



UNIVERZITET U NOVOM SADU  
PRIRODNO-MATEMATIČKI  
FAKULTET



*Poređenje verovatnoće odvijanja  $^{209}Bi(\gamma, p5n)^{203}Pb$  reakcije na  
60 MeV i na 80 MeV*

- master rad -

Mentor:

dr Miodrag KRMAR

Kandidat:

Jelena BARDAK

Novi Sad, 2021. godina

.....

Ovim putem bih da izrazim veliku zahvalnost mentoru ovog rada profesoru dr Miodragu Krmaru, na prenesenom znanju, neizmernoj podršci, razumevanju i strpljenju za jednog prilično komplikovanog studenta fizike. Hvala na svim onim kvalitetnim rock numerama, koje su pronašle svoje mesto i svrhu u periodu izrade ovog rada. Profesoru dr Nikoli Jovančeviću, na korisnim savetima i velikoj podršci tokom master studija, kao i neizmernom trudu da se nauči okrenem na pravi način. Volela bih da se osvrnem na svoje osnovne studije gde sam, pored svih profesora koji su doprineli mom akademskom obrazovanju, preneli mi znanje neophodno za dalja usavršavanja, ponajviše zahvalna profesoru dr Dušanu Zorici. Na svim savetima, dugim razgovorima, kako onim vezanim za predmete koje sam kao student slušala, tako i onim vezanim za život.

*Porodicu, koja je uz mene i nesebično pruža ljubav i podršku.*

*Prijateljima i svim onim sjajnim ljudima koji će se prepoznati u ovim redovima. Za svu nesebičnu ljubav, podršku na sve moguće načine i strpljenje koju su mi pružili, NIJE IM BILO LAKO. Nema ih mnogo, ali svako od njih je svestan koliko sam zahvalna na tome i koliko mi znače.*

.....

*Ono što se najmanje može uraditi jeste posvetiti ovaj prvi rad važnoj osobi u mom odrastanju, mom ocu.*

*Sadržaj:*

1	Uvod .....	4
2	Radioaktivnost.....	5
2.1.	Radioaktivni raspad.....	5
2.2.	Sukcesivne transformacije .....	9
3	Detektori zračenja.....	12
3.1.	Opšta podela detektorskih sistema .....	12
3.2.	Osnovne karakteristike detektorskih sistema.....	14
4.	Poluprovodnički detektori .....	19
4.1.	Poluprovodnici. PN spoj. Princip rada poluprovodničkih detektora.....	20
4.2.	Ge-detektori, prednosti i mane. HPGe detektori.....	22
5.	Interakcija zračenja sa materijom .....	23
5.1.	Gama zračenje.....	24
5.2.	Put interakcije gama zračenja sa materijom .....	26
5.2.1.	Fotoelektrični efekat .....	26
5.2.2.	Rasejanje zračenja. Compton-ov efekat.....	27
5.2.3.	Stvaranje para elektron-pozitron .....	29
5.3.	Atenuacija gama zračenja .....	29
6.	Izgled i osobine gama spektra .....	31
6.1.	Komponente gama spektra .....	32
7.	Zakočno zračenje .....	37
8.	Fotonuklearne reakcije.....	40
8.1.	Apsorpcioni spektar na energijama višim od GDR.....	44
8.2.	Reakcije tipa $(\gamma, xn)$ . Efikasni preseci .....	45
8.3.	Teorijski proračuni. TALYS.....	47
9.	Eksperimentalni deo .....	48
9.1.	$^{209}\text{Bi}$ početno jezgro. Karakteristike novostvorenih izotopa .....	49
9.2.	Analiza gama spektrometrijskih podataka.....	53
9.2.1.	Aktivnost. Odnos aktivnosti izotopa $^{203}\text{Pb}$ i $^{203}\text{Bi}$ , teorijski izraz. Formiranje interpolacijske funkcije.....	53
9.2.2.	Aktivnost. Odnos aktivnosti izotopa $^{203}\text{Pb}$ i $^{203}\text{Bi}$ . Eksperimentalno određivanje.....	55

9.2.3.	Određivanje efikasnosti detekcije.....	56
9.3.	Diskusija rezultata.....	59
10	Zaključak.....	65
	<i>Literatura</i> .....	66

## 1 Uvod

U ovom radu kroz dva velika dela, predstavljen je pokušaj da se analizom gama spektara potomaka fotonuklearnih reakcija izvedenih na  $^{209}\text{Bi}$  ustanovi da li je tom prilikom došlo do odigravanja-fotonuklearne reakcije oblika  $^{209}\text{Bi}(\gamma, p5n)^{203}\text{Pb}$ .

Kroz teorijski uvod, opisani su svi mehanizmi koji imaju veze sa vrstom nuklearnih reakcija koje su u ovom radu ispitivane. Tako je prvo poglavlje posvećeno radioaktivnom raspadu i mehanizmu sukcesivnih transformacija. Potom je opisana interakcija elektromagnetskog zračenja sa materijom, kao i njegova mogućnost atenuacije. Nakon toga u radu je opisana detaljnija slika principa rada poluprovodničkih detektora, koji su korišćeni u prikupljanju najvažnijih eksperimentalnih podataka za analizu ovog rada i diskusiju rezultata.

Najvažniji deo teorijskog uvoda odnosi se na mehanizam indukovana zakočnog zračenja, pomoću visokoenergetskog snopa ubrzanih elektrona na linearnom akceleratoru (ovde je korišćen LINAC-200, smešten u JINR, Dubna, Rusija). Nakon čega sledi opis interakcije tako stvorenog zračenja i mete (izotop bizmuta).

Eksperimentalni deo rada odnosi se na mogućnost ispitivanja odvijanja fotonuklearne reakcije  $^{209}\text{Bi}(\gamma, p5n)^{203}\text{Pb}$  na dve različite energije upadnog snopa, 60 MeV i 80 MeV. Pri čemu se kroz praćenje aktivnosti izotopa  $^{203}\text{Bi}$ , koji je formiran prilikom ozračivanja mete prirodnog bizmута, i izotopa  $^{203}\text{Pb}$  pokušalo doći do zaključaka važnih za ovaj rad.

Mogućnost za odvijanje gore navedene reakcije je proces male verovatnoće, jer vidimo da se kao jedan od izbačenih nukleona javlja proton. Naelektrisan nukleon, svakako mora savladati Coulomb-ovu potencijalnu barijeru, što u velikoj meri umanjuje verovatnoću njegovog izlaska iz jezgra, a da li se to dešava pokušali smo odgometnuti u nastavku.

U slučaju da se dobiju jasne naznake da je emisija protona u pomenutoj fotonuklearnoj reakciji merljiva, otvara se mogućnost daljnje teorijske nadogradnje. Ono što je dalji korak jeste teorijskim putem proceniti verovatnoću odvijanja pomenute reakcije, pomoću određenih softvera, kao što je TALYS, koji koristi već dobro poznate modele na osnovu kojih vrši simulaciju.

## 2 Radioaktivnost

1896. godina je godina od presudnog značaja za razvoj nuklearne fizike. Otkriće prirodne radioaktivnosti od strane Becquerel-a dalo je smernice za dalja ispitivanja. Njegova istraživanja vezana su za luminescenciju uranijumovih soli pomoću pobude prirodnom svetlošću. Kristal uranijumove soli postavio je na fotografsku ploču umotanu u crni papir, potom je izlagao prirodnoj svetlosti, kao rezultat dobijeno je da luminescentno zračenje stvara senku neprovodnih materijala koja je zabeležena na foto-ploči. Ono što je iznenadilo jeste da se isti efekat pojavio i u slučaju odsustva svetlosti, što dovodi do zaključka da je efekat osobina samog atoma ispitivanog elementa. Maria i Pierre Curie su potom ispitivali različite elemente kao bi našli slične efekte. Naime, rezultat ovih pokušaja je doveo do zaključka da i torijum pokazuje slična svojstva uranijumu, kasnije dolaze do saznanja da u rudi uranijuma (takozvana pehblenda) postoje i daleko aktivniji elementi, te otkrivaju polonijum i radijum. Zaključak koji se može izvesti je taj da je emisija zračenja spontan proces, koji ni na koji način ne može biti ubrzan proces, ili ipak usporen uz dodavanje energije spolja. Najprostija definicija bi bila da je to spontan proces transformacije jezgra pri čemu dolazi do promene ili sastava ili energetskog stanja u kojem se nalazilo.

Pored prirodne radioaktivnosti, postoji veštačka, koja nastaje kao rezultat nuklearnih reakcija, integracijom čestica (neutroni, protoni, deuteroni, gama zračenje i tome slično) u različita jezgra, a kao rezultat nastaju jezgra sa svim radioaktivnim svojstvima.

Nakon gore navedenih, Raderford i Soddy nastavljaju istraživanja u polju radioaktivnosti, ističući da se ona može objasniti na način da se nestabilna jezgra kroz proces radioaktivnog raspada transformišu u stabilna. Prihvaćen naziv za početno jezgro koje se transformiše je predak, dok ono koje nastaje je potomak.

