristup nekada nije moguć, usled komplikovane geometrije uzorka ili nehomogene raspodele emitera, pristupa se upotrebi Monte Karlo simulacija.

U ovom radu je prostorna raspodela  $^{226}\text{Ra}$  i njegovih potomaka u uzorcima vode ispitana indirektno pomoću efikasnosti detekcije, koristeći Monte Karlo simulacije.

Prvi deo rada opisuje radioaktivnost, pojam sekularne radioaktivne ravnoteže kao i kratak opis prirodnog radioizotopa  $^{226}\text{Ra}$ . Fokus se dalje prebacuje na princip rada poluprovodničkih, odnosno HPGe detektora i softverskog paketa Geant4 baziranog na Monte Karlo metodu. Potom sledi eksperimentalni deo u kojem je bilo potrebno pripremiti vodene rastvore sa poznatim (referentnim) koncentracijama aktivnosti  $^{226}\text{Ra}$ , a zatim ih snimiti HPGe detektorskim sistemom. Dalje je u softverskom paketu Geant4 konstruisana simulacija, koja je odgovarala eksperimentalnoj postavci detektor-uzorak. Simulacije su korišćene u određivanju efikasnosti detekcije za različite prostorne raspodele gama emitera unutar vodonih matrica. Zadata prostorna raspodela emitera odgovaraće raspodeli unutar uzorka ukoliko se nakon kvantitativne analize dobijenih gama spektara iz simulacija i eksperimenta dobiju dodate, odnosno referentne aktivnosti  $^{226}\text{Ra}$ .

# 1 Prirodna radioaktivnost

Proces u kojem dolazi do spontane transformacije jezgra kojom prilikom ono menja svoj sastav ili energijsko stanje predstavlja radioaktivost. Anri Bekerel (*Antoine Henri Becquerel*) je davne 1896. godine prvi uočio pojavu radioaktivnosti iz rude uranijuma, dok je zrake koji se prilikom raspada emituju klasifikovao Raderford (*Ernest Rutherford*) i nazvao ih je alfa, beta i gama zraci. Prilikom alfa i beta raspada dolazi do promene sastava jezgra, dok se prilikom emisije gama zraka menja samo njegovo energijsko stanje. Posmatrano sa stanovišta radioaktivnosti, jezgra se mogu podeliti u dve grupe: ona koja ne podležu radioaktivnom raspadu – stabilna jezgra i jezgra koja doživljavaju spontanu dezintegraciju – nestabilna jezgra. Neka oštra granica između ove dve grupe ne postoji jer se čak i jezgra koja smatramo stabilnim mogu raspasti, ali je brzina tog raspada jako mala i eksperimentalno se jako teško može ustanoviti. U prirodi postoji nešto više od šezdeset izotopa koji su nestabilni i raspadaju se.

Na proces radioaktivnog raspada ne može se uticati spoljašnjim faktorima, kao što su pritisak i temperatura i podleže jedino zakonitostima verovatnoće. Prema tome, ne možemo odrediti tačan trenutak raspada posmatranog jezgra, već samo verovatnoću da će se dato jezgro raspasti. Usled toga uvedene su specifične fizičke veličine koje opisuju zakon radioaktivnog raspada. Spomenućemo četiri najvažnije, a to su *konstanta radioaktivnog raspada*, *srednji život nestabilnog jezgra*, *aktivnost uzorka* i *period poluraspada*.

Verovatnoća da će se neko jezgro raspasti u jedinici vremena opisuje se konstantom radioaktivnog raspada ( $\lambda$ ). Ona je karakteristika svakog jezgra ponaosob. Možemo je izračunati kao:

$$\lambda = \frac{\left(\frac{\Delta N}{\Delta t}\right)}{N}, \quad (1.1)$$

gde je  $N$  ukupan broj radioaktivnih jezgara u početnom trenutku, a  $\Delta N$  broj jezgara koji se raspade u vremenskom intervalu  $\Delta t$ . Pomoću konstante radioaktivnog raspada možemo definisati sledeću veličinu, sredji život nestabilnog jezgra ( $\tau$ ) kao:

$$\tau = \frac{1}{\lambda} \quad (1.2)$$

Posmatrajmo sada uzorak sa  $N$  jezgara u trenutku  $t$ , broj raspada u vremenskom intervalu  $dt$  biće:

$$dN = -\lambda N dt \quad (1.3)$$

Integracijom ove jednačine, polazeći od  $N_{(t=0)} = N_0$ , gde je  $N_0$  broj radioaktivnih jezgara u početnom trenutku  $t=0$ , dobija se dobro poznati zakon radioaktivnog raspada:

$$\frac{dN}{N} = -\lambda \cdot dt \quad (1.4)$$

$$\int \frac{dN}{N} = - \int \lambda \cdot dt \quad (1.5)$$

$$\ln N = -\lambda \cdot t \quad (1.6)$$

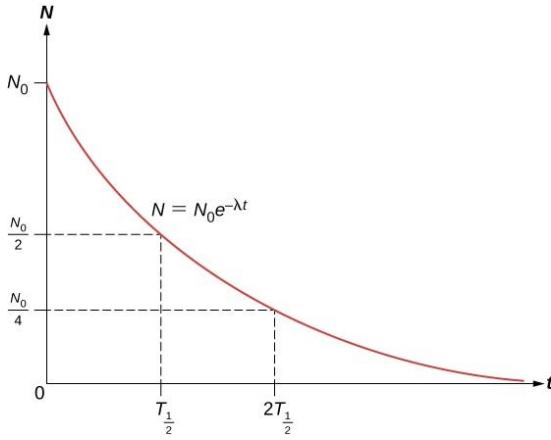
$$N = e^{-\lambda t} \cdot c \quad (1.7)$$

$$N_{t=0} = N_0 \rightarrow c = N_0 \quad (1.8)$$

$$N = N_0 \cdot e^{-\lambda t} \quad (1.9)$$

Broj jezgara koji se raspade u jedinici vremena naziva se aktivnost uzorka ( $A$ ). Aktivnost nekog uzorka analogna je zakonu radioaktivnog raspada, opada eksponencijalno u toku vremena:

$$A = A_0 \cdot e^{-\lambda t} \quad (1.10)$$



Slika 1.1: Grafički prikaz zakona radioaktivnog raspada

Vreme koje je potrebno da bi se početni broj jezgara smanjio na polovinu naziva se period poluraspada ( $T_{1/2}$ ). Konstanta radioaktivnog raspada i period poluraspada povezani su sledećom relacijom [1, 2]:

$$T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda} \quad (1.11)$$

## 1.1 Radioaktivni nizovi

Nakon dugog niza godina i velikog broja eksperimenata izvedenih što od strane fizičara, što hemičara, ustanovljeno je da većina prirodnih radioaktivnih izotopa pripada jednoj od tri serije ili niza koje postoje na Zemlji. Ovi nizovi nazivaju se: uranijumov, aktinijumov i torijumov.

Prirodni uranijum se sastoji od tri dugoživeća izotopa,  $^{238}\text{U}$ , u manjoj količini  $^{235}\text{U}$  i još manje  $^{234}\text{U}$ , potomka  $^{238}\text{U}$ . Prirodni torijum sa druge strane poseduje samo jedan izotop i to  $^{232}\text{Th}$ . Svaki od ovih elementa raspada se na nestabilne potomke koji daljim raspadima stvaraju čitav niz radionuklida koji se završava stabilnim izotopom olova.

### Uranijumov niz

Rodonačelnik ovog niza je  $^{238}\text{U}$ . Emisijom alfa česice raspada se na  $^{234}\text{Th}$ , koji se zatim raspada na  $^{234m}\text{Pa}$  i sve tako do stabilnog  $^{206}\text{Pb}$ . Ukoliko obratimo pažnju na periode poluraspada radioizotopa u nizu, možemo primetiti da su svi mnogo kraći od perioda poluraspada  $^{238}\text{U}$ . Ovo nam ukazuje na mogućnost postojanja određene radioaktivne ravnoteže, gde bi svaki potomak, ukoliko je prošao dovoljno dug vremenski period, morao imati identičnu aktivnost kao i  $^{238}\text{U}$ . Kako u nizu postoji 14 radionuklida, tako će i ukupna aktivnost niza biti 14 puta veća od aktivnosti  $^{238}\text{U}$ . Ovo znači da u teoriji možemo odrediti aktivnosti bilo kog pretka mereći aktivnosti potomaka ili obrnuto. Međutim ovo može da važi samo za neperturbovan izvor, onaj koji se dugo nalazi pod zemljom. Kao što je rečeno niz se sastoji od 14 radionuklida koji su prikazani na slici 1.2.

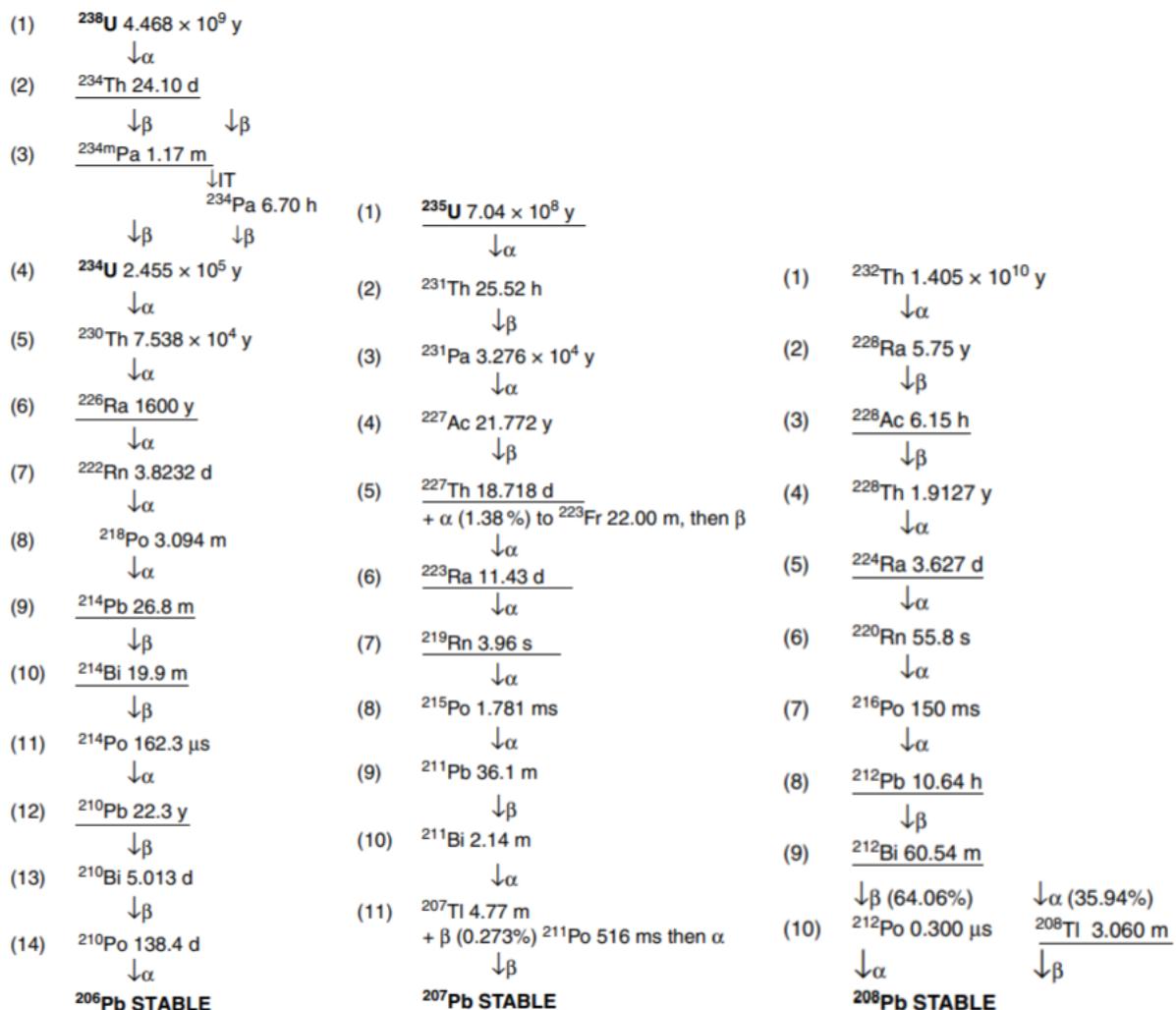
### Aktinijumov niz

Rodonačelnik ovog niza je  $^{235}\text{U}$  kojeg se u prirodnom uranijumu nalazi svega 0.7 %, ali zbog znatno kraćeg perioda poluraspada emituje više radijacije od  $^{238}\text{U}$  i što ga čini veoma važnim u spektrometriji. Niz se sastoji od 12 radionuklida prikazanih na slici 1.2. U čitavnom nizu jedino je  $^{235}\text{U}$  pogodan za gama spektrometrijsko merenje, ali i tu nailazimo na problem jer game koje emituje imaju energiju od 185.7 keV, što je gotovo identično sa  $^{226}\text{Ra}$  na 186.1 keV koji nastaje u uranijumovom nizu.

Detektorski sistemi koji se danas koriste ne mogu da razlože ovako bliske energije. Ukupna aktivnost niza, ukoliko govorimo o neperturbovanom izvoru, biće 11 puta veća od aktivnosti  $^{235}\text{U}$ .

### Torijumov niz

Rodonačelnik ovog niza je  $^{232}\text{Th}$  koji ujedno i čini 100 % prirodnog torijuma. Niz se sastoji od 10 radionuklida prikazanih na slici 1.2. Četiri radionuklida se mogu meriti gama spektrometrijski i to  $^{228}\text{Ac}$ ,  $^{212}\text{Pb}$ ,  $^{212}\text{Bi}$  i  $^{208}\text{Tl}$ . Raspad  $^{212}\text{Bi}$  se grana i verovatnoća raspada na  $^{208}\text{Tl}$  iznosi 35.94 %, tako da ukoliko bi se aktivnost torijuma određivala putem  $^{208}\text{Tl}$  potrebno je podeliti sa 0.3594 da bi se izvršila korekcija na grananje [3].



Slika 1.2: Sematski prikaz raspada u radioaktivnim nizovima (gama emiteri su podvučeni)

## 1.2 Radioaktivna ravnoteza

U radioaktivnim nizovima u kojima se radioizotopi sukcesivno raspadaju sve do stabilnog izotopa olova, postavlja se pitanje kako rešiti problem određivanja broja atoma  $N$ , perioda poluraspada ili konstante raspada bilo kojeg člana niza.

Rešenje treba potražiti razmatrajući sledećeg slučaja:

$$N_1 \rightarrow N_2 \rightarrow N_3 \rightarrow \dots \rightarrow N_n \quad (1.12)$$

Transformacija (1.12) iskazana rečima glasi:  $N_1$  se raspade u  $N_2$ , atom  $N_2$  se raspada u  $N_3$  i sve tako redom do stabilnog člana  $N_n$ .

Ovakav proces možemo opisati sa  $n$  diferencijalnih jednačina, pri čemu se atom  $N_1$  naziva predak, a  $N_2$  potomak, dok su  $\lambda_1$  i  $\lambda_2$  odgovarajuće konstane radioaktivnog raspada:

$$\frac{dN_1}{dt} = -\lambda_1 N_1 \quad (1.13)$$

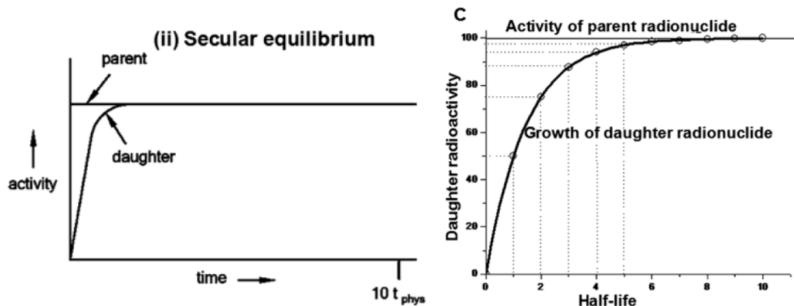
$$\frac{dN_2}{dt} = \lambda_1 N_1 - \lambda_2 N_2 \quad (1.14)$$

$$\frac{dN_3}{dt} = \lambda_2 N_2 - \lambda_3 N_3 \quad (1.15)$$

$$\frac{dN_n}{dt} = \lambda_{(n-1)} N_{(n-1)} - \lambda_n N_n \quad (1.16)$$

Dati sistem jednačina opisuje raspad radioaktivnog niza od  $n$  članova gde je  $n$ -ti član stabilan, odnosno  $\lambda_n = 0$ . Sistem se može rešiti uz početne uslove  $t = 0, N_1 = N_{01}; N_{02} = N_{03} = \dots = N_{0n} = 0$ .