### 2.1. Radioaktivni raspad

Ono što se podrazumeva pod radioaktivnim raspadom može se grubo svrstati u dve grupe; prva ukoliko pri radioaktivnom raspadu dolazi do promene sastava jezgra i druga ukoliko dolazi do promene energetskog stanja u kojem se jezgro nalazilo.  $\alpha$ - i  $\beta$ - raspad, pripadaju prvoj grupi, u ovom slučaju jezgro se transformiše na račun promene svog sastava. Alfa raspad je takav proces u kojem dolazi do emisije čestice koju čine dva protona i dva neutrona, dok pod beta raspadom podrazumevamo tri procesa, emisiju elektrona, pozitrona i zahvat elektrona, koji nastaju pod dejstvom istih mehanizama. Ustanovljeno je da je beta raspad najčešći oblik transformacije nestabilnih jezgara.

Spontana fisija, može da se uklopi u definiciju raspada u širem smislu. Tom prilikom se teška jezgra ( $^{238}\text{U}$ ,  $^{235}\text{U}$ ,  $^{232}\text{Th}$ ) dele na dva dela manjih masa.  $\gamma$ -raspad, po svojoj elektromagnetnoj

prirodi, ne dovodi do promene sastava jezgra, već do promene energetskog stanja u kojem se jezgro nalazi. Ovaj tip raspada gotovo uvek se javlja nakon alfa i beta, jer neretko jezgra nakon ovih raspada ostaju u nekom od svojih pobuđenih stanja, pri čemu se viška energije, do stabilne tvorevine, rešavaju kroz  $\gamma$ -raspad. Jezgra koja se raspadaju isključivo putem gama raspada, nazivaju se izomeri. Putem nuklearnih reakcija se kao produkti mogu dobiti i protoni, neutroni, nekoliko nukleona istovremeno, a ne samo prethodno opisane vrste emitovanih čestica ili fotona kako se podrazumevalo. Tu je potrebno postaviti granicu u smislu onoga šta se podrazumeva pod radioaktivnošću, jer imamo i procese koji rezultuju gotovo trenutnim raspadom. S tim u vezi, procesi raspada koji se odigravaju u vremenu kraćem od  $10^{-12}$  s nakon formirane tvorevine se ne smatraju radioaktivnošću.

U pogledu zakona održanja, kao energije, impulsa, momenta impulsa, naelektrisanja, oni pri radioaktivnom raspodu moraju biti održani. Navedimo samo zakon održanja energije kako izgleda za slučaj raspada:

$$M_0 c^2 = M c^2 + \sum_i M_i c^2 + E \quad (1)$$

$M_0$  predstavlja masu jezgra koje se raspada,  $M$  masa jezgra koje nastaje, dok pod  $M_i$  podrazumevamo sve one čestice koje tokom datog raspada mogu biti emitovane.  $E$  predstavlja energiju koja se deli na proekte.

*Zakon radioaktivnog raspada. Aktivnost.*

*Period poluraspada.*

Da bi se govorilo o zakonu radioaktivnog raspada, potrebno je koristiti teoriju verovatnoće iz razloga što su procesi koji dovode do raspada jezgra statističke prirode. Nemoguće je odrediti da li će se neko posmatrano jezgro, koje je nestabilno, raspasti baš u datom intervalu vremena. Ono što je izvesno i moguće, jeste odrediti u skupu velikog broja jezgara interval vremena za koji će se od ukupnog broja polovina raspasti. Pomoću ovoga može se odrediti jedino i samo verovatnoća za raspad pojedinačnog jezgra u nekom intervalu vremena.

Jasno, zakon radioaktivnog raspada izведен je pomoću eksperimentalnih činjenica. Matematički zapis se može izvesti na osnovu nekih aproksimacija. Posmatra se veliki broj atoma određene supstance i na njega se primenjuje kontinualna teorija, koja kaže da je u određenom intervalu vremena taj broj promenljiva veličina. Ovo je opravdana prepostavka iz razloga što se posmatra veliki broj atoma i svaki ima šansu da se raspadne u datom intervalu vremena. U ovome je upravo statistička priroda procesa definisana.

Verovatnoća da do raspada dođe u intervalu vremena u kojem se posmatra može da se predstavi na sledeći način izrazom:

$$p = \lambda \Delta t \quad (2)$$

$\lambda$  se sada definiše kao faktor proporcionalnosti.

Kako je definisano da do raspada dođe u nekom intervalu vremena, tako je moguće definisati izraz da do istog i ne dođe:

$$p_1 = 1 - \lambda \Delta t \quad (3)$$

Ukoliko atom preživi nekoliko ovakvih intervala  $\Delta t$  i ne raspadne se to se izražava kao:

$$p_n = (1 - \lambda \Delta t)^n \quad (4)$$

$\Delta t$  je zapravo količnik ukupnog vremena u kojem atom živi i broja intervala  $n$ , tako se izraz u nešto drugačijem obliku može zapisati kao:

$$p_n = \left(1 - \lambda \frac{t}{n}\right)^n \quad (5)$$

Ukoliko se ovaj broj vremenskih intervala pusti da teži do u beskonačnost, tada se definiše dobro poznata granična vrednost i ona je data kao:

$$\lim_{n \rightarrow \infty} p_n = \lim_{n \rightarrow \infty} \left(1 - \lambda \frac{t}{n}\right)^n \quad (6)$$

gore definisano predstavlja dobro poznat razvoj funkcije  $e^{-\lambda t}$ .

Gore izvedeno odnosi se na sistem od velikog broja atoma kojih u početnom trenutku ima  $N_0$ , a u svakom narednom intervalu vremena svaki od posmatranog broja atoma ima istu verovatnoću da se raspadne. Poznato je da se jedan deo raspada, dok ostali preživljava raspad, što se može zapisati kao:

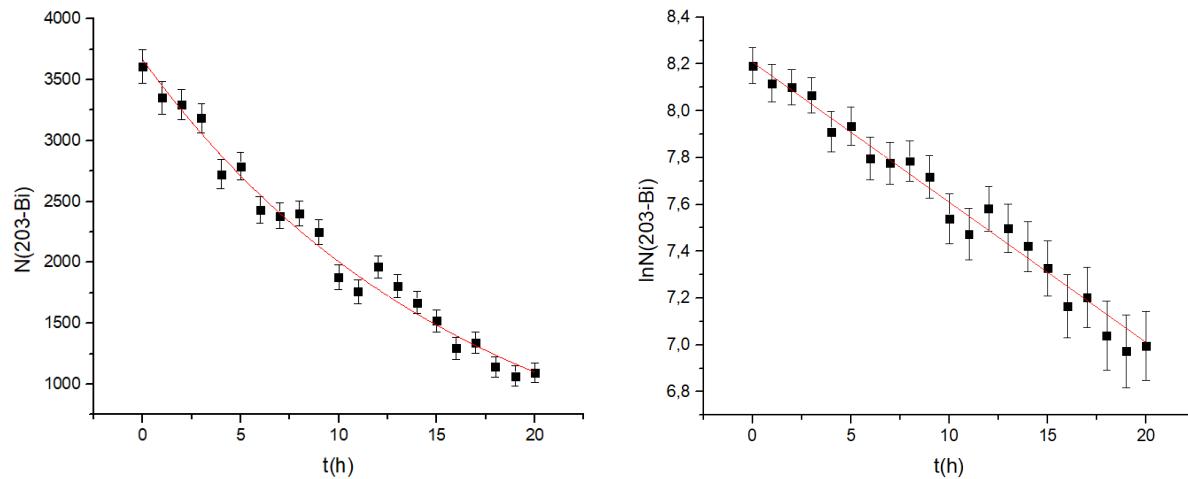
$$N = N_0 e^{-\lambda t} \quad (7)$$

pri čemu  $N$  predstavlja broj atoma koji nije doživeo raspad u vremenu, a  $\lambda$  predstavlja konstantu radioaktivnog raspada i karakteristika je svakog radioizotopa. Kad je već definisana konstanta radioaktivnog raspada, preko nje je moguće odrediti i srednji život nekog radioizotopa. Preko konstante raspada on se definiše kao:

$$\tau = \frac{1}{\lambda} \quad (8)$$

Srednji život predstavlja usrednjenu vrednost vremena života po celom skupu radioizotopa iste vrste.

Grafički promena broja atoma nekog elementa može da se prikaže u eksponencijalnoj, a češće i u logaritamskoj skali, jer u tom slučaju nagib krive daje konstantu raspada. Jedan takav primer prikazan je na slici ispod za uzorak  $^{203}\text{Bi}$  koji je i ispitivan u ovom eksperimentalnom radu, o čemu će biti više reči u nastavku.



Slika 1. Promena broja atoma  $^{203}\text{Bi}$  tokom vremena uz uračunate greške po odboru

Na ovako definisan zakon radioaktivnog raspada, matematički pomoću kontinualne teorije, može se primeniti infinitezimalni račun koji opisuje promenu broja atoma u vremenu:

$$\frac{dN}{dt} = -\lambda N_0 e^{-\lambda t} = -\lambda N \quad (9)$$

Veličina koja prirodno dolazi nakon gornjeg izraza predstavlja proizvod konstante raspada (verovatnoće raspada jednog jezgra) i ukupnog broja nestabilnih jezgara u uzorku naziva se *aktivnost* i predstavlja broj raspada u jedinici vremena za određen radioizotop i zavisna je jedino od količine radioaktivnog elementa tj. od  $N$ , što se može prikazati kao:

$$A = \lambda N \quad (9a)$$

i predstavlja absolutnu aktivnost.