Pojam radioaktivne ravnoteže vezan je za uslov  $\frac{dN}{dt} = 0$ . Ukoliko se ovaj uslov primeni na gore navedeni sistem jednačina, sledi da se broj atoma bilo kog člana niza neće menjati. Odnosno brzina nastajanja radionuklida će se izjednačiti sa brzinom njihovog nestajanja. Gledajući na ovo strogo matematički, može se zaključiti da ovi uslovi nikada neće biti ispunjeni. Uvođenjem  $\lambda = 0$  podrazumevamo neaktivni materijal, pa tada uvođenje pojma radioaktivne ravnoteže nema smisla. Međutim, stanja bliska radioaktivnim ravnotežama su moguća. Na primer u slučaju kada period poluraspada pretka teži beskonačnosti ili je znatno duži od perioda poluraspada potomka. Takav je upravo  $^{238}\text{U}$  sa periodom poluraspada od  $4.5 \cdot 10^9$  godina, što je mnogo duže od perioda poluraspada njegovih potomaka, te se  $N_1$  može smatrati konstantnim, a  $\lambda \rightarrow 0$ , čime je uslov  $\frac{dN}{dt} = 0$  ispunjen. Ovakav tip ravnoteže naziva se sekularna ili trajna ravnoteža i u praksi će biti uspostavljena ukoliko potomak doživi 7-8 perioda poluraspada, čime će se njegova aktivnost izjednačiti sa aktivnošću pretka. Ovo za posledicu ima mogućnost određivanja aktivnosti pretka mereći aktivnosti potomka ili obrnuto, što je sa stanovišta spektrometrije veoma korisno [2].



Slika 1.3: Grafički prikaz sekularne (trajne) radioaktivne ravnoteže koja nastupa između pretka i potomka

## 2 Radium

Radijum je prirodni radioaktivni element koji se nalazi u stenama i zemljištu. Poznata su 33 izotopa sa masenim brojevima koji se kreću od 202 do 234. Otkriven je 1898. godine u rudi uraninita i to u obliku radijum hlorida od strane Pijera Kirija (*Pierre Curie*) i Marije Kiri (*Maria Skłodowska-Curie*). Radijum u čistom, metalnom stanju, prvi put su izdvojili Marija Kiri i Andre Debern (*Andre-Lui Debierne*) 1910. godine.

### 2.1 Poreklo i karakteristike radijuma

Radijum je najteži poznati zemnoalkalni metal i jedini radioaktivni član svoje grupe. Čisti radijum je srebrno-bele boje, međutim u kontaktu sa vazduhom veoma brzo pocrni usled reakcije sa azotom. U prirodi se može naći u rudama uranijuma i torijuma. Od 33 poznata izotopa četiri su prirodna i nastaju u nizovima uranijuma, aktinijuma i torijuma. To su  $^{223}\text{Ra}$ ,  $^{224}\text{Ra}$ ,  $^{226}\text{Ra}$  i  $^{228}\text{Ra}$ .

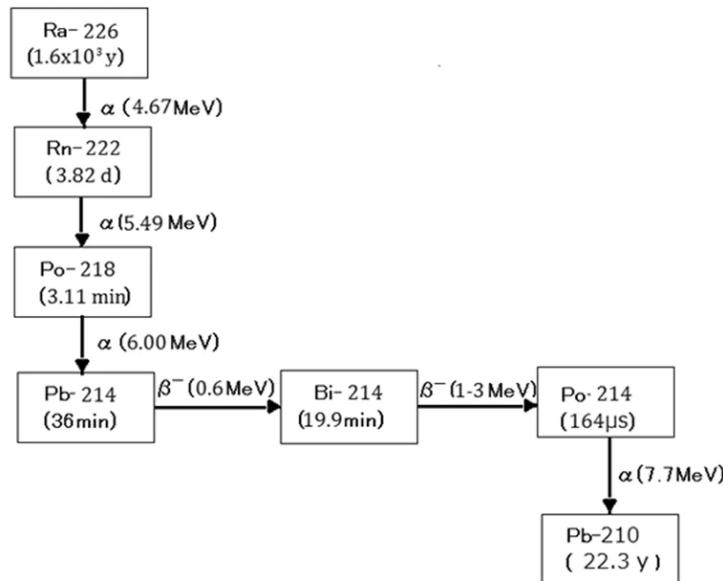
$^{223}\text{Ra}$  nastaje u aktinijumovom nizu, poseduje period poluraspada od 11.4 dana.

$^{224}\text{Ra}$  zajedno sa  $^{228}\text{Ra}$  nastaje u torijumovom nizu, poseduju periode poluraspada od 3.64 dana i 5.75 godina, respektivno.

$^{226}\text{Ra}$  koji nastaje u nizu uranijuma ujedno je i najstabilniji sa vremenom poluraspada od 1600 godina, što ga čini veoma važnim sa radiološkog aspekta

### 2.2 Raspad i produkti $^{226}\text{Ra}$

Izotop radijuma,  $^{226}\text{Ra}$  je alfa i gama emiter. Šema raspada prikazana je na slici 2.1.



Slika 2.1: Šema raspada  $^{226}\text{Ra}$

Kako je gama emiter može se direktno odrediti gama spektrometrijski iz linije na 186.1 keV, međutim u prirodnom uzorku, koji u sebi sadrži  $^{235}\text{U}$ , koji emituje game veoma bliske energije od 185.7 keV, pristupa se indirektnom merenju preko potomaka, takođe gama emitera.

Ukoliko je uspostavljena sekularna radioaktivna ravnoteža, o kojoj je bilo reči u prethodnom poglavljiju, merenjem aktivnosti potomaka može se direktno odrediti aktivnost  $^{226}\text{Ra}$ . Direktni potomak  $^{226}\text{Ra}$  je  $^{222}\text{Rn}$ , sa periodom poluraspada od oko 3.8 dana. Da bi nastupila sekularna radioaktivna ravnoteža potrebno je da proteke oko 6-7 perioda poluraspada potomka (slika 1.3) što je u ovom slučaju negde oko 30 dana.

Kako je radon plemeniti gas lako napušta čak i zatvorene posude u kojima se nalazi. Ukoliko se to dešava i  $^{222}\text{Rn}$  konstantno napušta uzorak sekularna radioaktivna ravnoteža se nikada neće uspostaviti, pa samim tim ni dobijene aktivnosti neće biti jednake pravim aktivnostima  $^{226}\text{Ra}$ . Zbog toga posebnu pažnju treba posvetiti čuvanju uzorka pripremljenih za ovakav tip merenja. Bilo bi idealno da se uzorci skladište u aluminijumske kontejnere ili kontejnere od materijala koji su klasifikovani kao radon nepropusni.

Zbog toga što je  $^{222}\text{Rn}$  alfa emiter, a u ovom radu je korišćen gama spektrometrijski sistem, za određivanje aktivnosti  $^{226}\text{Ra}$  potrebno je koristiti potomke  $^{222}\text{Rn}$ , i to  $^{214}\text{Pb}$  sa linijama na 295.2 keV i 351.9 keV kao i  $^{214}\text{Bi}$  sa linijama na 609.3 keV, 1120.3 keV i 1764.5 keV. Ovo su takozvane postradonske linije. Kako je period poluraspada ovih radionuklida veoma kratak, oni će već kroz nekoliko minuta biti u ravnoteži sa  $^{222}\text{Rn}$  pa tako možemo smatrati da su i oni u ravnoteži sa  $^{226}\text{Ra}$  onog trenutka kada to bude i  $^{222}\text{Rn}$  [4, 5].

### 2.3 Radijum u vodi

Prisustvo radiouklida u vodi zavisi od koncentracije i distribucije pretka u stenama, njegove rastvorljivosti, kao i rastvorljivosti samog radionuklida, ali i od brzine ispiranja istih iz stena. Prisustvo pretka u rastvoru ne mora nužno značiti da će i njegovi potomci biti prisutni upravo zbog različitih hemijskih svojstava. Hemijski, Ra reaguje jako slično kao i alkalni metali Ca i Sr, a najsličniji je Ba.

Ra se u vodi ponaša isključivo kao dvovalentni katjon i ne podleže redoks reakcijama, a pri visokim pH vrednostima (oko 10) može da formira neutralne ili anjonske (primarno  $\text{SO}_4^{2-}$ ) komplekse. U prirodi ga ne postoji dovoljno da formira sopstvene soli iako je radium sulfat nerastvorljiv [6].

Povećana pokretljivost Ra u rastvoru primećena je ukoliko se nalazi u mineralnoj ili slanoj vodi usled razmene sa sličnim jonima [7]. Sa povećanjem dubine izvorišta, koncentracija Ra u vodi raste. Radijum se u prirodi nalazi i kao posledica određenih ljudskih aktivnosti kao što su nanošenje vode prisutne zbog rudarskih iskopavanja, ispuštanja industrijskog i medicinskog otpada, detonacije nuklearnog oružja ili slučajno ispuštanje iz nuklearnih elektrana. Radijum se zbog ovoga može naći i u nekim privatnim i javnim bunarima. U vodi za piće nema miris, boju, ni ukus.

Neposredni zdravstveni rizici od vode za piće koji sadrže niske nivoje radioaktivnosti su mali, ali ukoliko se ovakva voda konzumira tokom života, zdravstveni rizici su povećani. Radijum se u ljudsko telo unosi hranom i vodom u kojoj je ovaj radionuklid prisutan. Opasnost od  $^{226}\text{Ra}$  se ogleda u njegovoj osobini da se nakuplja u kostima i mokraćnoj bešici, gde se raspada i izlaže organizam ionizujućem zračenju.

### 3 Detektori gama zračenja

Detektor podrazumeva objekat u kojem se dešava interakcija zračenja sa materijom. Kao rezultat ove interakcije dobija se neki odgovarajući signal koji se dalje može obraditi na odgovarajući način da bi se na kraju dobila informacija o nekom svojstvu samog zračenja ili tela koje ga emituje. Ključni proces u detekciji gama zračenja je ionizacija koja nastaje prilikom interakcije fotona sa elektronom. U tom procesu foton može predati samo deo ili celokupnu energiju elektronu pa ovako ionizovan elektron u daljim sudsudima sa okolnim atomima oslobađa još više elektrona. Elektroni nastali u procesu ionizacije formiraju naponski ili strujni signal u detektoru.

Materija koja poseduje svojstvo da proizvede merljiv signal može biti obični gas, scintilator, poluprovodnik. Najjednostavniji slučaj bio bi interakcija zračenja sa gasom u kojoj bi nastali elektroni i joni. U gasnoj sredini elektroni i joni kreću se pod dejstvom električnog polja i prikupljaju se na elektrodama nakon čega dolazi do stvaranja naponskog signala. Međutim osnovni nedostatak ovih detektora jeste veoma mala verovatnoća interakcije gama fotona sa atomima gasa. Pri atmosferskom pritisku fotoni mogu prelaziti i nekoliko stotina metara bez interakcije. Da bi se ovaj nedostatak ispravio tj. da bi se povećala verovatnoća interakcije gama fotona sa materijom potrebni su materijali veće gustine, takvi su upravo scintilatori ili poluprovodnici [1]. U daljem tekstu ćemo se fokusirati na poluprovodničke detektore, jer je takav tip detektora i korišćen u eksperimentu.

#### 3.1 Poluprovodnički detektori

Da bi neki čvrsti materijal mogao poslužiti kao aktivna zapremina detektora u kojoj će doći do interakcije i prikupljanja nastalog nanelektrisanja, neophodno je da ispunjava dva uslova. Prvi je vezan za lako razdvajanje nastalog nanelektrisanja, a drugi je da električno polje u koje se postavi ovakav materijal ne pokreće neko dodatno nanelektrisaje osim onog stvorenog od strane zračenja. Prvi uslov je zadovoljen kod provodnika, dok je drugi uslov zadovoljen kod izolatora. Ovde na scenu stupaju poluprovodnici kao materijali koji poseduju osobine i provodnika i izolatora. Zahvaljujući kovalentnim vezama koje se formiraju, stvaraju se specifične energijske zone koje diktiraju ponašanje elektorna u materijalu. Elektroni koji su vezani u čvorovima kristalne rešetke popunjavaju valentnu zonu, dok je provodna zona okarakterisana slobodnim nosiocima nanelektrisanja. Ove dve zone su razdvojene energijskim proceppom, zabranjenom zonom, u kojoj se elektron ne može naći. Ukoliko elektron napusti vezu i pređe u provodnu zonu on iza sebe ostavlja šupljinu. Usled termalnog kretanja ili deponovanja energije, na to mesto može da dođe neki drugi elektron koji sada iza sebe ostavlja šupljinu. Na ovaj način se kreću kako elektroni, tako i šupljine. Upravo ovo kretanje dovodi do provodnosti ovih materijala. Verovatnoća da se u jedinici vremena proizvede par elektron-šupljina data je izrazom:

$$p(T) = CT^{3/2} \exp\left(-\frac{E_g}{2kT}\right), \quad (3.1)$$

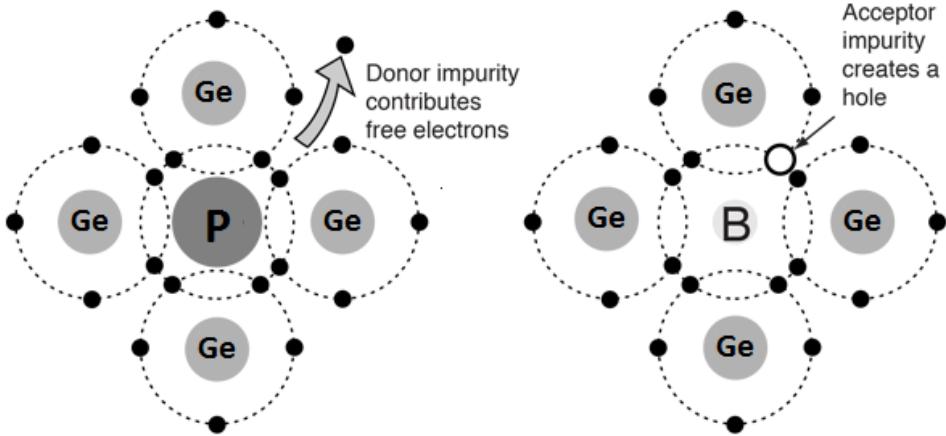
gde je  $T$  apsolutna temperatura,  $E_g$  širina energijskog procepa,  $k$  Boltzmanova konstanta, a  $C$  konstanta proporcionalnosti.

Posmatrajući eksponencijalni član možemo zaključiti da verovatnoća termalne ekscitacije u velikoj meri zavisi od odnosa širine zabranjene zone i temperature. Kod materijala sa proceppom od svega nekoliko eV termalna ekscitacija će stvoriti dovoljno veliku provodljivost pa se takav materijal može smatrati poluprovodnikom. Poluprovodničke osobine drastično se menjaju dodavanjem primesa.

Kao primer možemo posmatrati germanijum koji je četvorovalantan, odnosno formira četiri kovalentne veze sa četiri susedna atoma. Ukoliko se sada u kristalnu rešetku umesto nekoliko atoma Ge ugradi neki petovalentni atom kao što je to na primer sumpor, nakon formiranja četiri kovalentne veze, peti elektron će ostati slabo vezan. Ovaj elektron postaje slobodan ukoliko mu

se dovede svega 0.01 eV, međutim sada iza njega ne ostaje šupljina. Primese ovog tipa nazivaju se donorske, a poluprovodnici n-tipa.

Poboljšanje provodnosti germanijuma dobija se i dopiranjem sa trovalentnim atomima, kao što su na primer atomi bora. U ovom slučaju dolazi do ostvarivanja tri kovalentne veze dok će jedan elektron ostati nesparen. Na mesto ove šupljine veoma lako može da dođe novi elektron koji poeduje energiju od svega 0.01 eV. Primese ovog tipa nazivaju se akceptori, a poluprovodnici p-tipa.