Do sada smo definisali dve veličine koje su karakteristične za svaki radioaktivni atom, to su konstanta raspada i srednji život, treća, podjednako važna karakteristika svakog radioaktivnog izvora je *period poluraspada*. Period poluraspada se definiše kao ono vreme koje je potrebno da bi se od početnog broja radioaktivnih atoma raspala polovina. Pomoću prethodno definisanog zakona radioaktivnog raspada to se može izraziti na sledeći način:

$$\frac{N_0}{2} = N_0 e^{-\lambda t_{1/2}} \quad (10)$$

$\frac{N_0}{2}$  je broj neraspadnutih jezgara, polovina je za vreme jednog perioda poluraspada preživela.

Logaritmovanjem prethodnih izraza, dobija se:

$$\ln \frac{1}{2} = -\lambda t_{1/2} \quad (11)$$

$$t_{1/2} = \frac{0,639}{\lambda} \quad (12)$$

Iz relacije se vidi da je period poluraspada obrnuto proporcionalan konstanti raspada.

## 2.2. Sukcesivne transformacije

Sukcesivne transformacije su transformacije pri kojima radioaktivne supstance nastaju jedna iz druge, putem mehanizma radioaktivnog raspada. Ovakav jedan vid transformacija, formira radioaktivni lanac koji se završava jednim od stabilnih elemenata. Najčešće je slučaj da je potrebno odrediti broj atoma nekog člana niza, njegov period poluraspada, ili konstantu raspada. To se može odrediti ukoliko sukcesivne transformacije posmatramo na sledeći način:

$$N_1 \xrightarrow{\lambda_1} N_2 \xrightarrow{\lambda_2} N_3$$

Prvi član niza se raspada na drugi, nakon čega se drugi transformiše u treći koji je poslednji član, njim se lanac završava i on je njegov stabilan član. Konstante raspada su naznačene za svaki radioaktivni član iznad strelice, redom.

Kako se proces transformacije odvija kroz mehanizam radioaktivnog raspada, onda se i za svaki član niza može napisati odgovarajuća diferencijalna jednačina:

za prvi član bi ona glasila:

$$\frac{dN_1}{dt} = -\lambda_1 N_1 \quad (13)$$

dakle prvi član niza, predak se raspada i njegova aktivnost je data relacijom iznad;

za drugi član niza definisan je izraz:

$$\frac{dN_2}{dt} = \lambda_1 N_1 - \lambda_2 N_2 \quad (14)$$

što predstavlja aktivnost potomka i za treći član niza, ujedno i stabilni ( $\lambda_3 = 0$ ) jednačina glasi:

$$\frac{dN_3}{dt} = \lambda_2 N_2 \quad (15)$$

Rešavanjem diferencijalnih jednačina, dobija se vrednost broja atoma svih članova niza.

Za prvi član rešenje diferencijalne jednačine je oblika  $N_1 = N_{01}e^{-\lambda_1 t}$ , rešavanjem jednačine za drugi član niza, uvrštavanjem izraza za  $N_1$ , postupno dobija se:

$$\frac{dN_2}{dt} = \lambda_1 N_{01} e^{-\lambda_1 t} - \lambda_2 N_2 \quad (16)$$

$$\frac{dN_2}{dt} + \lambda_2 N_2 = \lambda_1 N_{01} e^{-\lambda_1 t}; množenjem sa e^{\lambda_2 t} \quad (17)$$

$$\frac{dN_2}{dt} e^{\lambda_2 t} + \lambda_2 N_2 e^{\lambda_2 t} = \lambda_1 N_{01} e^{-\lambda_1 t} e^{\lambda_2 t} \quad (18)$$

dobija se sledeći izraz:

$$\frac{d}{dt}(N_2 e^{\lambda_2 t}) = \lambda_1 N_{01} e^{(\lambda_2 - \lambda_1)t} / \int \quad (19)$$

$$N_2 e^{\lambda_2 t} = \lambda_1 N_{01} \int e^{(\lambda_2 - \lambda_1)t} dt = \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} N_{01} e^{(\lambda_2 - \lambda_1)t} + const. \quad (20)$$

broj atoma drugog člana dobija se deljenjem gornjeg izraza sa  $e^{\lambda_2 t}$ :

$$N_2 = \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} N_{01} e^{-\lambda_1 t} + const. e^{-\lambda_2 t} \quad (21)$$

const. predstavlja konstantu integrala obzirom da se radi o neodređenom integralu. Ista može da se odredi iz početnih uslova, u trenutku  $t = 0$  neka je pretpostavka da je bilo  $N_{02}$  atoma potomka, konstanta iznosi:

$$const. = N_{02} - \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} N_{01} \quad (22)$$

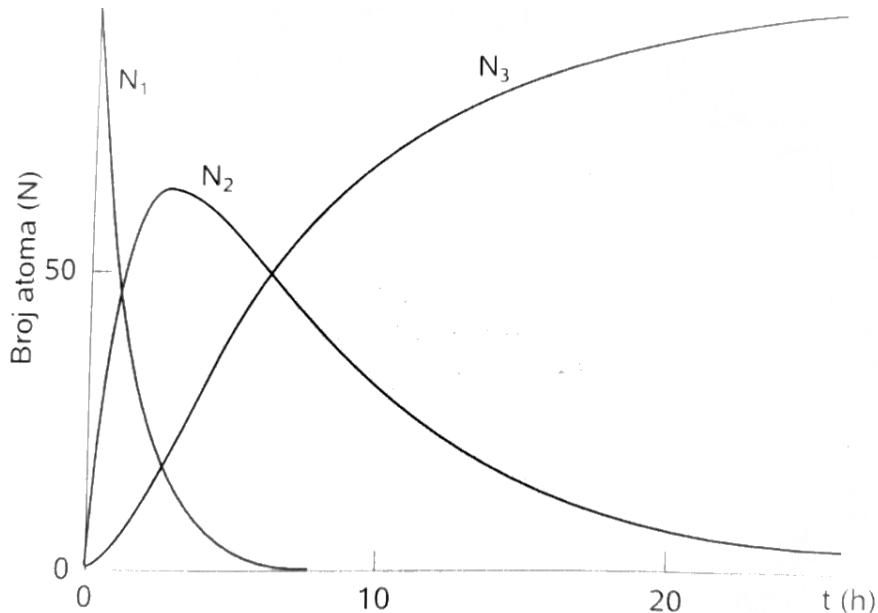
sada se može napisati krajnji izraz za broj atoma drugog člana niza, koji je zavisan od vremena, nastalih raspadom pretka:

$$N_2(t) = \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} N_{01} (e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_2 t}) + N_{02} e^{-\lambda_2 t} \quad (23)$$

Istim postupkom dobija se i broj atoma poslednjeg člana niza, koji je stabilan. Ovde je prikazan samo njegov krajnji oblik, sa sve uračunatom konstantom integracije:

$$N_3(t) = N_{03} + N_{02}(1 - e^{-\lambda_2 t}) + N_{01}(1 - \frac{\lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1} e^{-\lambda_1 t} + \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} e^{-\lambda_2 t}) \quad (24)$$

Najčešći slučaj primenjivan u praksi za početni uslov uzima sledeće  $N_{01} \neq 0$ , dok su  $N_{02}$  i  $N_{03}$  ravni nuli. Ukoliko se ovo iskoristi i ubaci u prethodne krajnje oblike za  $N_2(t)$  i  $N_3(t)$  jednačine izgledaju pojednostavljene u jednu ruku. Na slici ispod, je grafik na kojem su predstavljene krive koje reprezentuju rešenja jednačina za sva tri člana. Periodi poluraspada su, za pretka 1h, a za drugi član ili potomak 5h, treći je stabilan, ne raspada se. Početni broj jezgara koji se raspada je 100.



Slika 2. Niz od tri člana koja su razmatrana

Sa grafika se jasno vidi da za predak odnosno prvi član niza broj atoma u vremenu je sve manji, on se raspada, mehanizmom sukcesivnih transformacija prelazi u potomka, čija aktivnost doseže maksimalnu vrednost, potom jer je i sam nestabilan, raspada se u sledećeg člana u nizu. Tendencija konstantnog rasta trećeg člana u nizu je jasna, jer je on stabilan član i broj njegovih atoma naposletku doseže broj 100 od kojeg se i krenulo.

Račun koji je primenjen na diskusiju radioaktivnog niza od tri člana, naravno može biti proširen za niz od  $n$ -članova. U tom slučaju se radi i o *n-diferencijalnih jednačina*, nakon kojih dolazi i određivanje *n-integracionih konstanti* pomoću početnih uslova koji su već pomenuti.

### 3 Detektori zračenja

U najprostijem, uređaji koji su u mogućnosti da registruju i saopšte određene informacije o ionizujućem ili neutronskom zračenju koje je kroz njih prošlo.