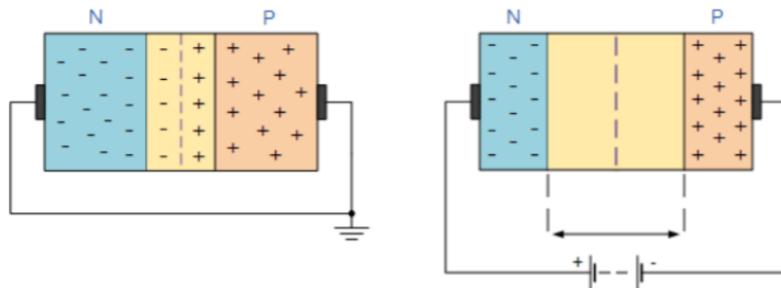


Slika 3.1: Šematski prikaz dopiranog poluprovodnika, sa leve strane n-, a sa desne p-tipa

Na osnovu navedenih činjenica može se zaključiti da su glavni nosioci nanelektrisanja u poluprovodnicima n-tipa elektroni, dok su to šupljine za poluprovodnike p-tipa [3, 8].

### 3.2 Princip rada poluprovodničkih detektora

Ako se spoje poluprovodnici p- i n-tipa, elektroni iz n-tipa će difundovati ka poluprovodniku p-tipa i popunjavaće šupljine. Kao rezultat ovih procesa stvorice se višak negativnog nanelektrisanja u poluprovodniku p-tipa, dok će u n-tipu usled manjka elektrona pozitivno nanelektrisanje biti dominantno. Čitav proces trajaće onoliko dugo koliko je potrebno da se stvari dovoljno jako električno polje koje će zaustaviti preraspodelu nanelektrisanja. Deo poluprovodnika oko spoja u kom se odvijaju pomenuti difuzioni procesi, naziva se oblast prostornog nanelektrisanja. U ovoj oblasti postoji električno polje, što je čini veoma sličnoj kondenzatoru, samo što je umesto vazduha ovaj prostor ispunjen poluprovodničkim materijalom. Ukoliko bi neko zračenje tokom prolaska kroz ovu oblast vršilo jonizaciju, stvarali bi se elektroni i šupljine koje bi postojeće električno polje usmeravalo na suprotne strane. Dovoljno bi bilo samo na krajeve ovog spoja postaviti elektrode da bi se ovakvo stvoreno nanelektrisanje prikupilo.



Slika 3.2: Šematski prikaz p-n spoja u ravnotežnom stanju i inverzno polarizovanog p-n spoja

Ukoliko se na krajeve ovog spoja dovede napon i to takav da spoj bude inverzno polarizovan, oblast prostornog naelektrisanja će se znato povećati. U ovom slučaju dioda je neprovodna, jer je električno polje koje se sada nalazi unutar ove oblasti mnogo snažnije nego u slučaju da potiče samo od kontaktog potencijala. Ako kroz oblast prostornog naelektrisanja prolazi neko zračenje koje vrši ionizaciju, elektroni i šupljine koji nastaju u tim procesima biće prikupljeni mnogo efikasnije nego u slučaju bez inverzne polarizacije. Pa tako upravo ova oblast, prikazana na slici 3.2, čini osetljivu zapreminu detektora [1].

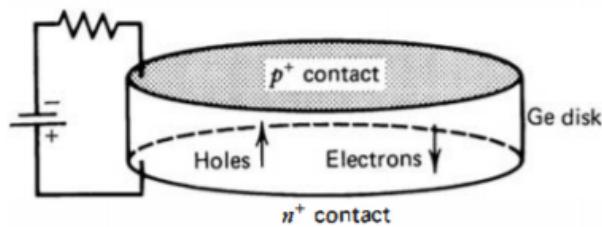
### 3.3 HPGe detektori

Kod različitih metoda detekcije zračenja najveći problem predstavlja sloj prostornog naelektrisanja, tj. aktivna zapremina detektora. Ukoliko je ovaj sloj tanak ili poseduje malu gustinu (kao što je slučaj kod gasnih detektora), samo alfa čestice i niskoenergijsko zračenje mogu biti detektovatni. Znatno veća debljina ovog sloja je potrebna ukoliko se detektor koristi u gama spektrometriji. Koristeći čak i germanijumske detektore normalne čistoće vrlo je teško postići debljinu slojeva prostornog naelektrisanja veću od 2 do 3 mm, uprkos primenjivanju spoljašnjeg napona na krajevima p-n spoja blizu granice probaja. Rešenje problema možemo potražiti u jednačini pomoću koje se određuje debljina aktivne zapremine poluprovodnika.

$$d = \left( \frac{2\epsilon V}{eN} \right)^{1/2}, \quad (3.2)$$

gde je  $V$  primjenjeni napon,  $N$  koncentracija nečistoća, a  $\epsilon$  i  $e$  dielektrična konstanta i elementarno naelektrisanje, respektivno. Dakle, za dati napon, značajnije debljine sloja prostornog naelektrisanja se mogu postići samo smanjenjem ukupnog broja nečistoća  $N$ .

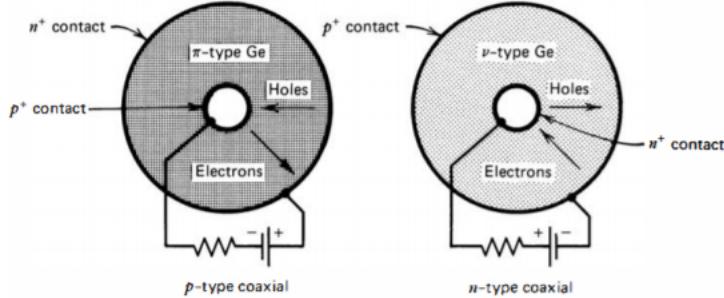
Način na koji se može doći do ovakvog cilja je taj da se sve više usavršavaju tehnike prečišćavanja koje bi bile sposobne da spuste koncentraciju nečistoća na otprilike  $10^{10}$  atoma/cm<sup>3</sup>. Iz jednačine (3.2) možemo zaključiti da se pri ovakvoj čistoći germanijuma debljina aktivne zapremine može proširiti na 10 mm pomoću primjenjenog napona od oko 1000 V. Srećom, ovakve tehnike su razvijene početkom 80-ih godina prošlog veka, čime je postignuta koncentracija nečistoća reda  $1 \text{ u } 10^{12}$ . Detektori proizvedeni od ultra-čistog germanijuma se nazivaju HPGe (*High Purity Germanium*) detektori.



Slika 3.3: Šematski prikaz planarnog detektora

U zavisnosti od procesa proizvodnje HPGe detektori mogu biti  $\pi(p)$ -tipa ili  $\nu(n)$ -tipa, po konfiguraciji se dele na planarne i koaksijalne. Osnovni nedostatak palarnih detektora, slika 3.3, jeste veoma mala aktivna zapremina koja iznosi svega par desetina cm<sup>3</sup>, što za posledicu ima nemogućnost efikasne detekcije visokoenergijskog zračenja.

U cilju povećanja aktivne zapremine detektora, konstruisani su koaksijalni detektori, slika 3.4. Kod koaksijalnih detektora, jedna elektroda nanosi se na spoljašnji omotač cilindra, dok je drugi kontakt uspostavljen uklanjanjem jezgra cilindra. Kako kristal bolje raste duž svoje ose, može se proizvesti detektor sa mnogo većom aktivnom zapreminom (do 800 cm<sup>3</sup>) [9].



Slika 3.4: Šematski prikaz koaksijalnih detektora  $\pi(p)$ -tipa i  $\nu(n)$ -tipa

### 3.4 Formiranje i komponente spektra

U gama spekrometriji, detektori proizvode izlazne pulseve čije visine su proporcionalne energiji koju upadni fotoni deponuju unutar osetljive zapremine detektora. Naravno ovo nije u potpunosti tačno jer su gama fotoni nevidljivi za detektor i pulseve u stvari proizvode brzi elektroni i šupljine nastale u interakciji materije sa zračenjem. Maksimalna energija ovih elektrona biće jednaka energiji upadnih gama fotona, koju će oni dalje, jonizacijom, deponovati u detektoru. Sistem merenja pomoću višekanalnog analizatora (MCA) uključuje sortiranje svih generisanih pulseva na osnovu njihove visine, kao i prikazivanje brojeva pulseva u svakoj kategoriji. Krajnji rezultat višekanalne analize je histogram (spektar) detektovanih pulseva.

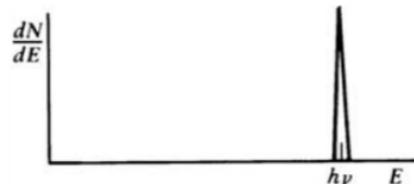
Dobijeni spektar ima složenu strukturu. U idealnom slučaju dobija se oštra linija na energiji jednakoj energiji upadnog fotona. Međutim, ovako nešto se nikada ne dešava jer na oblik spektra utiču različiti parametri, kao što su osobine detektora (veličina, oblik, geometrija), ali i sama interakcija zračenja sa materijom. Pod interakcijom podrazumevamo fotoelektričnu apsorpciju, Komptonovo rasejanje i kreaciju para.

#### Fotoelektrična apsorpcija

U procesu fotoelektrične apsorpcije foton interaguje sa atomom i predajući svu svoju energiju, nestaje. Umesto njega dolazi do stvaranja, odnosno izbijanja fotoelektrona iz jedne od elektronskih ljudskih atoma.



Ukoliko ništa ne napusti detektor, tada će suma kreiranih elektrona biti jednaka upravo originalnoj energiji upadnog gama fotona. Fotoelektrična apsorpcija je dakle idealan proces za određivanje energije upadnog zračenja. Ukoliko su gore navedeni uslovi ispunjeni, izgled spektra bice kao na slici 3.5, odnosno sastojaće se samo od jednog pika na energiji koja odgovara energiji upadnog fotona.



Slika 3.5: Spektar fotona koji doživljavaju fotoelektričnu apsorpciju

## Komptonovo rasejanje

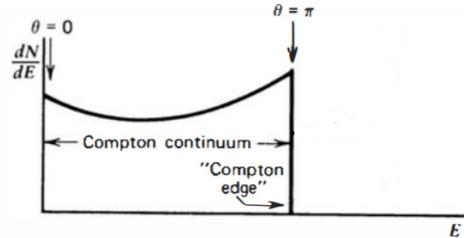
Rezultat Komptonovog rasejanja je kreacija uzmaknutog elektrona i rasejanog gama fotona, uz preraspodelu energije koja direktno zavisi od ugla rasejanja.



U normalnim uslovima mogući su svi uglovi rasejanja pa se usled ovoga može očekivati kontinuum energija (Komptonov kontinuum) koji će biti predat elektronima nakon interakcija, krećući se od nulte pa sve do neke maksimalne (Komptonova ivica) koja je predviđena jednačinom:

$$E_{e^-} = h\nu \left( \frac{2h\nu/m_0c^2}{1 + 2h\nu/m_0c^2} \right) \quad (3.3)$$

Za monoenergijske gama fotone koji doživljavaju Komptonovo rasejanje, stvoreni elektroni će imati energijsku distibuciju kao na slici 3.6.



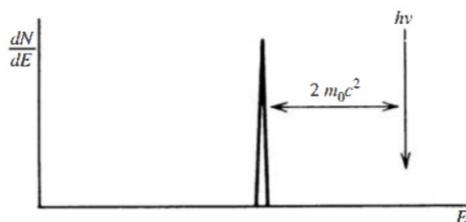
Slika 3.6: Spektar fotona koji doživljavaju Komptonovo rasejanje

## Kreacija para

Treća veoma važna interakcija gama zračenja sa materijom je kreacija para elektron-pozitron. Ovaj proces se odvija u jakom električnom polju u blizini jezgra atoma od kojih je osetljiva zapremina detektra sačinjena i rezultuje nestankom upadnog gama fotona. Da bi se ovaj proces uopšte i odigrao, potrebno je da upadni gama foton poseduje energiju od  $2m_0c^2$ , odnosno od 1.02 MeV. Ukoliko je energija gama fotona veća od potrebne, višak će biti raspodeljen između elektrona i pozitrona. To znači da će se ovaj proces sastojati od konverzije upadnog gama fotona u elektron i pozitron kinetičkih energija kao:

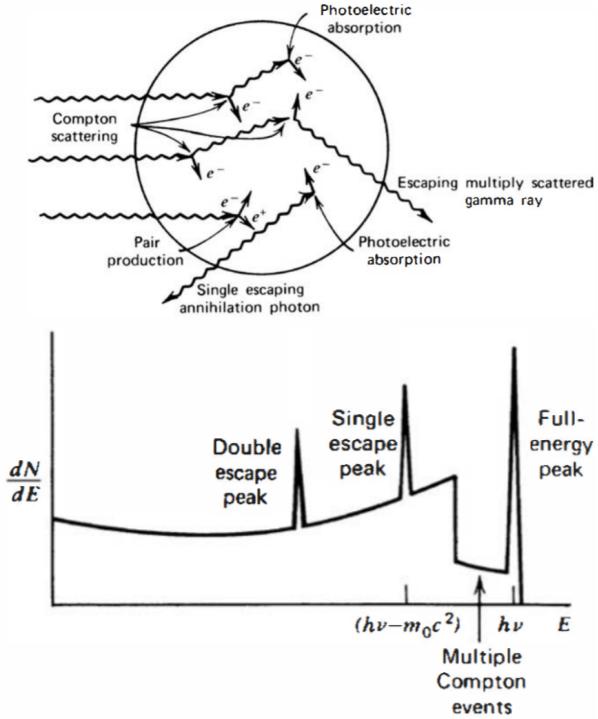
$$E_{e^-} + E_{e^+} = h\nu - 2m_0c^2 \quad (3.4)$$

Odavde sledi da će se nakon apsorpcije para pik nalaziti na energiji za  $2m_0c^2$  nižoj od energije fotoelektrične apsorpcije. Što je i prikazano na slici 3.7. Kod detektora konačne zapremine postoji mogućnost da nakon anihilacije jedan ili čak oba anihilaciona fotona napuste aktivnu zapreminu. Ove pojave u spektru nazijavu se *single* i *double escape* pikovi.



Slika 3.7: Spektar koji nastaje ukoliko oba anihilaciona fotona napuste detektor

Posmatrajmo sada detektor tipičnih dimenzija i uzmimo u obzir sve navedene interakcije, šematski prikaz ovakvog sistema, kao i pojednostavljeni spektar možemo videti na slici 3.8.



Slika 3.8: Šematski prikaz interakcije gama fotona sa detektorom tipičnih dimenzija i izgled spektra koji se tom prilikom dobija

Spektar, kao što smo i očekivali, sadrži sve tri interakcije. Na niskim energijama možemo videti izražen Komptonov kontinuum sa double i single escape pikovima, pomerenim upravo za  $2m_0c^2$  i  $m_0c^2$ , od pika totalne apsorpcije, kao i Komptonovu ivicu [9].

Ono što bi trebalo zapamtiti jeste da sve komponente spektra, osim pika totalne apsorpcije, potiču upravo od zračenja koje napusti detektor, odnosno ne preda celokupnu energiju detektou. Ukoliko bi naš detektor bio beskonačno velik, tada bi sve zračenje koje padne na njega bilo apsorbovano, bilo to momentalno nakon fotoefekta ili nakon mnogostrukih Komptonovih rasejanja. Tada bi se u spektru nalazio samo jedan pik i to pik ukupne deponovane energije, pa je stoga pravilnije koristiti izraz pik totalne apsorpcije, a ne fotopik, izraz koji se može naći u velikom broju knjiga i udžbenika.

### 3.5 Efikasnost detektora

Detektori zračenja će dati izlazni signal za svaki pojedinačni kvant zračenja koji interaguje sa njegovom aktivnom zapreminom. Za primarno nenelektrisano zračenje poput alfa i beta čestica, interakcija u vidu jonizacije ili ekscitacije će se dogoditi odmah po ulazu čestice u aktivnu zapreminu. Ove čestice će stvoriti dovoljan broj jonskih parova i pre nego što nestanu, što će za posledicu imati stvaranje merljivog signala. Stoga je vrlo jednostavno konstruisati alfa i beta detektore koji detektuju svaku česticu koja kroz njih prođe. Pod ovim uslovima, kaže se da detektor ima efikasnost od 100 %

S druge strane, nenelektrisano zračenje kao što je gama ili neutronsko mora da pretrpi značajnu interakciju u detektoru pre nego što je detekcija moguća. Kako ovo zračenje može preći velike razdaljine bez interakcije, detektori uvek imaju manju efikasnost od 100 %. Tada je neophodno imati preciznu procenu efikasnosti detektora u cilju povezivanja broja detektovanih čestica i broja upadnih čestica.

Efikasnost je zgodno podeliti u dve grupe: *apsolutnu* i *svojstvenu*, mada proizvođači najčešće koriste i *relativnu efikasnost* koja se može definisati kao odnos efikasnosti i detekcije gama zraka od 1332 keV koji potiču iz jezgara  $^{60}\text{Co}$  prema efikasnosti standardnog scintilacionog detektora sa kristalom NaI veličine  $3 \times 3 "$ .

Apsolutnu efikasnost možemo definisati kao:

$$\varepsilon_{abs} = \frac{\text{broj detektovanih čestica}}{\text{broj emitovanih čestica iz izvora}} \quad (3.5)$$

i zavisi od karakteristika detektora kao i od geometrijske postavke (primarno, udaljenosti izvora od detektora). Sa druge strane svojstvena efikasnost može se definisati kao:

$$\varepsilon_{int} = \frac{\text{broj detektovanih čestica}}{\text{broj čestica koje dospeju do detektora}} \quad (3.6)$$

U slučaju izotropnog izvora zračenja, ove dve veličine su povezane jednostavnom relacijom  $\varepsilon_{int} = \varepsilon_{abs} \cdot (4\pi/\Omega)$ , gde je  $\Omega$  prostorni ugao detektora viđen sa položaja detektora. Odavde sledi da je mnogo bolje koristiti svojstvenu efikasnost jer ona mnogo manje zavisi od geometrije za razliku od apsolutne [9].

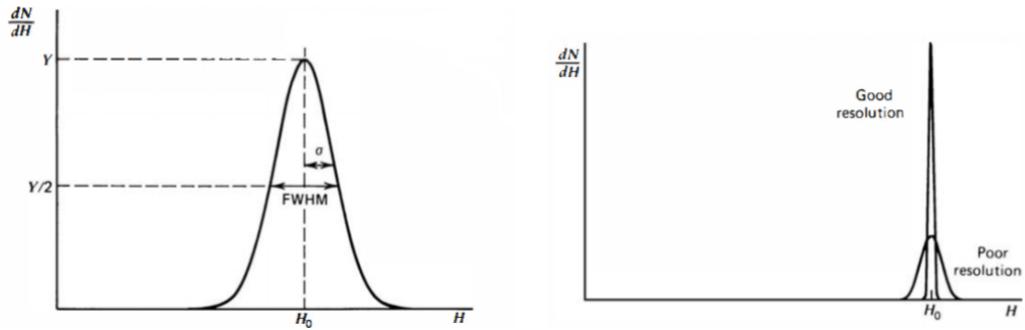
### 3.6 Rezolucija detektora

Energijska rezolucija detektora jeste sposobnost detektorskog sistema da razlikuje čestice ili gama fotone bliskih energija. Iako su gama fotoni tačno određene energije i u nekom idealnom slučaju bi u spektru bili predstavljeni beskonačno uskom linijom u realnosti se to nikada ne dešava. Usled statistike, fluktuacija, samog detektorskog sistema, linije se razmazuju, odnosno poprimaju oblik Gausove raspodele.

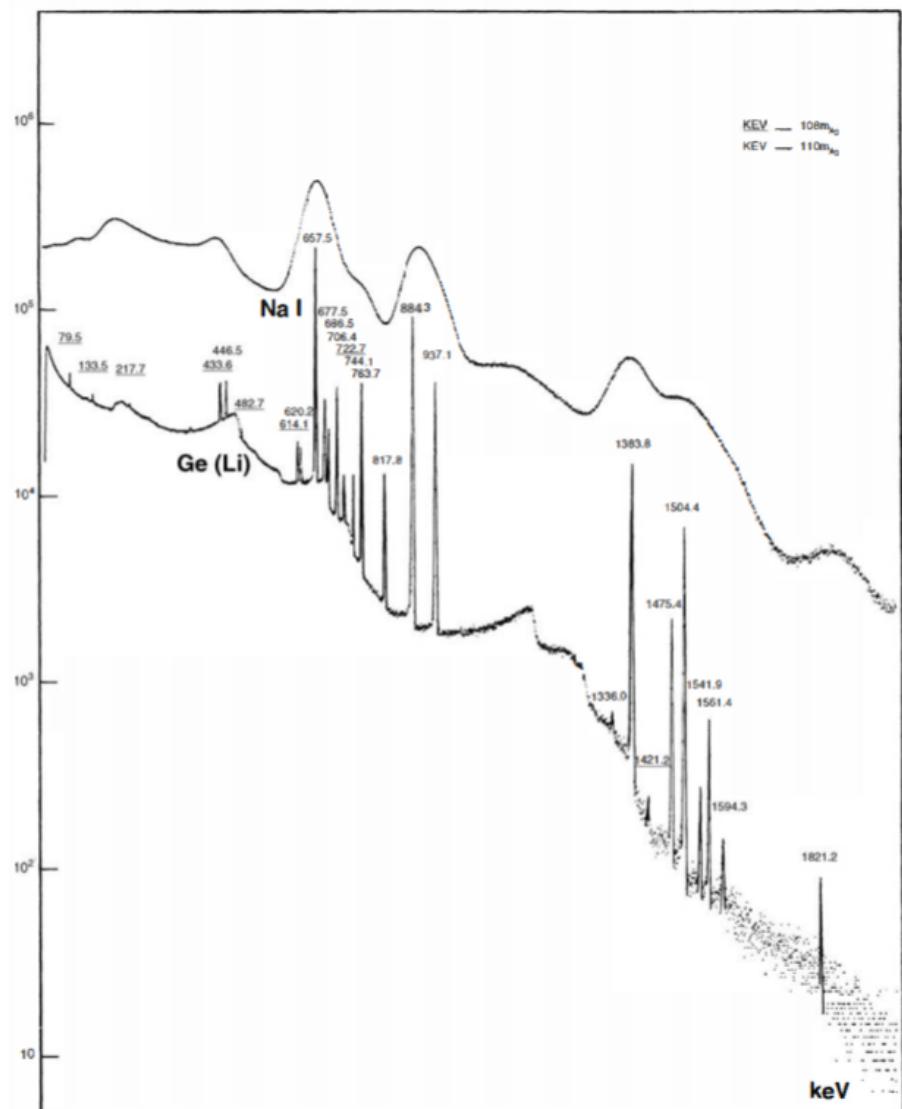
Parametar koji se koristi za definisanje rezolucije detektora je širina pika na maksimumu poluvisine (*Full Width at Half Maximum* - FWHM) i dve energije koje padaju u ovaj interval smatraju se nerazloživim. Energijska rezolucija će onda biti:

$$R = \frac{\text{FWHM}}{E_0}, \quad (3.7)$$

gde je  $E_0$  energija koja odgovara maksimumu pika. Sledi da je rezolucija detektora bolja što je i FWHM manja. Složeni spektri, onakvi kakvi se analiziraju u gama spektrometriji, zahtevaju što je moguće veću rezoluciju. Upoređivanjem spektara Ge(Li) i NaI detektora, slika 3.11, možemo primetiti koliko su samo germanijumski detektori superiorniji u odnosu na scintilacione, naravno sa aspekta energijske rezolucije [9].



Slika 3.9: Izgled pika totalne apsorpcije      Slika 3.10: "Dobra" i "loša" rezolucija



Slika 3.11: Dva identična spektra raspada  $^{108m}\text{Ag}$  i  $^{110m}\text{Ag}$  snimljeni NaI i Ge(Li) detektorima. Razlika u rezoluciji je očigledna.

## 4 Monte Karlo simulacije

Monte Karlo je numerički metod rešavanja složenih matematičkih, fizičkih i statističkih problema pomoću slučajnog izbora uzorka. Osnovna ideja Monte Karlo metoda je konstruisanje stohastičkog modela koji je u saglasnosti sa stvarnim problemom ili je direktna simulacija problema. U oba slučaja se vrši veliki broj računarskih eksperimenata i na kraju sprovodi njihova statistička analiza. Prednost metode je to što se mogu rešavati složeni matematički problemi koji nisu analitički rešivi, a nedostatak je veliki broj računarskih eksperimenata potrebnih da bi se postigla zahtevana tačnost eksperimenta.

Kako procesi u nuklearnoj fizici (radioaktivni raspad, transport čestica kroz materiju, interakcije čestica) podležu zakonima verovatnoće i statistike, Monte Karlo metodi se primenjuju i u ovoj oblasti. U slučaju transporta zračenja, jedna čestica se prati tokom njenog životnog ciklusa. Tako se zajedno sa teorijom i eksperimentom, metod simulacija ravnopravno koristi pri rešavanju problema. Izlaz svakog događaja (npr. stvaranja, rasejanja, apsorpcije) je određen preko relativne distribucije verovatnoće. Ako se simulira dovoljno veliki broj čestica, dobićemo sliku koja nam opisuje kako se dati sistem ponaša. Uloga Monte Karlo simulacija je naglo dobila na značaju razvojem moćnih računara. Jedan od značajnih segmenata ovog metoda je generisanja slučajnih brojeva. Kako uspešnost primene ove metode jako zavisi od kvaliteta upotrebljenih slučajnih brojeva, velika pažnja se posvećuje matematičkim algoritmima za njihovo generisanje [10, 11].

### 4.1 Geant4

Geant4 softver je programski paket baziran na Monte Karlo metodu razvijen 1994. godine. Osnovni razlog razvoja Geant4 programskog paketa je potreba za simulacionim programom koji je fleksibilan i funkcionalan za ispunjenje potreba eksperimenata subatomske fizike. Razvoj Geant4 programa je postao velika internacionalna kolaboracija sa mnogo naučnika, fizičara programera i softverskih inžinjera iz više institucija i univerziteta uključenih u istraživačke eksperimente širokog opsega u Evropi, Japanu, Kanadi i SAD.

Ovaj softver koristi programski jezik C++ za simulacije raznih događaja, a takođe omogućava i njihovu vizualizaciju. Program koji vrši simulacije mora da sadrži informacije o konstrukciji detektora, fizičkim procesima, česticama koje nastaju itd.

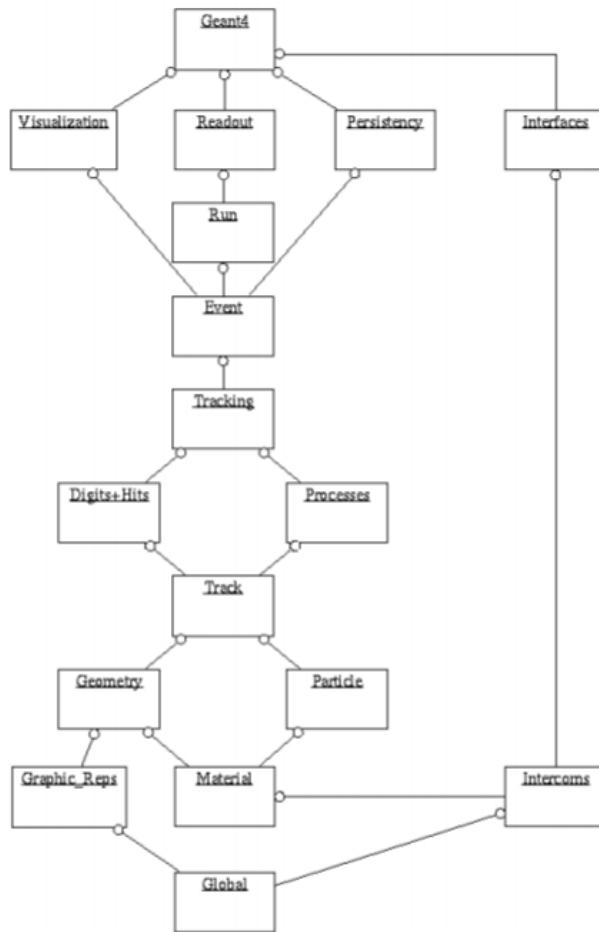
- Za opis detektora potrebno je poznavati njegovu geometriju, materijale od kojih je sačinjen, kao i poznavanje konstrukcije detektora i njegove osetljive zapremine. Za dodatan opis materijala u kom se dešava interakcije mogu se definisati njegova gustina, temperatura, agregatno stanje, pritisak itd.
- Za simulacije možemo definisati tipove čestica u eksperimentu, fizičke procese koji su tu uključeni kao i domete čestica u različitim materijalima koji se koriste u simulaciji. Česticama se mogu priključiti njihove osobine kao što su masa, nanelektrisanje, spin...
- Fizički procesi koji se dešavaju unutar detektora opisuju interakcije između čestica i materijala. Geant4 omogućava elektromagnetne, hadronske, transportne interakcije, kao i procese raspada, optičke interakcije i mnoge druge. Za polazne čestice definiše se tip, pozicija, energija, ukupan broj simuliranih čestica, a zatim se koriste različiti generatori slučajnih događaja. U ovom slučaju je najzgodnije koristiti sistemsko vreme i datum računara.

## 4.2 Struktura Geant4 programskog paketa

Svaka osnovna komponeneta Geant4 programskog paketa je C++ klasa koja često poziva objekte koji su formirani u drugim klasama programskog paketa. Na slici 4.1 prikazana je hijerarhijska struktura kategorija klasa u Geant4.

Opšta kategorija (*Global*) pokriva sistem jedinica, konstante, brojeve i rukovanje slučajnim brojevima. Kategorije materijali i čestice (*Materials, Particles*) koriste neophodna oruđa za opisivanje fizičkih osobina čestica i materijala za simulaciju interakcija čestica-materija. Kategorija geometrija (*Geometry*) omogućava opisivanje geometrijske strukture i efikasno prolaženje čestica kroz nju. Iznad ovih kategorija su kategorije za praćenje čestica i opisivanje fizičkih procesa kojima one podležu. Kategorija za tragove (*Track*) sadrži klase za tragove i korake koje koristi kategorija procesi (*Processes*), koja sadrži izvršenja modela fizičkih interakcija: elektromagnetne interakcije leptona, fotona, hadrona, jona, hadronske interakcije. Sve procese poziva kategorija za praćenje (*Tracking*), koja upravlja njihovim doprinosom u evoluciji stanja traga i daje informaciju u osetljivim zapreminama za udare (*Hits*) i digitalizaciju (*Digits*).

Iznad ovih, kategorija događaj (*Event*) upravlja događajima u smislu njihovih putanja. Kategorija pokretanje (*Run*) sakuplja događaje koji imaju sličan snop i implementaciju detektora. Kategorija iščitavanje (*Readout*) omogućava rukovanje nagomilavanjem (*pile-up*). Ove kategorije su potrebne i neophodne za pravilno funkcionisanje simulacije [12].



Slika 4.1: Dijagram kategorija klasa u Geant4 programskom paketu

### 4.3 Izgradnja simulacije

Pošto se sadržaj programa menja na osnovu potreba date simulacije, Geant4 programski paket ne obezbeđuje osnovni program. Osnovni program mora napisati korisnik, međutim postoje primeri već gotovih simulacija koje se mogu koristiti prilikom učenja. Program koji korisnik prilagodava svojim primenama je implementiran u dva paketa klase: G4RunManager – sadrži tri obavezne klase koje korisnik mora izgraditi i G4UImanager – sadrži pet klase koje služe korisniku da izmeni definisane kodove u Geant4 koji su povezani sa pokretanjem simulacije, događajima, praćenjem čestica i svakog koraka. Na taj način korisnici mogu napraviti samostalne aplikacije, odnosno izgraditi aplikacije na objektno-orientisanoj osnovi. Korisnik mora najpre da izgradi primer G4RunManager klase. Ova klasa je odgovorna za početne procedure, i mora biti snadbevena svim informacijama neophodnim za izgradnju (*Build*) i pokretanje (*Run*) simulacije. U ove informacije spadaju: konstrukcija detektora, lista fizičkih procesa, generisanje primarnih čestica.

#### Konstrukcija detektora

Opis detektora mora da bude što je više moguće realističan za fiziku koja se proučava. Čestice koje se prate kroz detektor moraju videti i osetiti realistično okruženje kako bismo dobili realistične simulacione rezultate. Konstrukcija detektora određuje geometriju elemenata (oblik, veličinu, položaj), korišćene materijale, osetljive oblasti itd. Detektor u Geant4 programskom paketu ima logičku i fizičku zapreminu. Logička zapremina (G4LogicalVolume) upravlja informacijama povezanim sa detektorskim elementom određenog oblika (koji je predstavljen datim Solid i Material), nezavisno od njegovog fizičkog položaja u detektoru. Fizička zapremina (G4PhysicalVolume) predstavlja prostorno pozicioniranje date logičke zapremine u odnosu na glavnu logičku zapreminu. Tako se dobija hijerarhijska struktura logičke zapremine u kojoj se svaka zapremina sastoji od manjih zapremina. Svaka logička zapremina može postati "osetljiv" detektor koji je objekat iz klase G4SensitiveDetector. Osetljiv detektor predstavlja deo detektora koji će izvršiti stvarno merenje. Osnovni zadatak osetljivog detektora je konstrukcija objekata Udar (*Hit*) pomoću informacija iz koraka duž traga čestice. Udari su zapravo akumulirane fizičke interakcije tragova u osetljivoj oblasti detektora. Ovi objekti simuliraju fizički signal u elementu detektora proizveden u interakciji čestica-materija [13].