Danas postoji mogućnost prikupljanja najrazličitijih informacija o zračenju koje je došlo do mernog uređaja, dok su pioniri detekcije mogli samo da nam kažu da li je prostor izložen zračenju ili ipak ne. Pomoću detektora u mogućnosti smo da odredimo intenzitet, tip zračenja, energiju kada je reč o fotonima, zatim u slučaju čestičnog zračenja značajna nam je energija, brzina, masa, srednji život, spin, magnetni moment. Sve su ovo informacije koje su u nuklearnom svetu od značaja za razumevanje i mogućnost objašnjenja procesa koji se odvijaju na nivou jezgra.

Kako su znanja o interakciji ionizujućeg zračenja sa materijom rasla, metode detekcije su se razvijale ubrzano. Fotografska emulzija je bez sumnje prvi detektor, potom su usledili elektroskop i spintariskop koji rade na principu svetlucanja određenih materijala pod dejstvom ionizujućeg zračenja. Princip rada od prvih do današnjih detektora nije se mnogo menjao, jer u osnovi svih leži fenomen jonizacije i ekscitacije atoma sredine kroz koju ispitivano zračenje prolazi.

Dobro je poznato da se kao rezultat interakcije zračenja sa materijom, odnosno medijumom kojim je ispunjena aktivna zapremina detektora, dobija signal ili slika. U daljem procesu potrebno je takav jedan signal ili sliku obraditi, kako bi se dobila željena informacija, ona može biti o svojstvu zračenja ili ipak o telu koje to zračenje emituje. Aktivna zapremina detektora može biti različita, recimo gas, scintilator, poluprovodnik, pothlađena vodena para, pregrejana tečnost, filmska emulzija itd. Isto važi i za zapreminu detektora, kreće se od najmanjih dimenzija do zaista ogromnih poput onih koje se koriste u Super-KamioKande eksperimentu.

U ovom poglavlju rada akcenat će biti prevashodno na poluprovodničkim detektorima, jer sam eksperimentalni deo realizovan je pomoću njih. Kakve su njihove karakteristike, koje su to prednosti i mane?

#### 3.1. Opšta podela detektorskih sistema

Postoji veliki broj klasifikacija detektorskih sistema, ovde ćemo se pozabaviti nekim od osnovnih koje se često pominju.

*Podela detektora na diferencijalne i integralne detektorske sisteme*

Kada se kaže integralni detektorski sistem intuitivno se već govori o nekom ukupnom efektu koje zračenje izaziva prolaskom kroz aktivnu zapreminu sistema. Integralni tipovi detektora najčešće se koriste kao dozimetri, jer daju informaciju o ukupnom intenzitetu zračenja, odnosno energiji koju je ono ostavilo.

Diferencijalni tipovi, upućuje na nešto izdeljeno, to su upravo oni detektorski sistemi koji imaju mogućnost da registruju pojedinačne čestice zračenja. Ovaj tip zapravo prebrojava čestice koje su dospele do sistema, kao što to rade recimo Geiger-Muller-ovi brojači, neki komplikovaniji, mogu ipak i da daju informaciju o deponovanoj energiji koju je zračenje ostavilo ili informaciju o nekom drugom svojstvu jezgra koje je od interesa.

Od značaja je naglasiti da se jednim istim detektorom može registrovati različito zračenje, misli se pre svega na vrstu, da li su to na primer  $\alpha$ ,  $\beta$  ili  $\gamma$  zraci. Geiger-Muller-ovi brojač može detektovati  $\beta$  čestice, ali i  $\alpha$ , jer one ionizuju aktivnu zapreminu detektora, odnosno gas, dok detekcija  $\gamma$  zračenja mora da se vrši posredno putem GM brojača, pomoću jonizacije elektronima koji su nastali putem fotoefekta, efekta para ili Komptonovog efekta.

### *Podela detektora na električne i optičke sisteme*

Vizuelni detektori, odnosno optički, prikazuju putanju kojom se čestica kretala, takođe oni prikazuju i putanje čestica koje su nakon interakcije sa primarnim zračenjem dobiti mogućnost da i same ionizuju sredinu u kojoj se nalaze. Ako se posmatra putanja čestice vizuelno uočava se trag koji ona ostavlja, dobija se informaciju o pravcu kretanja, interakciji, načinu na koji se raspala data čestica. Takođe, postoji pristup informacijama kao što su geometrijski uslovi pod kojima se neki sudar, odnosno interakcija desila. Neki od tipova vizuelnih detektora su dobro poznati, kao što su Wilson-ova ekspanzivna komora, mehurasta komora, nuklearna emulzija i drugi.

Električni detektori, odnosno detektori električnog tipa, daju električni signal, koji predstavlja kratkotrajni naponski signal koji je rezultat interakcije zračenja koje je dospelo do aktivne zapremine. Ovakav električni signal nastaje zapravo usled nakupljanja nanelektrisanja koje se generiše prolaskom zračenja kroz materiju. Takođe, signal može da nastane i usled pretvaranja svetlosne energije koja se emitovala na račun scintilacija ili Čerenkovljevog efekta. Jedan ovakav tip detektora je i brojač, on radi u diferencijalnom režimu, broji signale koji su dospeli nakon registrovanja pojedinačnih događaja, tj. čestica zračenja. Prednost im je brzo sakupljanje i prikazivanje podataka, pogodni su za tačno definisane geometrije, kao što je npr. određivanje broja čestica rasejanih iz snopa pod određenim uglom u funkciji energije snopa. Nisu pogodni za analizu komplikovanih procesa u kojima je moguća emisija velikog broja čestica. Njima se može dobiti informacija o tipu, energiji, brzini, nanelektrisanju, masi.

### 3.2. Osnovne karakteristike detektorskih sistema

Opšti pregled karakteristika koje bi trebalo da poseduju detektorski sistemi, kako bi služili nameni za koju su i napravljeni, odnosno da bi se njima mogla vršiti adekvatna merenja i na osnovu tih merenja mogli izvući zaključci od interesa.

U opšte karakteristike detektorskih sistema ubrajaju se sledeći elementi:

-  Osetljivost
-  Mrtvo vreme
-  Efikasnost
-  Energetska rezolucija
-  Odziv, funkcija odziva i vreme odziva
-  Masena ili električna rezolucija
-  Efikasna zapremina

#### *Osetljivost detektora*

Kada se govori o osetljivosti detektora misli se na karakteristiku detektora da proizvede upotrebljiv signal nakon interakcije određenog zračenja sa aktivnom zapreminom sistema. Osetljivost detektora jasno ne može biti ista za sve tipove zračenja na svim energijama, stoga imamo tako konstruisane detektore da su osetljivi na tačno određen tip zračenja u tačno definisanom opsegu, dok izvan njega detektor daje zapravo signal koji je neupotrebljiv, a efikasnost detekcije, koja će u nastavku biti definisana, je smanjena.

Osetljivost detektora može da varira i zavisi od nekoliko značajnih faktora, a to su: efikasni presek za ionizaciju unutar aktivne zapremine sistema, osetljivost zavisi od mase detektora, šuma koji je prisutan unutar njega kao i od zaštite koja se koristi oko detektora. Masa detektora i presek za ionizaciju određeni su verovatnoćom da upadno zračenje izgubi deo ili baš celokupnu svoju energiju na ionizaciju unutar aktivne zapremine. Svakako masa detektora zavisi i od tipa zračenja i energije, odnosno od namene detektora.

Logično je da alfa i beta zračenje kao nanelektrisane čestice imaju veću specifičnu ionizaciju, te će proizvesti ionizacije čak i u slučaju detektora niske gustine i male zapremine. Za neutralne čestice karakteristično je da one prvo u aktivnoj zapremini detektora moraju da stvore nanelektrisane čestice sposobne za ionizaciju, pa je i presek za ove interakcije obično manji. Naravno potrebno je preći prag, tj. ostvariti dovoljnu količinu ionizacije da bi signal koji smo dobili tim putem bio registrovan i u krajnjem upotrebljiv. Prag, odnosno donja granica je definisana šumom koji dolazi od detektora i šumom koji dolazi od elektrona. Sam šum je posledica promene napona ili struje na izlazu iz detektora, nezavisno da li zračenje postoji ili ne.

Naš signal koji želimo dobiti na izlazu, svakako mora da bude viši od srednjeg šuma, da bi mogao da se koristi, odnosno obrađuje.

Faktor koji se takođe ne može zanemariti kada je u pitanju osetljivost detektora, jeste materijal koji pokriva unutrašnjost prozora na aktivnoj zapremini. Usled apsorpcije, jedino zračenje određene energije može proći kroz njega i biti detektovano. Ova energija je zapravo donja granična energija koja može biti detektovana.