#### Izbor fizičkih procesa

Potrebno je izabrati i čestice za koje se očekuje da će učestvovati u interakcijama, a koje su definisane u klasi G4ParticleDefinition. Ova klasa opisuje osnovne osobine čestica, kao što su masa i nanelektrisanje, i dodeljuje čestici više procesa kojima je ona podložna. Među fizičkim procesima koji su zadati u Geant4 programskom paketu, a čije kategorije smo opisali, potrebno je izabrati relevantne fizičke procese za konkretan eksperiment, odnosno one za koje se očekuje da će se desiti u datim uslovima. Svaki od ovih procesa je određen relacijama u Geant4.

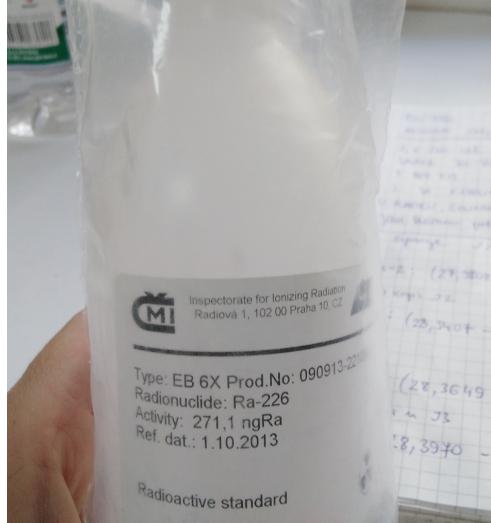
#### Vizualizacija i izlazni podaci

Ova kategorija klase u Geant4 programskom paketu omogućuje vizuelni prikaz geometrije detektora, trajektorija čestica i njihove interakcije sa osetljivom zapreminom detektora, kao i druge korake potrebne za simulaciju detektora i predstavlja jedan izlaznih fajlova. Vizualizacija je važna sa aspekta provere valjanosti geometrije, ali ne treba je koristiti ukoliko se generiše veliki broj čestica. Izlazni fajl jednostvno bude prevelik i nepotreban - ništa se ne vidi. Nakon što se simulacija pokrene, čestice generišu, interaguju sa detektorom i te interakcije budu obrađene, Geant4 poseduje mogućnost trenutnog histogramisanja i ispisa u vidu .txt, .ascii ili .root fajla. Na taj način konačno dobijamo izlazne podatke, odnosno rezultate našeg simuliranog eksperimenta.

## 5 EKSPERIMENTALNI DEO RADA

### 5.1 Priprema uzorka

U eksperimentu je korišćen radioaktivni standard  $^{226}\text{Ra}$  zapremine 250 ml i aktivnosti 271.1 ngRa, slika 5.1



Slika 5.1: Radioaktivni standard  $^{226}\text{Ra}$

Jednostavnim računom, znajući specifičnu aktivnost  $^{226}\text{Ra}$ , možemo odrediti aktivnost 1 ml ovog standarda. Radioaktivnost standarda predstavimo kao:

$$-\frac{dN}{dt} = \lambda N \quad (5.1)$$

Masa radionuklida data je kao:

$$\frac{N}{N_A} [\text{mol}] \cdot m [\text{g mol}^{-1}], \quad (5.2)$$

gde je  $m$  maseni broj radionuklida, a  $N_A$  Avogadrovo broj. Specifičnu radioaktivnost  $a$  definišemo kao radioaktivnost po jednici mase radionuklida:

$$a [\text{Bq/g}] = \frac{\lambda N}{mN/N_A} = \frac{\lambda N_A}{m} \quad (5.3)$$

Konstanta raspada  $\lambda$  povezana je sa periodom poluraspada preko:

$$\lambda = \frac{\ln 2}{T_{1/2}} \quad (5.4)$$

Specifična radioaktivnost će sada biti:

$$a [\text{Bq/g}] = \frac{\ln 2 N_A}{T_{1/2} m} \quad (5.5)$$

Odavde sledi da će  $a$   $^{226}\text{Ra}$ , znajući da poseduje period poluraspada od 1600 godina, biti:

$$a [\text{Bq/g}] = \frac{1.32 \cdot 10^{16}}{1600 \cdot 226} = 3.658 \cdot 10^{10} \text{ Bq/g} \quad (5.6)$$

Konačno možemo odrediti aktivnost 1 ml našeg standarda:

$$\frac{271.1 \text{ ng}(Ra)}{250 \text{ ml}} = 1.0844 \text{ ng}(Ra)/\text{ml} \Rightarrow 1.0844 \cdot 10^{-9} \text{ g}(Ra)/\text{ml} \quad (5.7)$$

$$1g(Ra) = 3.658 \cdot 10^{10} \text{ Bq} \Rightarrow 1.0844 \cdot 10^{-9} \text{ g}(Ra)/\text{ml} \cdot 3.658 \cdot 10^{10} \text{ Bq/g} = 39.7 \text{ Bq/ml} \quad (5.8)$$

Dva vodena rastvora sa poznatim koncentracijama  $^{226}\text{Ra}$  pripremljena su 21.6.2019. godine. U prvi uzorak (destilovana voda) dodat je 1 ml standarda sa koncentracijom aktivnosti od 39.7 Bq/ml, dok je u drugi uzorak (destilovana voda) pored 1 ml standarda dodato još 5 ml  $\text{HNO}_3$ . Oba rastvora zapremina 200 ml su presuta u polietilenske bočice identičnih dimenzija, čiji su poklopci potom dobro zatvoreni, a sam spoj je obmotan teflon trakom, slika 5.2. Sada sa sigurnošću možemo tvrditi da se u oba uzorka nalaze tačno određene i identične aktivnosti  $^{226}\text{Ra}$  i da su im geometrije identične. Bilo koje odstupanje od izmerene i poznate vrednosti aktivnosti može se protumačiti promenom geometrije uzorak-detektor.

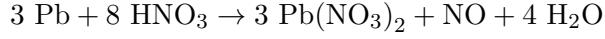
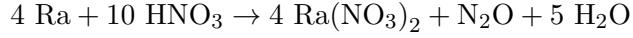


Slika 5.2: Pripremljeni vodeni rastvori  $^{226}\text{Ra}$  i polietilenske bočice spremne za merenje

Razlog kiseljenja rastovora je pokušaj održavanja ravnomerne (homogene) raspodele  $^{226}\text{Ra}$  i njegovih potomaka u rastvoru tokom dužeg vremenskog perioda. Ovo je veoma važno sa aspekta gama spektrometrije i određivanja aktivnosti uzorka. Da bi se aktivnost uzorka precizno odredila nije potrebna samo energijska kalibracija detektora već i kalibracija efikasnosti. To se postiže snimanjem standarda poznate aktivnosti koji poseduje identičnu geometriju kao i uzorak, ali i u većini slučajeva homogenu raspodelu gama emitera. Bilo bi idealno i da poznati standard emituje gama fotone energija približnih energijama gama fotona koje se emituju iz uzorka, što bi dodatno smanjilo nesigurnosti u određivanju efikasnosti. Ukoliko se geometrije, u ovom slučaju prostorna raspodela radionuklida standarda i izvora razlikuju, ne može se očekivati da će efikasnosti detekcije odredene pomoći standarda odgovarati uzorcima pa ni dobijene vrednosti aktivnosti neće biti tačne.

Ranije je rečeno da su nam gama spektrometrijski najvažniji  $^{226}\text{Ra}$  sa linijom na 186.1 keV, kao i potomci  $^{222}\text{Rn}$ ,  $^{214}\text{Pb}$  (295.2 keV i 351.9 keV) i  $^{214}\text{Bi}$  (609.3 keV, 1120.3 keV i 1764.5 keV). Kako se u našem rastvoru ne nalazi prirodni uzorak koji bi u sebi sadržao i  $^{235}\text{U}$ , već čisti standard  $^{226}\text{Ra}$ , aktivnost možemo odrediti direktno iz linije na 186.1 keV.

Prilikom reakcije ovih radionuklida sa  $\text{HNO}_3$  dobijaju se sledeće soli:



Ove soli su rastvorljive u vodi i doprinose ravnomernoj raspodeli pomenutih radionuklida. Prepostavka je dakle da će zakiseljen rastvor i nakon određenog vremenskog perioda zadržati ravnomernu raspodelu radionuklida, dok će u rastvoru koji u sebi ne sadrži kiselinu radionuklidi imati tendenciju lepljenja za zidove i dno posude u kojoj se nalaze. Ukoliko se ovo stvarno desava, geometrija će se u potpunosti promeniti i upotreba standarda (raspodela emitera homogena) kao kalibracionog sredstva, neće dati dobre rezultate.

## 5.2 Detektor i postavka eksperimenta

HPGe detektor korišćen u ovom radu, sastavni deo laboratorije Departmana za fiziku Univerziteta u Novom Sadu, poznat kao "detektor K", je koaksijalni detektor p-tipa. Kristal germanijuma prečnika 61 mm i visine 52 mm, smešten je u kućištu od aluminijskog debljine 1.5 mm. Unutar kristala nalazi se šupljina dijametra 9 mm i visine 34 mm duž koje se prostire bakarna šipka uronjena u sud sa tečnim azotom, zadužena za hlađenje kristala germanijuma, a samim tim i pravilno funkcionisanje detektorskog sistema. Relativna efikasnost detektora je 35.6 %, a FWHM iznosi 1.77 keV za foton energije 1332 keV koji nastaje raspadom  ${}^{60}\text{Co}$ . HPGe detektor je povezan sa modulom za digitalnu obradu signala (DSP) Inspector 2000 [14], koji je povezan sa računarom na kom se vrši snimanje, praćenje i analiza gama spektara pomoću softvera Genie 2000 [15].



Slika 5.3: Detektorski sistem korišćen u radu

Zaštita u vidu olovnih prstenova postavljena je oko detektora. Unutrašnji prečnik prstena iznosi 17 cm, dok je njihova debljina 12 cm, a visina 37 cm. Olovna zaštita nalazi se kako iznad tako i ispod detektora, slika 5.3. Ovako debela zaštita za funkciju ima atenuaciju okolnog zračenja i smanjenje šuma u spektru.

Usled interakcije gama zračenja sa olovom postoji verovatnoća emisije karakterističnog X-zračenja energije od oko 80 keV. Ovi X-zraci se deponuju unutar detektora i na taj način utiču na niskoenergijski deo spektra. Nepotrebno X-zračenje može se otkloniti, tačnije njihov uticaj se

može smanjiti dodavanjem obloga od kalaja i bakra. X-zrake olova apsorbuje kalaj, koji potom emituje svoje karakteristične X-zrake energije od oko 25 keV. Ovi zraci potom interaguju sa bakrom koji će sada emitovati svoje X-zrake energija od oko 8 keV. Zračenje ovako niske energije neće uticati na spektar [3].

Izvor zračenja, tačnije voden rastvor  $^{226}\text{Ra}$ , koji se nalazi u cilindričnoj polietilenskoj bocici postavljen je direktno na kapu detektora. Praksa je da se bilo koji radioaktivni uzorak prvo obmota plastičnom folijom ili da se jednostavno stavi u plastičnu kesu kako bi se smanjio rizik od kontaminacije kape detektora, ali i unutrašnjosti zaštite, slika 5.4. U cilju smanjenja uticaja pozadinskog zračenja olovni poklopac je tokom snimanja uzorka zatvoren.



Slika 5.4: Položaj uzorka na aluminijumskoj kapi detektora okruženi olovnom, kalajevom i bakarnom zaštitom

Izvršene su tri grupe eksperimentalnih merenja. Prva, 28.6.2019., odnosno 7 dana nakon pripreme uzorka. Druga, 24.7.2019. (33 dana nakon pripreme) i poslednja, treća 7.9.2019. (78 dana nakon pripreme). Na ovaj način imamo uvid u to kako će se oba vodena rastvora  $^{226}\text{Ra}$  ponašati nakon što protekne određeni vremenski period. Kako bi dobili što verodostojnije rezultate, bočice se tokom stajanja nisu pomerale sve do samog snimanja, ali i tada su rukovane sa pažnjom. Naravno idealno bi bilo kada se bočice uopšte ne bi pomerale sa kape detektora, ali kako se detektroski sistem koristi u druge svrhe takav pristup jednostavno nije moguć.

Važno je primetiti da će u drugoj i trećoj seriji merenja, makar u teoriji, biti uspostavljena sekularna radioaktivna ravnoteža između  $^{226}\text{Ra}$ ,  $^{214}\text{Pb}$  i  $^{214}\text{Bi}$ , pa bi, opet u teoriji, aktivnosti ova tri radioizotopa morale biti identične i iznositi 39.7 Bq.

### 5.3 Opis simulacije i određivanje efikasnosti

U cilju izvođenja simulacije, modelovan je prilično jednostavan sistem koji se zasniva na pravom detektoru korišćenom u samom eksperimentu. Detaljno modelovanje svake komponente detektora kao što su olovna, kalajeva i bakarna zaštita, šupljina unutar kristala, kao i drugih gotovo je nepotrebno jer ne utiču toliko značajno na dobijeni rezultat, a sama simulacija se nepotrebno komplikuje. Kao aktivna zapremina detektora konstruisan je cilindrični kristal germanijuma prečnika 6.1 cm i visine 5.2 cm, kristalu germanijuma stoga moramo pripisati osobine osetljivog detektora pomoću klase G4SensitiveDetector. Na taj način će biti detektovani samo oni događaji koji interaguju sa zapreminom kristala germanijuma, a ne i ostalim objektima u simulaciji. Na 0.4 cm iznad kristala konstruisana je aluminijumska cilindrična kapa detektora debljine 1.5 mm na kojoj lezi polietilenski disk debljine 1 mm, koji predstavlja dno bočice. Cilindrična vodena matrica dimenzija 7.5 cm x 5 cm smeštena je na polietilenski disk. Na ovaj prilično jednostavan način smo modelovali potrebnu geometriju sistema detektor-uzorak, slika 5.5.

Pored oblika, dimenzija i materijala moraju se zadati i pozicije istih u svetu (*World*). Položaj vodene matrice i ostalih objekata u simulaciji u odnosu na kristal detektora mora biti kao i u eksperimentu, ukoliko želimo da što verodostojnije simuliramo geometriju detektor-uzorak.

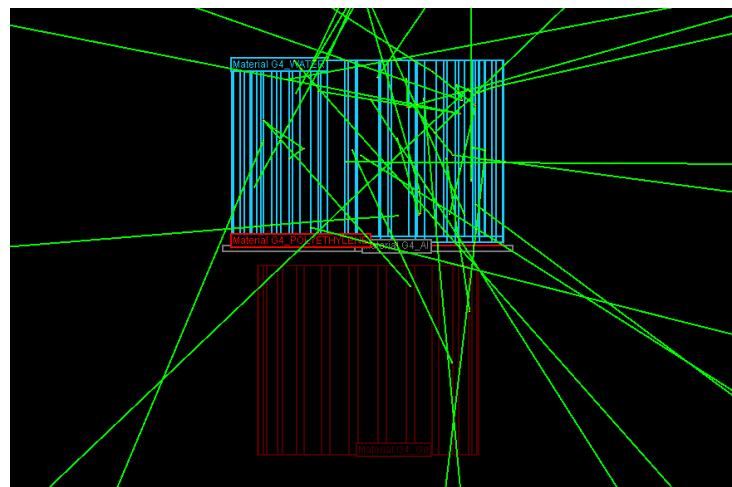
Deo koda zadužen za zadavanje ovih karakteristika može se videti u nastavku teksta.

```
// Kristal
G4Material* kristalMaterial = nist->FindOrBuildMaterial("G4_Ge");
G4double zPlaneKristal[] = { 0. * cm, 5.2 * cm };
G4double rInnerKristal[] = { 0. * cm, 0 * cm };
G4double rOuterKristal[] = { 3.05 * cm, 3.05 * cm };
G4Polycone* kristalS = new G4Polycone("Kristal", 0. * deg, 360. * deg, 2, zPlaneKristal, rInnerKristal, rOuterKristal);
G4LogicalVolume* kristalLV = new G4LogicalVolume(kristalS, kristalMaterial, "KristalLV");
G4VPhysicalVolume* kristalPV = new G4PVPlacement(0, G4ThreeVector(0, 0, -2.6*cm), kristalLV, "Kristal", worldLV, false, 0);

// Aluminijumska kapa
G4Material* Kapa_mat = nist->FindOrBuildMaterial("G4_Al");
G4Tubs* solidKapa = new G4Tubs("solidKapa", 0, 8 * 0.5 * cm, 0.15*0.5*cm, 0.*deg, 360.*deg);
G4LogicalVolume* logicKapa = new G4LogicalVolume(solidKapa, Kapa_mat, "Kapa");
G4VPhysicalVolume* physKapa = new G4PVPlacement(0, G4ThreeVector(0, 0, 3.075*cm), logicKapa, "Kapa", worldLV, false, 0);

// Posuda
G4Material* Posuda_mat = nist->FindOrBuildMaterial("G4_POLYETHYLENE");
G4Tubs* solidPosuda = new G4Tubs("solidPosuda", 0, 7.5 * 0.5 * cm, 0.1*0.5*cm, 0.*deg, 360.*deg);
G4LogicalVolume* logicPosuda = new G4LogicalVolume(solidPosuda, Posuda_mat, "Posuda");
G4VPhysicalVolume* physPosuda = new G4PVPlacement(0, G4ThreeVector(0, 0, 3.2*cm), logicPosuda, "Posuda", worldLV, false, 0);

// Voda
G4Material* Voda_mat1 = nist->FindOrBuildMaterial("G4_WATER");
G4Tubs* solidVoda1 = new G4Tubs("solidVoda1", 0, 7.5 * 0.5 * cm, 5*0.5*cm, 0.*deg, 360.*deg);
G4LogicalVolume* logicVoda1 = new G4LogicalVolume(solidVoda1, Voda_mat1, "Voda1");
G4VPhysicalVolume* physVoda1 = new G4PVPlacement(0, G4ThreeVector(0, 0, 5.75*cm), logicVoda1, "Voda1", worldLV, false, 0);
```



Slika 5.5: Vizuelni prikaz simulacije sistema detektor-uzorak za slučaj kiseljenog rastvora

Važno je napomenuti da u gama spektrometriji Geant4 prati istoriju svakog fotona pre nego što se njegova energija deponuje u detektoru, uzimajući u obzir i sekundarne čestice (elektrone, pozitrone) koje nastaju kao rezultat fotoelektrične apsorpcije, Komptonovog rasejanja ili kreacije parova. Pored primarnih fotona i sekundarnih čestica, prate se i sekundarni foton (fluorescentno X-zračenje, zakočno zračenje i anihilacioni kvanti). Praćenje svih događaja do njihovog krajnjeg stadijuma omogućava izračunavanje kompletne spektralne raspodele, tako što se u svakoj tački interakcije za izračunavanje koristi verovatnoća svakog mogućeg tipa interakcije i svaki mogući ugao rasejanja [16].

Geant4 takođe poseduje mogućnost direktnog histogramisanja izlaznog fajla i to u .root ili .ascii formatu. Histogramisani fajl se u našem slučaju sastoji od tri kolone: redni broj kanala, broj detektovanih čestica i energija detektovanih čestica, a histogramisanje se vrši u opsegu energija od 0 do 3 MeV podeljenih na 4096 kanala. U delu izlaznog fajla prikazanog na slici 5.6, može se videti da se u nulti kanal deponuju sve čestice koje nisu interagovalle sa zadatom osetljivom zapreminom (kristal germanijuma), dok se čestice koje su deponovale deo ili celokupnu energiju raspoređuju po odgovarajućim kanalima.

**1D histogram 1: energy (MeV) deposited in Kristal**

	X	Y
0	3.662109e-04	3.149270e+05
1	1.098633e-03	5.700000e+01
2	1.831055e-03	6.000000e+01
3	2.563477e-03	4.900000e+01
4	3.295898e-03	5.100000e+01
5	4.028320e-03	4.600000e+01
	.	
	.	
	.	
253	1.856689e-01	7.000000e+01
254	1.864014e-01	1.835700e+04

Slika 5.6: Primer dela izlaznog fajla (histograma) nakon emisije 350000 fotona energije 186.1 keV

Iz vodene matrice generisani su svi raspadi od značaja. Ovi raspadi su simulirani generisanjem odgovarajućeg broj gama fotona, različitih energija, zasnovanog na njihovoj verovatnoći emisije. Da bi statističke nesigurnosti bili svedene na minimum, odnosno na ispod 1 %, generisano je  $10^7$  gama fotona različitih energija. Na primer, broj izotropno generisanih gama fotona koji potiču od raspada  $^{226}\text{Ra}$  sa energijom 186.1 keV i verovatnoćom emisije od 3.5 % biće:

$$N_\gamma = 10^7 \cdot 0.035 = 350000$$

Tabela 5.1: Broj generisanih gama fotona u zavisnosti od njihove energije i verovatnoće emisije

$E_\gamma$ [keV]	$P_\gamma$ [%]	Broj generisanih gama fotona
186.1	3.5	350000
295.2	19.2	1920000
351.9	37.1	3710000
609.3	46.1	4610000
1120.3	15	1500000
1764.5	15.9	1590000

Nakon što generišemo sve potrebene raspade i saberemo sve histograme, dobijemo gama spektrar sličan onom kao na slici 5.8. Efikasnost detekcija gama fotona određene energije jednostavno se može odrediti pomoću:

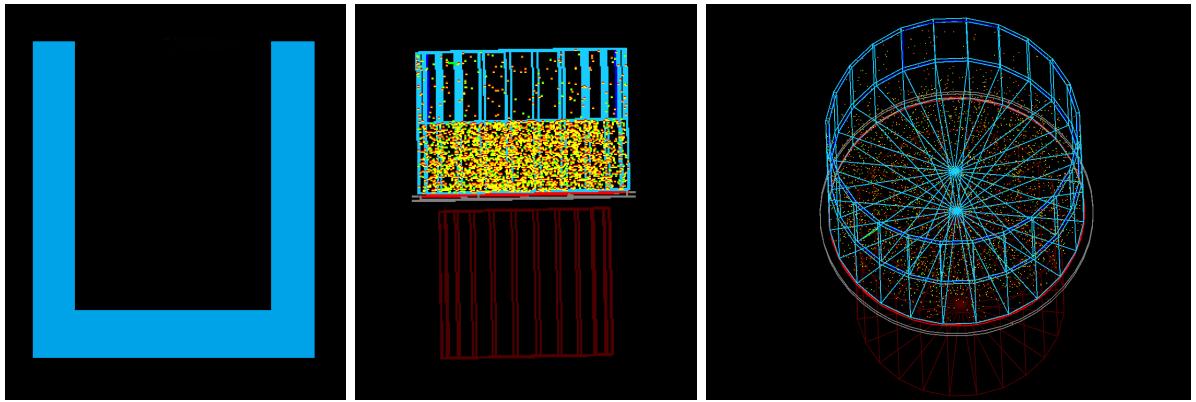
$$\varepsilon_{sim} = \frac{N_{det}}{N_{sim}} \quad (5.9)$$

Simulirane energije, verovatnoće emisije i broj emitovanih fotona prikazani su u tabeli 5.1. Za određivanje  $\varepsilon$  sada je potrebno odrediti odbroj pod pikom totalne apsorpcije  $N_{det}$ . Kako su pikovi beskonačno uski dovoljno je očitati visinu pika i oduzeti visinu Komptonovog kontinuma na kom se pik nalazi. Obrada simuliranog spektra izvršena je pomoću programskog paketa TableCurve2D [17].

Sada kad znamo koliko događaja treba generisati i na koji način možemo odrediti  $\varepsilon$ , preostaje nam da u simulaciji zadamo i položaj gama fotona unutar vodene matrice. Geant4 poseduje mogućnost kako zadavanja tipa čestice, energije, broja čestica, tako i tipa emisione zapremine kao i njenog položaja u svetu. Sve ovo može biti zadato izvan osnovnog koda, u tzv macro fajlu. Primer macro komandi za izotropnu emisiju gama fotona  $^{226}\text{Ra}$  iz recimo celokupne zapremine vodene matrice biće:

```
/gps/particle gamma
/gps/pos/type Volume
/gps/pos/shape Cylinder
/gps/pos/centre 0. 0. 57.5 mm
/gps/pos/radius 3.25 cm
/gps/pos/halfz 2.5 cm
/gps/ang/type iso
/gps/energy 186.1 keV
/run/beamOn 350000
```

Mogućnost zadavanja položaja i oblika emisione zapremine nam je veoma važna ukoliko želimo da dobijemo prostornu raspodelu radionuklida kao i unutar uzorka, što za posledicu ima određivane korektnih vrednosti efikasnosti, a zatim i samih aktivnosti. Ove tri veličine u gama spektrometriji direktno zavise jedna od druge i u ovom radu mi upravo preko efikasnosti detekcije ispitujemo prostornu raspodelu emitera unutar uzorka.

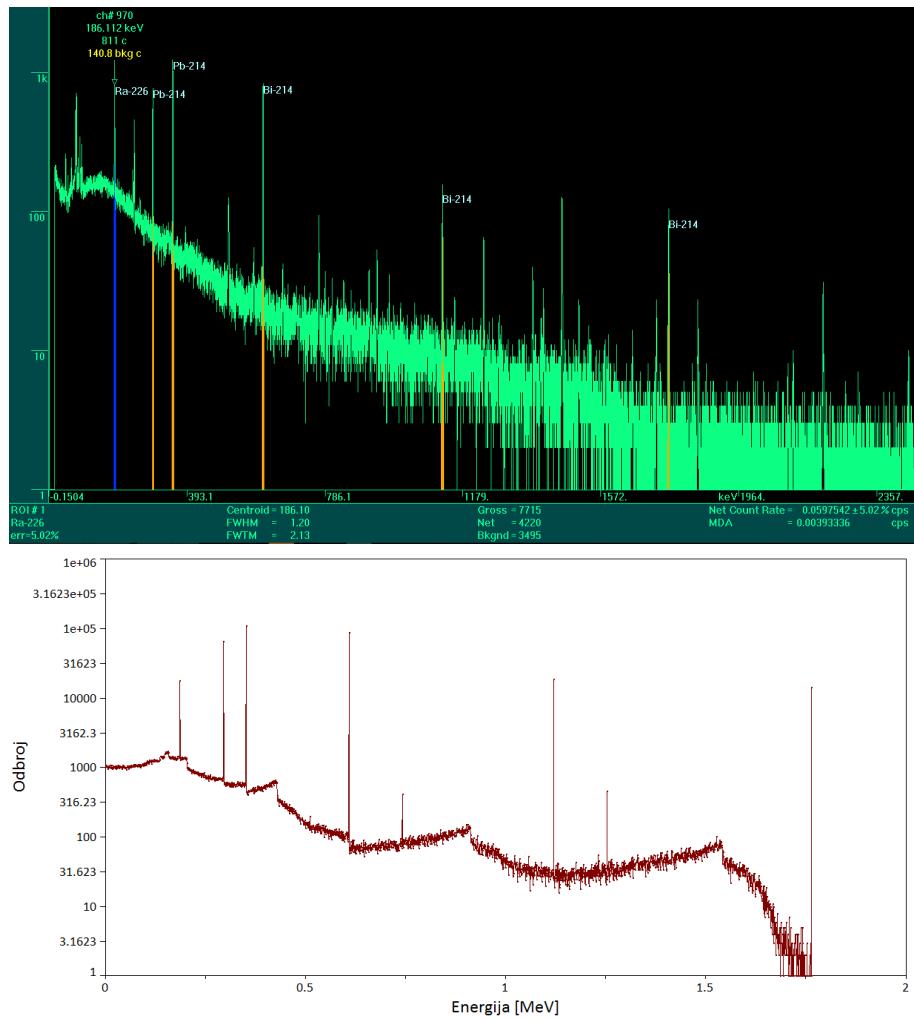


Slika 5.7: Emisiona zapremina simulirana za slučaj nekiseljenog rastvora

Kao što je ranije rečeno, pretpostavka je da će zakiseljen rastvor zadržati homogenu raspodelu radionuklida i nakon određenog vremenskog perioda, tako da će emisiona zapremina u ovom slučaju biti cilindar dimenzija vodene matrice, slika 5.6. Sa druge strane, nekiseljen rastvor neće zadržati homogenost i najveći broj gama fotona će se emitovati iz zapreme u kojoj se nalaze zidovi

i dna suda, jer će radionuklidi imati tendenciju lepljenja za zidove i padaće na dno. To je postignuto tako što je unutar vodene matrice konstruisana emisiona zapremina oblika obrnute marineli geometrije. Poprečni presek emisione zapremine, kao i vizuelni prikaz ove simulacije može se videti na slici 5.7. Sada će svi generisani gama fotoni poticati samo iz ove zapremine, a variranjem njenih zidova i dna možemo dobiti zeljene raspodele emitera unutar vodene matrice. Kada se aktivnosti dobijene nakon obrade podataka poklope sa spajkovanim vrednosti od 39.7 Bq, sa sigurnošću možemo tvrditi da je zadata raspodela identična kao i u uzorku.

Simulirano je više različitih emisionih zapremina unutar vodene matice koje bi odgovarale upravo zakiseljenom i nekiseljenom rastvoru na dan prvog merenja, odnosno nakon 7 dana od pripreme uzorka, zatim nakon 33 dana i nakon 78 dana od pripreme. Sledeći se prvobitnim pretpostavkama, emisija gama fotona iz zakiseljenog rastvora u sva tri slučaja bila je homogena i iz celokupne zapremine vodene matrice. Na ovaj način možemo proveriti koliko to i da li uopšte kiselina doprinosi ravnomernoj raspodeli emitera unutar uzorka. U slučaju nekiseljenog rastvora ovakav pristup primjenjen je samo za prvi slučaj, dok je za druga dva slučaja bilo potrebno modelovati drugačije geometrije unutar vodene matrice.



Slika 5.8: Primer eksperimentalno dobijenog spektra (gore) i simuliranog spektra (dole)

## 5.4 Rezultati i diskusija

Nakon što smo izvršili merenja uzorka bilo je potrebno obraditi dobijene spekture i odrediti pikove od interesa. Kako je nama poznato da se u uzorcima ne nalazi ništa drugo osim  $^{226}\text{Ra}$  i njegovih potomaka, aktivnost je moguće odrediti direktno iz linije na 186.1 keV.

Aktivnost uzorka određuje se iz:

$$A = \frac{R}{P_\gamma \cdot \varepsilon_{sim}}, \quad (5.10)$$

gde je R odbroj po sekundi pod pikom,  $P_\gamma$  verovatnoća emisije gama fotona energije E,  $\varepsilon_{sim}$  efikasnost detekcije na energiji E. Parametar R dobija se direktnim očitavanjem iz eksperimentalnog spektra, dok je parametar  $\varepsilon_{sim}$  dobijen iz simuliranog spektra pomoću formule (5.9) na način opisan u prethodnom poglavlju.

Poznatu aktivnost  $^{226}\text{Ra}$  možemo iskoristiti za proveru pretpostavke da će i nakon određenog vremenskog perioda zakiseljen rastvor zadržati homogenost. Sa druge strane referentna vrednost aktivnosti iskorišćena je za ispitivanje raspodele  $^{226}\text{Ra}$  i njegovih potomaka unutar nekiseljenog vodenog rastvora. Eksperiment nudi mogućnost još jedne provere, a to je upotreba postradonskih linija za određivanje aktivnosti  $^{226}\text{Ra}$  u uzorku nakon stupanja sekularne radioaktivne ravnoteže.

### Prva grupa merenja - 28.6.2019.

Dobijeni rezultati za prvu grupu merenja predstavljeni su u tabelama 5.2 i 5.3. Prikazane su vrednosti aktivnosti  $^{226}\text{Ra}$  dobijene direktno iz linije na 186.1 keV, kao i iz postradonskih linija. Kako su uzorci snimljeni svega 7 dana nakon njihove pripreme, nije se ni očekivalo da će aktivnosti dobijene iz postradonskih linija dati dobre rezultate, bilo to u slučaju zakiseljenog ili nekiseljenog vodenog rastvora  $^{226}\text{Ra}$ .