#### *Odziv detektora, funkcija odziva i vreme odziva*

Ovo bi bila karakteristika koja daje vezu između energije zračenja i visine signala koji se javlja na izlazu. Količina jonizacije, trebalo bi da je proporcionalna energiji koju upadno zračenje izgubi kada prolazi kroz aktivnu zapreminu detektora. Kada su u pitanju detektori električnog tipa, signal na izlazu je stujnog oblika, pa je i mera jonizacije zapravo mera prikupljenog nanelektrisanja. Kontinualan režim rada je takođe moguć, tada je signal kontinualna promena struje ili napona u vremenu, zavisno od intenziteta zračenja. Količina jonizacije je tada predstavljena integralom električnog impulsa u funkciji vremena, koji je proporcionalan visini signala na izlazu. Linearan odziv detektora je zapravo idealan slučaj, tada prevođenje visine signala u energiju je najjednostavnije. Odziv detektora zavisi i od energije i vrste čestice. Prethodna tvrdnja govori da linearan odziv za jednu vrstu čestice ne mora biti linearan za drugu.

Spektar koji se dobije, odnosno odziv, sačinjen je iz električnih impulsa koje detektor registruje kada se bombarduje monoenergetskim zračenjem. Takav spekar je oblika Gauss-ove raspodele, međutim ako se zanemari širina linije, usled neodređenosti, govorimo o Dirac-ovoj delti, tada signal koji se dobije, odnosno njegova fiksna amplituda odgovara direktno energiji upadnog zračenja. Naravno u zavisnosti od vrste zračenja ne dobija se uvek Gauss-ova kriva. U slučaju gama zračenja, potrebno je najpre "prevesti ga" u nanelektrisane čestice, kako bi postalo detektabilno. To se čini putem njegove interakcije sa aktivnom zapreminom, a to su tri načina: Compton-ovo rasejanje, stvaranje para i fotoelektrični efekat. Putem fotoefekta, kompletна energija se preda fotoelektronu koji biva zaustavljen u detektoru. Dok je energija svih fotoelektrona ista, vrh je oštar, kao što daje Gauss-ov odziv, međutim kod gama zraka koji su se rasejali putem Compton-ovog rasejanja stvar je nešto drugačija. Ova raspodela, tj. odziv je kontinualna. Slično je i kod mehanizma stvaranja para.

Oblik krive može da se predviđa ako su poznati načini na koje određen tip zračenja interaguje sa aktivnom zapreminom detektora. Ukoliko gama zračenje uspe da proizvede nanelektrisane čestice unutar osjetljive zapremine, energija će biti detektovana od strane propratne elektronike koja se nadovezuje na sistem.

U slučaju detektora koji se koristi za merenje spektra gama zračenja, funkcija odziva biće data kao:

$$f(E) = \int S(E')R(E', E)dE' \quad (25)$$

$R(E', E)$  - odzivna funkcija detektora na upadnoj energiji  $E$

$S(E')$  - energetski spektar gama zračenja

Poznavanje spektra gama zračenja iz gornje izmerene distribucije pikova zahteva poznavanje funkcije upadne energije  $R(E', E)$ .

Vreme odziva predstavlja vreme koje je potrebno da se generiše signal nakon dolaska zračenja u detektorski sistem. Naravno, poželjno je da je ovo vreme što kraće. Vreme trajanja određenog signala je bitna stvar isto, jer dok jedan signal traje drugi nije u mogućnosti da se registruje, ili će se sumirati sa prvim, jer u tom trenutku detektor nije osjetljiv na zračenje. Ako se to dešava, postoji način da se propratnom elektronikom, tj. izborom kola odbace takvi signali, to je tzv. nasumično sumiranje. Ovo doprinosi mrtvom vremenu detektora, predstavlja ograničavajući faktor jer na taj način stvarni broj registrovanih događaja se smanjuje.

### *Efikasnost detekcije*

Uzmimo za primer izvor gama zračenja, izotropan, jasno je da ne stižu svi gama zraci do detektorskog sistema. Prostorni ugao koji detektor zauzima je konačan, pored toga sve čestice i koje dođu do detektora ne znači da će s njim i interagovati, to je zavisno od određenih faktora, strukture detektora ili energije gama zračenja koje do njega stiže. Dakle, potrebno je odrediti koji dio od ukupnog broja izraženih čestica je interagovao sa detektorom. To nam predstavlja u najopštijem definiciju efikasnosti detekcije.

Kada pričamo o efikasnosti u sklopu gama spektrometrijskih merenja, postoje različite vrste i mogu se predstaviti na sledeći način:

- relativna efikasnost detekcije - kolika je efikasnost detekcije gama zraka  $^{60}\text{Co}$  energije 1332.5 keV pomoću Ge-detektora u odnosu na efikasnost standardnog scintilacionog detektora sa kristalom NaI(Tl) veličine  $3 \times 3$  inča
- apsolutna efikasnost detekcije u piku pune apsorpcije - definiše se kao odnos registrovanih događaja u vrhu pune energije i emitovanih gama zraka iz izvora. Za određivanje apsolutne efikasnosti pika pune apsorpcije potrebno je imati kalibracioni izvor (recimo  $^{152}\text{Eu}$ , zbog veoma širokog opsega energija), snimi se spektar i pomoću relacije se računa efikasnost za bilo koji izvor poznate aktivnosti:

$$\varepsilon = \frac{N}{A_0 * e^{-t/T_{1/2}} * p_\gamma} \quad (26)$$

potrebno je naglasiti da ova vrsta efikasnosti zavisi i od geometrije izvor-detektor

- apsolutna totalna efikasnost - definiše detekciju gama kvanta bilo gde u spektru. To znači ne samo na energiji koja odgovara upadnoj energiji gama zraka, već ukoliko on doživi recimo Compton-ovo rasejanje, da se taj deo deponovane energije detektuje na nekom drugom mestu u spektru

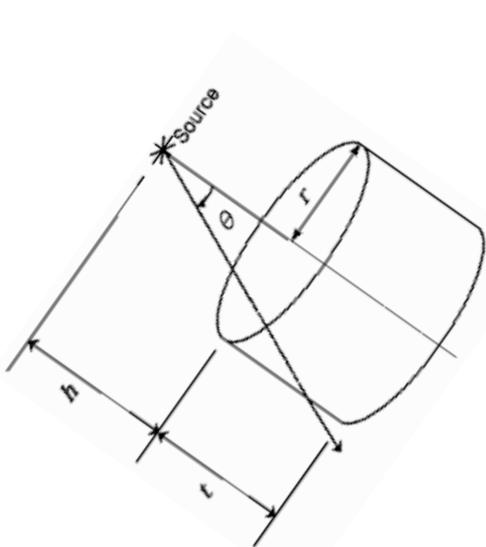
- unutrašnja (sopstvena) efikasnost detektora - odnos odbroja u spektru prema broju gama zraka koji padnu na detektor. Ova efikasnost je osnovni parametar detektora i nezavisna je od geometrije izvor-detektor

Gore definisane efikasnosti su u suštini podela na absolutnu i unutrašnju efikasnost detekcije, kako su povezane može se prikazati relacijom:

$$\varepsilon = \varepsilon_g \cdot \varepsilon_{sop} \quad (27)$$

gde je  $\varepsilon_g$ , geometrijski faktor koji je zavisan od oblika izvora i detektora, kao i njihovog međusobnog položaja.

Na slici u nastavku je primer za slučaj tačkastog izvora, najjednostavniji, gde je rastojanje između izvora i detektora daleko veće od dimenzija izvora, pri čemu izvor leži na osi detektora.



Geometrijski faktor se može računati kao odnos efektivnog prostornog ugla koji zauzima detektor, posmatrano sa mesta gde se nalazi izvor i ukupnog ugla:

$$\varepsilon_g = \frac{\Omega}{4\pi} = \frac{\pi r^2}{4\pi h^2} = \frac{r^2}{4h^2} \quad (28)$$

gdje je  $r$  poluprečnik prozora detektora,  $h$  je rastojanje detektora od izvora, a  $\Omega$  je prostorni ugao ka detektoru.  $\Omega$  se računa kao integral preko površine detektora koja je okrenuta ka izvoru.

Slika 3. Geometrija izvor-detektor

### *Energetska rezolucija detektora*

Detektorski sistemi koji imaju mogućnost da daju informacije o energiji upadnog zračenja najvažnija karakteristika koju je potrebno da poseduju je dobra energetska rezolucija.

Predstavlja sposobnost detektora da razdvoji dve linije bliskih energija. Energetska rezolucija se zapravo određuje tako što se snop monoenergetskog zračenja uputi ka detektoru pa se posmatra spektar. Idealno jeste da je na spektru uočljiva delta funkcija, što u realnosti nije nikad slučaj. Uvek je to složen vrh sa konačnom širinom, odnosno raspodela Gauss-ovog oblika. Za ovo je odgovorana stohastička priroda interakcije zračenja i aktivne zapremine detektorskog sistema.

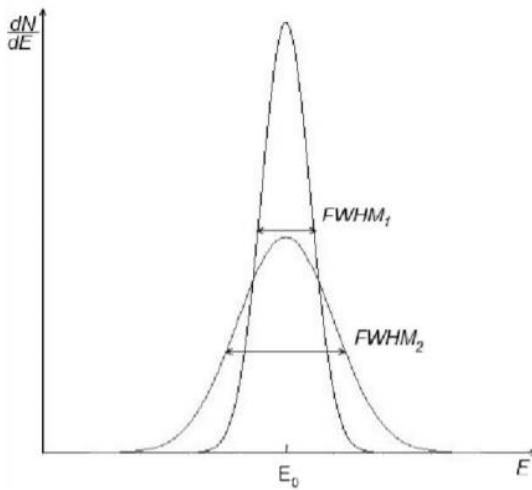
Energetska rezolucija definiše se preko parametra zvanog totalna širina na polovini visine vrha (FWHM – full width at half maximum), ako su dve energije bliže od ovog intervala biće

nemoguće posmatrati ih razdvojeno. Ono što utiče na vrednost FWHM sačinjeno je iz nekoliko faktora, kao što su: stohastička priroda dobijenog signala, zatim šum koji je neizbežno da se javi, nesavršenost elektronike (kroz fluktuacije u naponu kao jedan od primera). Od svih navedenih efekata najveći doprinos ima stohastička priroda dobijenog signala, jer se ogleda u različitom broju stvorenih nosilaca naielktrisanja, koji generišu dati signal, pri merenju fotona iste energije. Relativna rezolucija takođe se može definisati.

Kao što se vidi u relaciji ispod ona predstavlja odnos širine krive na polovini visine i energije  $E_0$  (energija koja odgovara centralnom delu krive, ono što bi odgovaralo delta odzivu):

$$R = \frac{FWHM}{E_0} \quad (29)$$

Gore navedeni izraz za rezoluciju uglavnom se izražava u procentima. Poznato je da za energije gama zračenja oko 1MeV NaI detektor ima rezoluciju između 8% i 9%, dok za iste te gama zrake germanijumski detektor ima rezoluciju reda 0,1%. Jasno što je vrednost rezolucije manja, to je detektor bolji.



Slika4. Odziv dva detektora različitih rezolucija

### Mrtvo vreme

Mrtvo vreme detektora definiše se kao onaj interval vremena koji mora da prođe da bi dva uzastopna događaja bila registrovana kao pojedinačni impulsi.

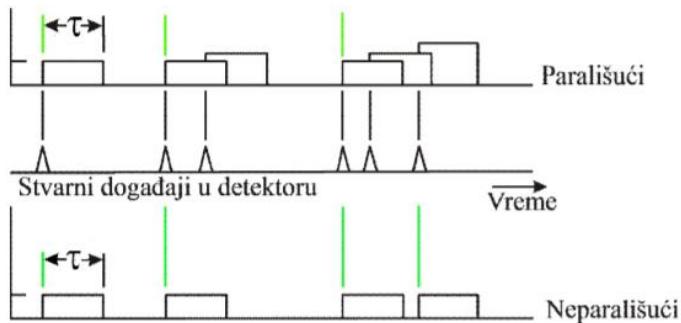
Definisano je karakteristikama samog detektorskog sistema i sistema za registraciju impulsa. Jedan detektorski sistem može da bude osetljiv na druge događaje koji dolaze u intervalu mrvog vremena. Ukoliko je neosetljiv svi događaji bivaju izgubljeni, ukoliko nije, događaji mogu da se prikupljaju što utiče na distorziju signala i u krajnjem na gubitak obe informacije. Jasno je, teži

se minimalizaciji uticaja mrtvog vremena. To se može postići na način da se brzine brojanja drže nisko, kako bi se smanjila verovatnoća drugog događaja unutar ovog vremena. Mrtvo vreme je karakteristično za svaki deo detektorskog sistema, svaka komponenta ima svoje mrtvo vreme koje se mora uzeti u obzir.

Slika ispod govori o osetljivosti, odnosno neosetljivosti detektoru na događaje za vreme trajanja mrtvog vremena.

Nenadovezujući (neparalizujući) tipovi sistema odbacuju sve događaje koji su se desili za vreme trajanja mrtvog vremena, prosto oni ostaju neopaženi.

Karakteristika nadovezujućih (paralizujućih) sistema jeste da oni ostaju osetljivi i tokom intervala trajanja mrtvog vremena, te tako se mrtvo vreme produžava, tj. svaki događaj koji dospe unosi svoje mrtvo vreme. Ako je brzina brojanja velika ova vremena se preklapaju, dobijamo produžen period tokom kojeg nijedan događaj ne biva prihvaćen.



Slika 5. Osetljivost detektoru kao funkcija mrtvog vremena

#### *Efikasna zapremina*

Već pominjana mnogo puta, predstavlja zapreminu onog dela prostora unutar detektora, koji nakon interakcije sa zračenjem je u stanju da proizvede signal ili trag kojim su se čestice kretale, u slučaju vizuelnih detektorskih sistema. To je zapravo osetljiva, aktivna zapremina našeg sistema. Često su uslovi takvi da je neophodno da efikasna zapremina bude što je moguće veća.

## 4. Poluprovodnički detektori

Krajem 50-ih i početkom 60-ih godina poluprovodnički detektori su našli svoje mesto kao u oblasti gama spektrometrije, tako i u oblasti detekcije nanelektrisanih čestica. Naziv već

govori da je najznačajniji deo ovih detektorskih sistema kristala poluprovodnika (najčešće je to Si i Ge).

Najprostije rečeno, prolaskom zračenja kroz poluprovodnički materijal stvara se velika količina parova elektron-šupljina koji bivaju prikupljeni od strane električnog polja. Mechanizam stvaranja parova elektron-šupljina biće u nastavku detaljnije objašnjen. Sakupljeno naelektrisanje ima sposobnost da stvori naponski signal na otporniku i da na taj način da informacije o interakciji zračenja i aktivne zapremine detektora (što je u ovom slučaju kristal poluprovodnika).

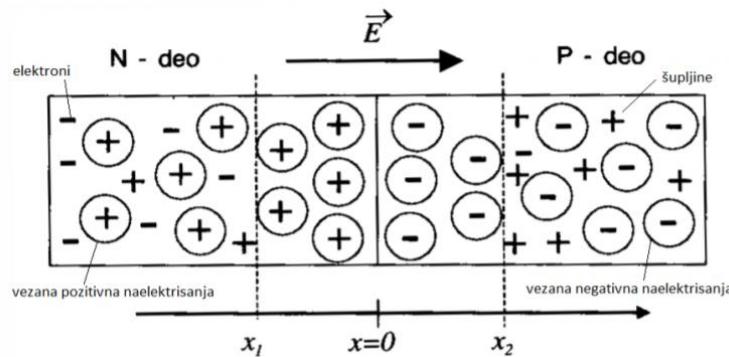
#### 4.1. Poluprovodnici. PN spoj. Princip rada poluprovodničkih detektora.

U ovom radu akcenat je na germanijumskim poluprovodničkim detektorima, stoga će njihov princip rada biti i opisan.

Poluprovodnici po svojim karakteristikama su između izolatora i provodnika, slabo provode struju na sobnoj temperaturi, nalaze se u čvrstom stanju. Atomi poluprovodnika poseduju četiri valentna elektrona, pomoću kojih grade kovalentne veze sa susednim atomima. Mogućnost porasta provodljivosti poluprovodničkih materijala raste na račun dodavanja primesa, tačnije dopiranjem, donorskih i akceptorskih. Na ovaj način se između provodne i valentne zone formiraju novi nivoi. P-tip poluprovodnika je onaj gde se primarni kristal dopira atomima koji poseduju tri valentna elektrona, na taj način se formiraju šupljine i predstavljaju glavni tip nosilaca naelektrisanja, a ukoliko se kristal dopira atomima koji imaju pet valentnih elektrona, tada imamo višak negativnog naelektrisanja, elektroni sada predstavljaju glavne nosioce, to je tzv. N-tip poluprovodnika.

Važno je naglasiti da poluprovodnički kristali koji se koriste u detektorskim sistemima moraju imati mogućnost da izdrže veliki gradijent električnog polja, kako bi na najefikasniji način prikupili smo indukovano naelektrisanje usled prolaska zračenja, potom da su visoko otporni, te da im je pokretljivost nosilaca naelektrisanja velika.

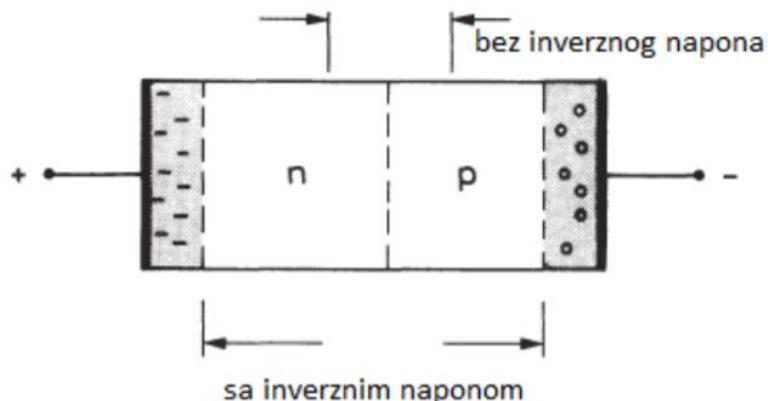
Spajanjem P- i N-spoja dobija se PN spoj koji predstavlja neizostavan deo detektora. U tom slučaju odvija se proces difundovanja glavnih nosilaca nakelektrisanja ka suprotnim krajevima, elektroni iz N-spoja će popunjavati šupljine u P-spoju, procesom zvanim difuzija. Rezultat ovog procesa je taj da se u blizini spoja, u P oblasti, nakuplja negativno vezano naelektrisanje, a u N oblasti pozitivno. Javlja se potencijalna barijera, koja sprečava dalji protok naelektrisanja kroz spojeve, te tako nastaje stanje ravnoteže. Sloj u kojem vidimo da nema slobodnih nosilaca naelektrisanja, naziva se sloj prostornog naelektrisanja i predstavlja upravo aktivnu zapreminu detektorskog sistema.