Da bismo utvrdili dolazi li do nekih značajnih odstupanja od homogene raspodele emitera u nekiseljenom rastvoru i već nakon 7 dana, simulirana je emisija iz celokupne zapremine vodene matrice. Jednostavno smo predpostavili da je raspodela  $^{226}\text{Ra}$  u ovom uzorku homogena, baš kao i u uzorku koji u sebi sadrži kiselinu. Kako je identična geometrija korišćena u oba slučaja efikasnosti se neće razlikovati.

Za izračunavanje aktivnosti potrebno je odrediti odbroj pod pikovima od interesa R iz eksperimentalnog spektra, zatim odrediti efikasnosti detekcije iz simuliranog spektra i zajedno sa odgovarajućim verovatnoćama emisije  $P_\gamma$  sve vrednosti uvrstiti u (5.10).

Tabela 5.2: Rezultati za nekiseljen voden rastvor  $^{226}\text{Ra}$

$E_\gamma$ [keV]	Radionuklid	$P_\gamma$ [%]	$R_{exp} [\times 10^{-3}]$ [c/s]	$\varepsilon_{sim} [\times 10^{-3}]$	A [Bq]
186.1	$^{226}\text{Ra}$	3.5	$61 \pm 3$	$52.07 \pm 0.39$	$33.47 \pm 1.66$
295.2	$^{214}\text{Pb}$	19.2	$64.29 \pm 2.56$	$37.02 \pm 0.14$	$9.05 \pm 0.36$
351.9	$^{214}\text{Pb}$	37.1	$114.10 \pm 2.98$	$32.09 \pm 0.09$	$9.58 \pm 0.25$
609.3	$^{214}\text{Bi}$	46.1	$86.60 \pm 2.41$	$20.69 \pm 0.07$	$9.02 \pm 0.25$
1120.3	$^{214}\text{Bi}$	15	$18.50 \pm 1.29$	$13.47 \pm 0.09$	$9.15 \pm 0.64$
1764.5	$^{214}\text{Bi}$	15.9	$16.40 \pm 1.04$	$9.50 \pm 0.08$	$10.86 \pm 0.69$

Kao što se može videti u tabeli 5.2, vrednost aktivnosti dobijena direktno iz linije  $^{226}\text{Ra}$  prilično odstupa od spajkovane aktivnosti koja je iznosila 39.7 Bq. Razlog ovog odstupanja je pogresno pretpostavljena, samim tim i simulirana raspodela emitera unutar vodene matrice. Iz ovih rezultata je očigledno da već nakon 7 dana dolazi do značajnog gubitka homogenosti u nekiseljenom rastvoru.

Tabela 5.3: Rezultati za kiseljen voden rastvor  $^{226}\text{Ra}$

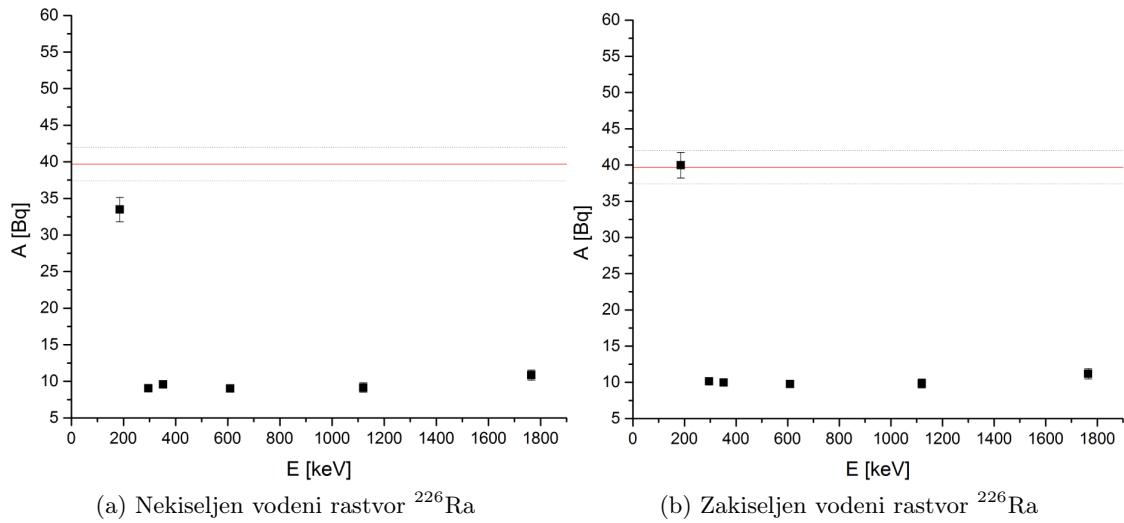
$E_\gamma$ [keV]	Radionuklid	$P_\gamma$ [%]	$R_{exp} [\times 10^{-3}]$ [c/s]	$\varepsilon_{sim} [\times 10^{-3}]$	A [Bq]
186.1	$^{226}\text{Ra}$	3.5	$72.97 \pm 3.19$	$52.07 \pm 0.39$	$39.97 \pm 1.77$
295.2	$^{214}\text{Pb}$	19.2	$27.40 \pm 2.64$	$37.02 \pm 0.14$	$10.13 \pm 0.37$
351.9	$^{214}\text{Pb}$	37.1	$119 \pm 3$	$32.09 \pm 0.09$	$9.99 \pm 0.26$
609.3	$^{214}\text{Bi}$	46.1	$93.10 \pm 2.52$	$20.69 \pm 0.07$	$9.76 \pm 0.27$
1120.3	$^{214}\text{Bi}$	15	$19.90 \pm 1.25$	$13.47 \pm 0.09$	$9.84 \pm 0.62$
1764.5	$^{214}\text{Bi}$	15.9	$16.90 \pm 1.09$	$9.50 \pm 0.08$	$11.19 \pm 0.73$

Sa druge strane, za slučaj zakiseljenog rastvora, tabela 5.3, dobijena vrednost aktivnosti iz linije na 186.1 keV slaže se gotovo savršeno sa referentnom aktivnosti. Aktivnosti dobijene iz postradonskih linija značajno podbacuju, ali to se i očekivalo jer nije proteklo 30 dana, koliko je potrebno za uspostavljanje sekularne radioaktivne ravnoteže.

Rezultati dobijeni u prvoj grupi merenja predstavljeni su i grafički, slika 5.9. Crvena horizontalna linija predstavlja referentnu vrednost aktivnosti od 39.7 Bq.

Greške dobijene prilikom obrade podataka na prvi pogled izgledaju nerealno male, ali objašnjenje leži upravo u načinu određivanja efikasnosti detekcije. Da je efikasnost određena eksperimentalno, snimanjem nekog standarda poznatog sastava i aktivnosti, verovatna greška efikasnosti bi u sebi sadržala i merne nesigurnosti aktivnosti koje nastaju prilikom eksperimentalnog merenja. U ovom radu efikasnosti su dobijene koristeći Monte Karlo metod, simulirajući geometriju detektor-izvor. Na ovaj način efikasnost se izračunava kao odnos dva broja, emitovanih i detektovanih gama fotona. Kako u simulacijama ne očekujemo nikakve merne nesigurnosti verovatne greške će biti minimalne.

Vidimo da već kod prve grupe merenja potvrđujemo valjanost obe prepostavke o raspodeli emitera unutar vodenog rastvora  $^{226}\text{Ra}$  i potrebe kiseljenja uzorka radi održavanja homogene raspodele istih.



Slika 5.9: Grafički prikaz rezultata dobijenih nakon prve grupe merenja

## Druga grupa merenja - 24.7.2019.

U tabelama 5.4 i 5.5 prikazani su rezultati druge grupe merenja. Kao i u predhodnom slučaju prikazane su aktivnosti dobijene direktno iz linije na 186.1 keV kao i postradnoskih linija. Ova merenja vršena su 33 dana nakon pripreme uzoraka i sada se, makar u teoriji, očekuje da je sekularna radioaktivna ravnoteža već nastupila. Potvrda da se ravnoteža između  $^{226}\text{Ra}$  i njegovih potomaka uspostavila bila bi aktivnosti dobijene iz postradosnih linija koje odgovaraju referentnoj, odnosno onoj koja je dobijena direktno iz linije na 186.1 keV.

Za razliku od prve grupe merenja emisiona zapremina nekiseljenog rastvora je promenjena i gama fotoni su emitovani samo iz dela oko zidova i dna vodene matrice. Rezultati dobijeni nakon konstrukcije emisione zapreme visine dna od 1.5 mm i debljine zidova od 7 mm prikazani su u tabeli 5.4.

Tabela 5.4: Rezultati za nekiseljeni voden rastvor  $^{226}\text{Ra}$

$E_\gamma$ [keV]	Radionuklid	$P_\gamma$ [%]	$R_{exp} [\times 10^{-3}]$ [c/s]	$\varepsilon_{sim} [\times 10^{-3}]$	A [Bq]
186.1	$^{226}\text{Ra}$	3.5	$64.30 \pm 2.93$	$46.29 \pm 0.37$	$39.69 \pm 1.84$
295.2	$^{214}\text{Pb}$	19.2	$89.80 \pm 2.65$	$32.95 \pm 0.13$	$14.19 \pm 0.42$
351.9	$^{214}\text{Pb}$	37.1	$143.80 \pm 3.14$	$28.79 \pm 0.09$	$13.46 \pm 0.30$
609.3	$^{214}\text{Bi}$	46.1	$111.40 \pm 2.61$	$18.70 \pm 0.06$	$12.91 \pm 0.31$
1120.3	$^{214}\text{Bi}$	15	$24.90 \pm 1.33$	$12.26 \pm 0.09$	$13.54 \pm 0.73$
1764.5	$^{214}\text{Bi}$	15.9	$20.17 \pm 1.08$	$8.82 \pm 0.07$	$14.37 \pm 0.78$

Primećujemo da je aktivnost dobijena iz linije na 186.1 keV identična referentnoj pa sa sigurnošću možemo tvrditi da je raspodela  $^{226}\text{Ra}$  zadata u simulaciji gotovo identiča kao i unutar uzorka. Teorijski se sada očekivalo da će i postardonske linije dati identične aktivnosti, međutim kao što se može videti to se ne dešava i vrednosti podbacuju za oko 60 %. Ovako veliko odstupanje moguće je samo ukoliko zadata raspodela emitera unutar simulacije ne odgovara raspodeli unutar uzorka ili usled toga što do sekularne radioaktivne ravnoteže između  $^{226}\text{Ra}$ ,  $^{214}\text{Pb}$  i  $^{214}\text{Bi}$  nije ni došlo.

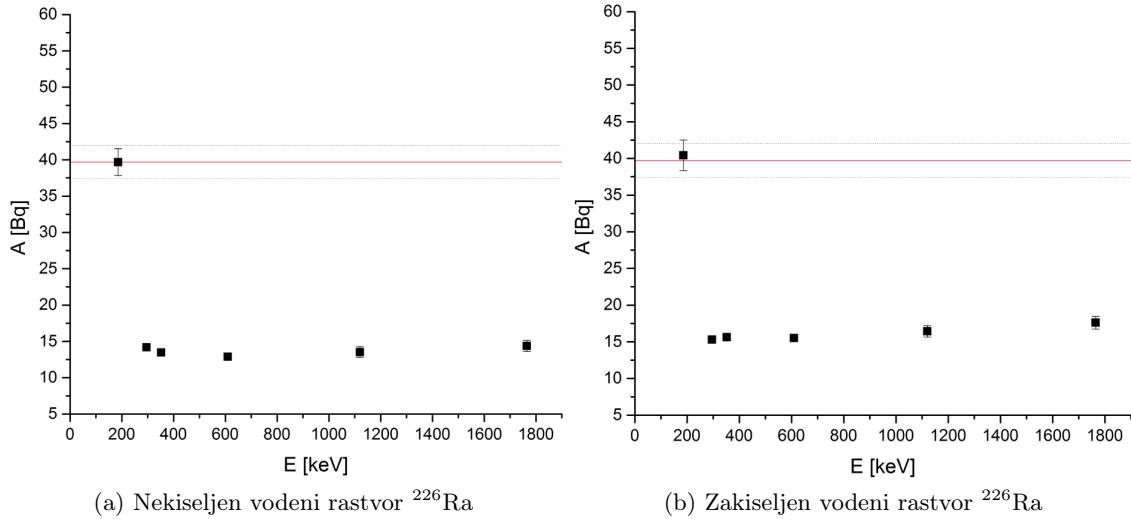
Tabela 5.5: Rezultati za kiseljen voden rastvor  $^{226}\text{Ra}$

$E_\gamma$ [keV]	Radionuklid	$P_\gamma$ [%]	$R_{exp} [\times 10^{-3}]$ [c/s]	$\varepsilon_{sim} [\times 10^{-3}]$	A [Bq]
186.1	$^{226}\text{Ra}$	3.5	$73.80 \pm 3.74$	$52.07 \pm 0.39$	$40.43 \pm 2.07$
295.2	$^{214}\text{Pb}$	19.2	$109.30 \pm 3.11$	$37.02 \pm 0.14$	$15.30 \pm 0.30$
351.9	$^{214}\text{Pb}$	37.1	$186.04 \pm 3.5$	$32.09 \pm 0.09$	$15.62 \pm 0.30$
609.3	$^{214}\text{Bi}$	46.1	$147.90 \pm 3.02$	$20.69 \pm 0.07$	$15.51 \pm 0.32$
1120.3	$^{214}\text{Bi}$	15	$32.20 \pm 1.56$	$13.47 \pm 0.09$	$16.43 \pm 0.78$
1764.5	$^{214}\text{Bi}$	15.9	$26.60 \pm 1.28$	$9.50 \pm 0.08$	$17.61 \pm 0.86$

Prvu prepostavku možemo odmah odbaciti ukoliko pogledamo tabelu 5.5, u kojoj se nalaze rezultati zakiseljenog rastvora. Zadata homogena raspodela i emisija iz celokupne vodene matrice slaže se sa spajkovanim aktivnosti za liniju na 186.1 keV. Međutim postradonske linije opet podbacuju.

Primećujemo da se efikasnosti dobijene u ovoj grupi merenja razlikuju, što je direktna posledica zadavanja različitih emisionih zapremina. Upravo se ovde može videti potreba za kiseljenjem uzorka, ukoliko se efikasnost detekcije određuje pomoću poznatog standarda. Da je u ove svrhe

korišćen standard koji poseduje homogenu raspodelu emitera u čitavoj svojoj zapremini, dobijene aktivnosti za nekiseljen rastvor bi podbacivale, baš kao i u prvom slučaju kada je takva raspodela emitera i simulirana.



Slika 5.10: Grafički prikaz rezultata dobijenih nakon druge grupe merenja

### Treća grupa merenja - 7.9.2019.

U tabelama 5.6 i 5.7 prikazani su rezultati dobijeni u trećoj grupi merenja. Da bismo ustavljili da li će se raspodela radioizotopa nakon 78 dana značajnije menjati, uslovi snimanja i pripremljene simulacije bile su identične kao i u drugoj grupi merenja. Kako se ne primećuju neka značajna odstupanja u oba slučaja, sa sigurnošću možemo tvrditi da su radioizotopi unutar vodenog rastvora  $^{226}\text{Ra}$  stupili u neku ravnotežu i ostaju gde jesu. Zakiseljen rastvor je i nakon 78 dana stajanja zadržao homogenu raspodelu emitera, dok su radioizotopi unutar nekiseljnog rastvora veoma brzo, već nakon 7 dana, imali tendenciju kretanja ka dnu i zidovima suda, nakon čega se njihova prostorna raspodela više nije menjala.

Podsetimo se da su voden rastvori  $^{226}\text{Ra}$  presuti su u dve polietilenske boćice koje su zatim dobro zatvorene, a spoj čepa i boćice je dodatno osiguran teflon trakom. Ovo se u praksi radi u cilju smanjenja ili otklanjanja mogućnosti difuzije radona iz boćice. Ukoliko se vrši snimanje i analiza nekog prirodnog uzorka koji u sebi pored  $^{226}\text{Ra}$  sadrži i  $^{235}\text{U}$ , tačno određivanje aktivnosti  $^{226}\text{Ra}$  iz linije na 186.1 keV je nemoguće usled preklapanja sa linijom od 185.7 keV koja potiče od  $^{235}\text{U}$ . HPGe detektori, iako poseduju veoma visoku rezoluciju, ne mogu da razlikuju ove dve energije. Zbog toga se najčešće pribegava određivanju aktivnosti preko postradosnih linija, a bi se dobole korektne aktivnosti  $^{226}\text{Ra}$ , radon ne sme napuštati posudu u kojoj se nalazi.