Slika 6. Stanje ravnoteže PN spoja

Sloj prostornog naelektrisanja radi po principu kondenzatora, usled prolaska zračenja kroz ovu oblast formiraju se parovi elektron-šupljine, koji usled postojanja električnog polja bivaju privućeni na elektrode detektora. Tako nastaje osnovni signal.

Inverzna polarizacija PN spoja ima velike prednosti u odnosu na prethodno rečeno. Inverzno polarizovan spoj podrazumeva da je N deo na višem potencijalu. U ovom slučaju, brzina drifta nosilaca je veća i vreme prikupljanja indukovanih naelektrisanja je manje. Unutrašnje električno polje i primenjeno polje je istog smera. Širina prostornog naelektrisanja pri inverznoj polarizaciji je veća, što ide na ruku karakteristikama detektora. PN spoj koji nije u inverzno polarizovan može da radi, međutim unutrašnje polje neće biti u mogućnosti da prikupi svo indukovano naelektrisanje, a debljina sloja jer je manja u ovom slučaju, biće dovoljna da zaustavi samo niskoenergetsko zračenje. Promenu debljine sloja vidimo na slici ispod.

Slika 7. Promena debljine sloja prostornog naelektrisanja.  
Inverzna polarizacija PN spoja.

## 4.2. Ge-detektori, prednosti i mane. HPGe detektori.

U poređenju sa gasnim detektorskim sistemima prednost poluprovodničkih detektora je u tome da je energija potrebna za formiranje para elektron-šupljina manja. Par se formira na račun izgubljene energije zračenja. Prosečna energija za formiranje para karakteristika je poluprovodnika, tj. kristala. Za Ge-kristal na 77K ona iznosi 2,96 eV, dok za Si-kristal 3,81 eV. Kao posledica ovoga, a prednost poluprovodničkih detektora, nad gasnim je daleko bolja energetska rezolucija. Pored toga, povećanjem gustine aktivne zapremine detektora povećava se verovatnoća za apsorpciju upadnog zračenja kao i zaustavna moć. Za razliku od Si-, Ge-detektori su se pokazali boljima u gama spektrometriji. Razlog tome leži u činjenici da Ge ima veći redni broj, nego Si ( $Z_{\text{Ge}}$  je 32, a  $Z_{\text{Si}}$  je 14) što direktno ide u prilog verovatnoći za odvijanje fotoelektričnog efekta. Ona je za Ge-detektor veća čak i do 60 puta. U pogledu zonske teorije poluprovodnika, širina zabranjene zone kod Ge je manja nego kod Si (za Ge iznosi 0.74 eV, a za Si 1,12 eV) i zavisna je od temperature. Ovo je jedna od mana, jer mogućnost prelaska nosilaca nanelektrisanja u provodnu zonu uslovjava postojanje šuma, jer ova nanelektrisanja nisu indukovana prolaskom zračenja, i neželjena su. S ovim u vezi da bi se smanjili efekti termičkih kretanja unutar kristala, Ge poluprovodnički detektori se hlade na temperaturi od 77K (temperature tečnog azota).

Vreme porasta signala je jedan od značajnih faktora. To je ono vreme za koje signal poraste od 10% do 90% vrednosti nominalne veličine. Kada je signal generisan unutar poluprovodničkog detektora vreme njegovog porasta može se meriti na izlazu iz predpojačavača. Ako je predpojačavač brz, ovo vreme je određeno vremenom sakupljanja signala, vremenom porasta signala u ekvivalentnom kolu detektora i vremenom plazme. Ovo vreme je dominantan faktor i ono se za koaksijalne germanijumske detektore, na temperaturi tečnog azota može izraziti kao:

$$T_R = W \times 10^{-8} \text{ s}, \quad (30)$$

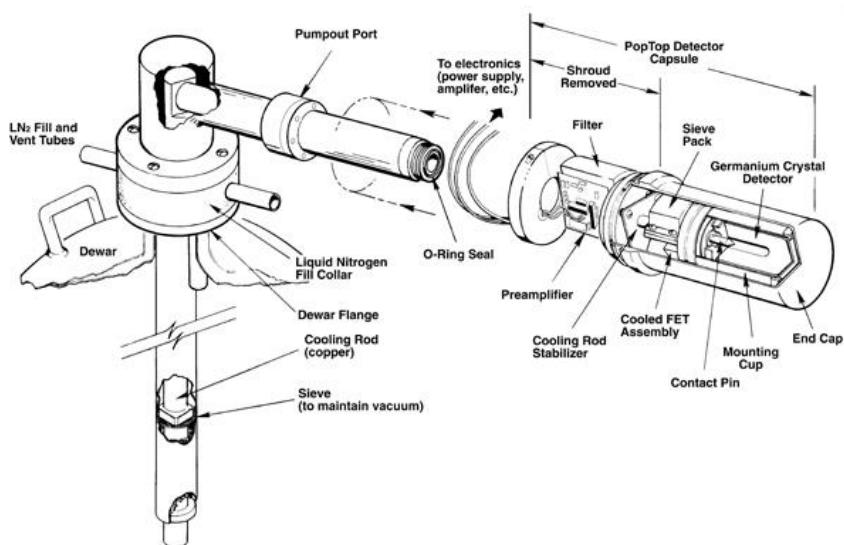
gdje  $W$  predstavlja prečnik cilindra.

Nosilac nanelektrisanja može da bude zahvaćen na nekoj nečistoći poluprovodnika čime više ne učestvuje u datom transportnom procesu. Ovo se naziva efekat klopke. Ovako zarobljen nosilac nanelektrisanja, može biti oslobođen nakon nekog vremena. Prosečno vreme provedeno u klopcu zavisi od temperature. Ako je ovo vreme dugo, odraziće se slabom energetskom rezolucijom i pojavljivanjem repova u spektru. Ovo nije od koristi pri analizi gama spektra.

### *HPGe detektori.*

Napredak poluprovodničke tehnologije omogućio je izradu gotovo čistog germanijuma, gde jedan atom primese dolazi na  $10^{10}$  atoma germanijuma u  $\text{cm}^3$ . Rade na principu germanijumskih detektora koji su korišćeni pre njih, samo uz dodatak i-sloja, između inverzno

polarizovanih p-n slojeva. Taj sloj je besprimesni, čist Ge. Ovim se postiže dodatno povećanje širine prostornog naelektrisanja. Ovakvu čistoću je moguće postići samo kod germanijuma. Početni materijal za dobijanje HPGe detektora je polikristalni germanijum koji se zonski prečišćava u kvarcnom kupatilu. Ovaj metod se zasniva na principu da se većina nečistoća koncentriše u tečnoj fazi dok materijal počinje da očvršćava. Ovaj postupak se ponavlja više puta, sve dok koncentracija nečistoća ne bude više od 100x manja od početne koncentracije. Prednost je u tome da nije nužno HPGe stalno držati na temperaturi tečnog azota. Besprimesni sloj i, je izuzetno osetljiv na X- i gama zračenje. Formiranje jakog električnog polja unutar besprimesnog sloja je omogućeno, čime će formirane parove elektron-šupljina, koji nastaju usled interakcije upadnog zračenja sa elektronima besprimesnog sloja snažno privući.



Slika 8. HPGe detektor prikaz

## 5. Interakcija zračenja sa materijom

Ionizacija i ekscitacija, na nivou atomskog omotača, predstavljaju osnovne mehanizme putem kojih se vrši interakcija zračenja i materije kroz koju se ono prostire.

Nuklearne sile putem kojih bi moglo doći do interakcije jezgra sa nekom česticom ograničavaju prostor za moguću interakciju zapravo na veličinu koju jezgro zapravo i fizički zauzima. Jasno je da je verovatnoća da se interakcija odvija na nivou atoma mnogo veća, nego da se to odvije na nivou jezgra. Poznato je da je jezgro duboko sakriveno unutar atoma, te se do njega mogu probiti čestice koje poseduju dovoljno visoku energiju i savladaju odbojni Coulombov potencijal, koji se ispoljava kada su upadne čestice pozitivno naelektrisane.

Interakcija fotona, odnosno X-zračenja ili gama zračenja sa jezgrom je moguća, ali tada talasna dužina samog zračenja mora biti reda veličine jezgra, odnosno zračenje mora posedovati jako visoke energije, par MeV pa i više.

U ovom delu nećemo detaljno govoriti o načinu interakcije neutrona, kao elektroneutralnih čestica, oni ne vrše ionizaciju u direktnim interakcijama. Zapravo način interakcije neutrona i materije je sad već u sasvim drugoj oblasti, tačnije u sklopu izučavanja procesa fisije.