Aktivnosti dobijene iz postradosnih linija i nakon 78 dana podbaciju, što se jasno može videti na slici 5.11. Jedino objašnjenje ovako velikih relativnih odstupanja od referentne aktivnosti leži u tome da se sekularna radioaktivna ravnoteža unutar uzorka nije uspostavila, a jedini razlog neuspostavljanja ravnoteže jeste "bežanje"  $^{222}\text{Rn}$  iz vode pre nego što se raspadne na  $^{214}\text{Pb}$ . Ovo se očigledno dešava i u slučaju zakiseljenog rastvora, jer radon kao plemeniti gas neće interagovati sa kiselinom, pa ga ništa ne zaustavlja da jednostavno napusti voden rastvor u kom nastaje.

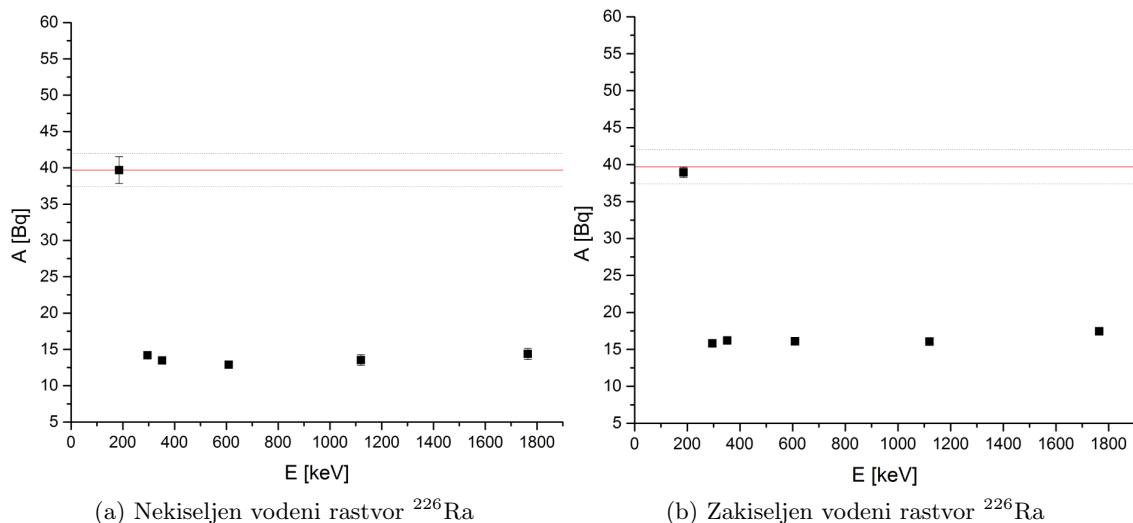
Naš eksperiment je dokazao da se plastične boćice ne mogu koristiti pri ovakvim merenjima, jer ne zadržavaju ovaj radioaktivni gas. Da bi se aktivnosti pomoću postradosnih linija uspešno i precizno odredile moraju se koristiti aluminijumske posude ili posude od materijala koji je klasifikovan kao radon nepropusan. U suprotnom će aktivnosti  $^{226}\text{Ra}$  određene na ovaj način značajno podbacivati.

Tabela 5.6: Rezultati za nekiseljen vodenim rastvor  $^{226}\text{Ra}$

$E_\gamma$ [keV]	Radionuklid	$P_\gamma$ [%]	$R_{exp} [\times 10^{-3}]$ [c/s]	$\varepsilon_{sim} [\times 10^{-3}]$	A [Bq]
186.1	$^{226}\text{Ra}$	3.5	$62.04 \pm 2.82$	$46.29 \pm 0.37$	$38.30 \pm 1.77$
295.2	$^{214}\text{Pb}$	19.2	$58.11 \pm 2.51$	$32.95 \pm 0.13$	$13.45 \pm 0.40$
351.9	$^{214}\text{Pb}$	37.1	$142.41 \pm 3.10$	$28.79 \pm 0.09$	$13.33 \pm 0.29$
609.3	$^{214}\text{Bi}$	46.1	$106.17 \pm 2.48$	$18.70 \pm 0.06$	$12.31 \pm 0.29$
1120.3	$^{214}\text{Bi}$	15	$22.87 \pm 1.22$	$12.26 \pm 0.09$	$12.43 \pm 0.67$
1764.5	$^{214}\text{Bi}$	15.9	$18.07 \pm 0.97$	$8.82 \pm 0.07$	$12.87 \pm 0.70$

Tabela 5.7: Rezultati za kiseljen vodenim rastvor  $^{226}\text{Ra}$

$E_\gamma$ [keV]	Radionuklid	$P_\gamma$ [%]	$R_{exp} [\times 10^{-3}]$ [c/s]	$\varepsilon_{sim} [\times 10^{-3}]$	A [Bq]
186.1	$^{226}\text{Ra}$	3.5	$71.09 \pm 1.17$	$52.07 \pm 0.39$	$38.95 \pm 0.70$
295.2	$^{214}\text{Pb}$	19.2	$112.86 \pm 1.06$	$37.02 \pm 0.14$	$15.80 \pm 0.16$
351.9	$^{214}\text{Pb}$	37.1	$193.06 \pm 1.29$	$32.09 \pm 0.09$	$16.21 \pm 0.11$
609.3	$^{214}\text{Bi}$	46.1	$153.35 \pm 1.04$	$20.69 \pm 0.07$	$16.08 \pm 0.12$
1120.3	$^{214}\text{Bi}$	15	$32.41 \pm 0.51$	$13.47 \pm 0.09$	$16.04 \pm 0.28$
1764.5	$^{214}\text{Bi}$	15.9	$26.35 \pm 0.44$	$9.50 \pm 0.08$	$17.45 \pm 0.32$



Slika 5.11: Grafički prikaz rezultata dobijenih nakon treće grupe merenja

## 6 Zaključak

Cilj ovog rada bio je upotreba Monte Karlo simulacija u ispitivanju prostorne raspodele  $^{226}\text{Ra}$  poznate koncentracije aktivnosti i njegovih potomaka  $^{214}\text{Pb}$  i  $^{214}\text{Bi}$  unutar pripremljenih uzoraka vode, kao i uticaj kiseljenja rastvora sa  $\text{HNO}_3$  na prostornu raspodelu pomenutih radionuklida. Direktnu zavisnost efikasnosti detekcije, aktivnosti i raspodele emitera unutar uzorka iskoristili smo upravo u ove svrhe. Kako efikasnost direktno zavisi od raspodele emitera, tako će se poznata koncentracija aktivnosti dobiti samo ukoliko zadata raspodela radioizotopa unutar simulacije odgovara njihovoj raspodeli unutar uzorka.

Efikasnosti za detekciju gama fotona energija od značaja dobijene su pomoću Monte Karlo simulacija, koristeći softverski paket Geant4. Konstrukcijom prilično jednostavnog sistema detektor-uzorak dobijeni su dobri i korisni rezultati. Jasno se vidi da će zakiseljeni vodeni rastvor  $^{226}\text{Ra}$  i nakon dužeg vremenskog perioda zadržati homogenu raspodelu radioizotopa, dok će se radioizotopi unutar vodenog rastvora  $^{226}\text{Ra}$  koji ne sadrži kiselinu gomilati oko zidova i dna suda. Objašnjenje prve pojave leži u tome što će  $\text{HNO}_3$  graditi rastvorljive soli sa Ra, Pb i Bi, pa će na taj način i njihova raspodela unutar rastvora ostati homogena po čitavoj zapremini. U rastvoru bez kiseline ovi metali neće stupati u nikakve reakcije i deponovaće se na dno i zidove posude.

Ovo istraživanje je takođe pokazalo da se sekularna radioaktivna ravnoteže između  $^{226}\text{Ra}$  i njegovih potomaka  $^{214}\text{Pb}$  i  $^{214}\text{Bi}$  nikada neće uspostaviti ukoliko se za skladištenje uzoraka, pripremljenih za merenja u kojima se aktivnosti  $^{226}\text{Ra}$  određuju pomoću posradonskih linija, koriste neadekvatni kontejneri. U ovom radu je primećeno da radioaktivni gas  $^{222}\text{Rn}$ , potomak  $^{226}\text{Ra}$  sa lakoćom napušta plastične bočice u kojima se nalazi iako se spoj poklopca i suda adekvatno osigura. Stoga je, ukoliko se sprovode neka značajnija radiološka merenja, potrebno koristiti radon nepropusne kontejnere. U suprotnom će dobijene koncentracije aktivnosti uzorka značajno podbacivati.

Iako je i ovakav prilično jednostavan pristup dao sasvim korektne rezultate, u daljim istraživanjima trebalo bi posvetiti više pažnje na što precizniju konstrukciju detektora i uzorka unutar simulacije, kao i na upotrebu bočica od materijala koji su radon nepropusni, kao što je na primer aluminijum. Samo će se na ovaj način steći kompletна slika raspodele potomaka  $^{226}\text{Ra}$  u vodenom uzorku.

## Literatura

- [1] M. Krmar, *Uvod u nuklearnu fiziku*, Novi Sad: Prirodno-matematički fakultet, Departman za fiziku, 2013.
- [2] L. Marinkov, *Osnovi nuklaerne fizike*, Novi Sad: Prirodno-matematički fakultet, 1976.
- [3] G. Gilmore, *Practical Gamma-Ray Spectrometry*, John Wiley and Sons, 2008.
- [4] Water Quality-Radon 222, *Part 2: Test-method using gamma-ray spectrometry*, BSI Standards Publication, 2013.
- [5] M. L'Annunziata, *Handbook of Radioactivity Analysis*, Academic Press, 3rd edition, 2012.
- [6] D. Langmuir, A.C. Riese, *The thermodynamic properties of radium*, Geochim. Cosmochim. Acta, 49 (1985) 1593-1601
- [7] T.F. Kraemer, D.F. Reid, *The occurrence and behavior of radium in saline formation water of the US Gulf Coast Region*, Chem. Geol., 2 (1984) 153-174
- [8] Z. Mijatović, *Osnovi elektronike i digitalne elektronike*, Novi Sad: Prirodno-matematički fakultet, Univerzitet u Novom Sadu, 2000.
- [9] G. F. Knoll, *Radiation detection and measurement*, 3rd Ed., John Wiley and Sons, 1999.
- [10] C. P. Robert, G. Casella, *Monte Carlo Statistical Methods*, Springer, 2010
- [11] N. T. Thomopoulos, *Essentials of Monte Carlo Simulation: Statistical Methods for Building Simulation Models*, Springer, 2013.
- [12] Introduction to Geant4, <http://geant4-userdoc.web.cern.ch/geant4-userdoc/UsersGuides/IntroductionToGeant4/fo/IntroductionToGeant4.pdf>
- [13] J. Apostolakis, *Geometry and physics of the Geant4 toolkit for high and medium energy applications*, Rad. Phys. Chem. 78 (2009) 859
- [14] InSpector2000, [www.gammadata.se/assets/Uploads/InSpector-2000-SS-C20387.pdf](http://www.gammadata.se/assets/Uploads/InSpector-2000-SS-C20387.pdf)
- [15] Genie 2000, [https://mirion.s3.amazonaws.com/cms4\\_mirion/files/pdf/spec-sheets/c40220\\_genie-2000\\_basic\\_spectroscopy\\_software\\_spec\\_sheet\\_2.pdf?1562601384](https://mirion.s3.amazonaws.com/cms4_mirion/files/pdf/spec-sheets/c40220_genie-2000_basic_spectroscopy_software_spec_sheet_2.pdf?1562601384)
- [16] Slivka, J., Bikit, I., Vesković M., Čonkić, Lj., *Gama spektrometrija: specijalne metode i primene*, Univerzitet u Novom Sadu, 2000.
- [17] TableCurve2D Home, <http://www.sigmaplot.co.uk/products/tablecurve2d/tablecurve2d.php>
- [18] Geant4 Collaboration, Geant4 - a simulation toolkit. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 506 (2003) 250–3038

## Biografija



Danijel Velimirović je rođen 24. septembra 1993. godine u Vojniću, Republika Hrvatska. Osnovnu školu "Dositej Obradović" završava u Irigu, nakon koje završava Gimnaziju "Stevan Pužić" u Rumi. Godine 2012. upisuje Prirodno-matematički fakultet, smer Profesor fizike, koji završava 2018. godine. Po završenim osnovnim, upisuje master studije Nuklearne fizike.

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:* Danijel Velimirović

**AU**

*Mentor:* prof. dr Dušan Mrđa

**MN**

*Naslov rada:* Ispitivanje

**NR**

*Jezik publikacije:* srpski (latinica)

**JP**

*Jezik izvoda:* srpski/engleski

**JI**

*Zemlja publikovanja:* Republika Srbija

**ZP**

*Uže geografsko područje:* Vojvodina

**UGP**

*Godina:* 2019

**GO**

*Izdavač:* Autorski reprint

**IZ**

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

**MA**

*Fizički opis rada:* 7 poglavlja / 36 strana / 18 referenci / 7 tabela / 29 slika

**FO**

*Naučna oblast:* Fizika

**NO**

*Naučna disciplina:* Nuklearna fizika

**ND**

*Predmetna odrednica/ključne reči:* Monte Karlo, Geant4, Gama spektrometrija, Radijum

**PO**

**UDK**

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

**ČU**

*Važna napomena:* Nema

**VN**

*Izvod:* U ovom radu je koristeći Monte Karlo simulacije ispitana prostorna raspodela Ra 226 i njegovih potomaka unutar uzoraka vode. Za potrebe rada pripremljena su dva vodena rastvora sa poznatim koncentracijama aktivnosti Ra 226 koji su snimljeni gama spektrometrijski, kao i simulacije u Geant4 softverskom paketu koje su korišćene u svrhu određivanja efikasnosti detekcije. Pomoću poznate koncentracije aktivnosti i efikasnosti dobijene iz simulacija može se utvrditi kakvu prostornu raspodelu zauzimaju Ra 226 i njegovi potomci.

**IZ**

*Datum prihvatanja teme:* 25.9.2019.

**DP**

*Datum odbrane:* 30.9.2019.

**DO:**

*Članovi komisije:*

**KO**

*Predsednik:* dr Kristina Bikit-Šreder, naučni saradnik

*Mentor:* prof. dr Dušan Mrda, redovni profesor

*Član:* prof. dr Dušan Zorica, vanredni profesor

UNIVERSITY OF NOVI SAD  
FACULTY OF SCIENCE AND MATHEMATICS

KEY WORDS DOCUMENTATION

*Accession number:*

**ANO**

*Identificacion number:*

**INO**

*Document type:* Monograph publication

**DT**

*Type of record:* Textual printed material

**TR**

*Content code:* Final paper

**CC**

*Author:* Danijel Velimirović

**AU**

*Mentor:* prof. Dr. Dušan Mrđa

**MN**

*Title:* Determination

**TI**

*Language of text:* Serbian (Latin script)

**LT**

*Language of abstract:* English

**LA**

*Country of publication:* Republic of Serbia

**CP**

*Locality of publication:* Vojvodina

**LP**

*Publication year:* 2019

**PY**

*Publisher:* Author's reprint

**PU**

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

**PP**

*Physical description:* 7 chapters / 36 pages / 18 references / 7 tables / 29 pictures

**PD**

*Scientific field:* Physics

**SF**

*Scientific discipline:* Nuclear physics

**SD**

*Subject/Key words:* Monte Carlo, Geant4, Gamma spectrometry, Radium

**SKW**

**UDK**

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

**HD**

*Note:* None

**N**

*Abstract:* In this work, the spatial distribution of Ra 226 and its progeny within water samples was investigated using Monte Carlo simulations. For the purpose of the work, two aqueous solutions with known concentrations of Ra-226 activity were prepared which were later recorded using gamma spectrometry. Simulations using Geant4 were also prepared for the purpose of determining detection efficiency. Using the known concentration of activity and efficiency obtained from the simulations, it is possible to determine the spatial distribution occupied by Ra-226 and its progeny in our water samples.

**AB**

*Accepted by the Scientific Board:* 25.9.2019.

**ASB**

*Defended on:* 30.9.2019.

**DO:**

*Thesis defend board:*

**DB**

*President:* Dr. Kristina Bikit-Šreder, research associate

*Mentor:* prof. Dr. Dušan Mrđa, full professor

*Member:* prof. Dr. Dušan Zorica, associate professor