Dejstvo elektromagnetnih sila je način kojim se mogu objasniti procesi koji se odvijaju usled interakcije zračenja (naelektrisanih čestica i fotona) i sredine kroz koju se ono prostire. Putem Coulomb-ove sile nanelektrisane čestice će interagovati sa elektronima iz omotača atoma. Kako nam je priroda elektromagnetne sile poznata, uz još određen broj aproksimacija, moguće je na zadovoljavajući način opisati prolazak zračenja kroz materiju. Mehanizmi interakcije fotona i nanelektrisanih čestica su potpuno različiti. Nanelektrisane čestice to čine putem električnog polja, tom prilikom jonizuju atome sredine kroz koju se prostiru, ali može doći i do Coulomb-ovog rasejanja čestice (elastičnog ili nenelastičnog), kao i do Čerenkovljevog zračenja prilikom čega do ionizacije ni ne dolazi. Fotoni, X- i gama zraci, na svom putu mogu da dožive rasejanje, fotoelektrični efekat, te mogu stvoriti elekton-pozitronski par. I prvoj i drugoj grupi je zajedničko da u zavisnosti od energije kojom raspolažu, ukoliko je ona dovoljna, nuklearne reakcije se takođe mogu pokrenuti.

Sada je sasvim jasno da postoje različiti mehanizmi putem kojih se odvija interakcija upadnog zračenja, zavisno da li se radi o česticama ili fotonima, pa je stoga poželjno posebno ih i proučavati. Primećeno je da i na nivou nanelektrisanih čestica imamo različite mehanizme odvijanja, stoga je neminovno tipove zračenja klasifikovati.

Danas je načešća klasifikacija na tri zasebne grupe, a to su:

-  Teške nanelektrisane čestice
-  Lake nanelektrisane čestice
-  Fotoni ( X- i gama- zraci)

Nama od interesa je interakcija elektromagnetskog zračenja sa materijom, prevashodno gama zračenja, te ćemo se na njoj i zadržati u narednim redovima.

## 5.1. Gama zračenje

Otkriće gama zraka dugujemo Pol Vilard-u, francuskom fizičaru i hemičaru, koji ih otkriva prilikom izučavanja zračenja koje je emitovao radijum pri svom radioaktivnom raspadu. Ime za ovu vrstu zračenja daje Ernest Rutherford, 1903. godine, tri godine nakon otkrića.

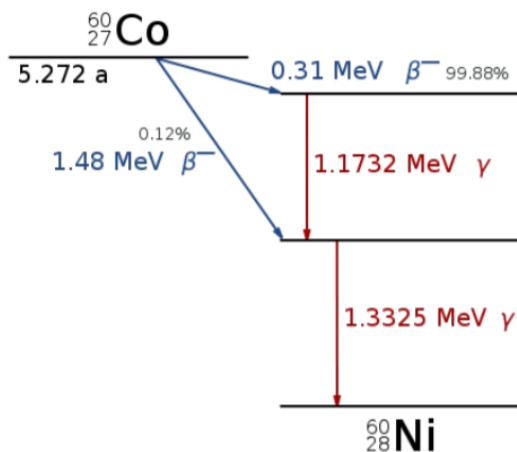
Ukoliko želimo locirati gama zrake, odnosno gama zračenje na elektromagnetskom spektru, naći ćemo ga u visokoenergetskom delu, pred sam kraj sprektra, između kosmičkog zračenja i X-zračenja. To znači da se radi o zracima jako malih talasnih dužina, koje se kreću u nekom opsegu od  $10^{-8}$  cm pa do  $10^{-10}$  cm, a visokih frekvencija. Energija gama zračenja je izuzetno visoka u poređenju sa drugim komponentama elektromagnetskog spektra, kreće se u intervalu od desetak i više keV, pa do nekih 5 MeV, ne više od 10 MeV. U poređenju sa energijom svetlosnog zračenja koja je dosta niža, potrebno je istaći da je mali broj situacija u kojima ovaj tip zračenja pokazuje talasno svojstvo.

Emisija gama zračenja se dešava kada imamo jezgro u pobuđenom energetskom stanju. Prelazak na neko niže ili osnovno stanje, realizuje se kroz emisiju gama zračenja. Energetska razlika tih stanja skoro odgovara energiji emitovanog gama zračenja. Jedan deo energije od pomenute razlike ipak ode na energiju uzmaka jezgra, koja se može izraziti kao  $E^2/2M_j c^2$  što je dobijeno kroz zakone održanja energije i impulsa. Red veličine energije uzmaka je uglavnom par eV stoga se zanemaruje gotovo uvek. U prethodnom izrazu imenilac odgovara ukupnoj energiji mirovanja jezgra, dok se u brojiocu nalazi energetska razlika početnog i krajnjeg stanja. Već postaje očigledno da to vodi na diskretan karakter spektra gama zračenja.

Napomenimo da je ovo proces koji se odvija na nivou atomskog jezgra i gama zraci vode poreklo iz jezgra.

Osnovni izvor ovog zračenja u prirodi je putem radioaktivnog raspada radioizotopa  $^{40}\text{K}$  i  $^{60}\text{Co}$ , pored toga gama zračenje se kao sekundarno zračenje emituje usled interakcije kosmike i Zemljine atmosfere, potom kroz raspad nekih elementarnih čestica, ili se emituje usled procesa anihilacije čestice i antičestice. Mi ćemo ga u ovom radu isključivo posmatrati kao zračenje koje se emituje nakon radioaktivnog raspada.

Primer emisije gama zračenja pri raspadu  $^{60}\text{Co}$  vidimo na slici ispod.



Slika 9. Šema raspada  $^{60}\text{Co}$  i odgovarajuće energije prelaza

## 5.2. Put interakcije gama zračenja sa materijom

Kada je u pitanju gama i rendgensko zračenje, možemo slobodno reći da su načini interakcije sa materijom identični. Ovo su zraci male talasne dužine, a velike energije. Poreklo im se razlikuje, jedni nastaju u procesima koji se odvijaju u polju jezgra, to su gama zraci, dok drugi u polju omotača.

Kvantnom elektrodinamikom se jedino dosledno može opisati mehanizam interakcije fotona i materije. Fotoni, nisu u stanju da putem električnog polja dejstvuju na elektrone na većim rastojanjima, stoga interakcija se odvija na nivou Compton-ove talasne dužine koja iznosi oko  $10^{-12}$  m za interakciju foton-elektron, a za interakciju foton-jezgro ona je oko dva reda veličine manja. Brzina fotona je jednak brzini svetlosti, i u toku interakcija oni ne bivaju usporeni. Mogu predati kompletну energiju ili deo nje, nakon čega se kreću sa umanjenom energijom uz obavezno skretanje sa prvobitnog pravca. Fotoni, u odnosu na zračenje koje je čestične prirode, recimo alfa, ne mogu kontinualno gubiti svoju energiju, to bi značilo da između dve interakcije energija fotona ostaje nepromenjena. Gubitak energije po jedinici puta za ovu vrstu zračenja nemoguće je odrediti, kao ni domet ili dužinu putanja.

Glavni mehanizmi odvijanja interakcije gama zračenja i materije su:

- *Fotoefekat*
- *Compton-ovo rasejanje*
- *Stvaranje para elektron-pozitron*

### 5.2.1. Fotoelektrični efekat

Interakcija u kojoj foton date energije interaguje sa atomom apsorbera i predaje mu svoju celokupnu energiju rezultira time da se izbacuje fotoelektron određene kinetičke energije sa jedne od vezanih ljudskih omotača. Kinetička energija koju izbačeni fotoelektron nosi gotovo je jednaka razlici energije upadnog fotona i energiji veze koju elektron ima:

$$E_e = h\nu - E_v \quad (31)$$

gde  $E_v$  predstavlja vezivnu energiju izbačenog fotoelektrona.

Upraznjeno mesto popunjava elektron koji je slabije vezan uz emisiju X-zračenja koje će na određen način biti apsorbovano u detektoru. Fotoefekat je proces koji se odvija uvek na nivou atoma, nikad na slobodnom elektronu, što je uslovljeno zakonom održanja impulsa.

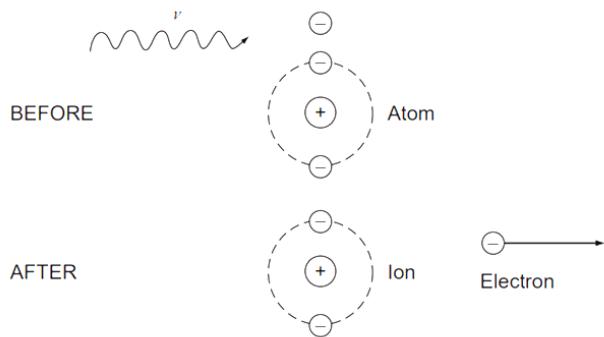
Presek, verovatnoća za fotoelektrični efekat, se može izraziti na pojednostavljen način:

$$\sigma = \text{const. } \frac{Z^5}{E^2}, \text{ za } E_f > E_v^k \quad (32)$$

$$\sigma = \text{const. } \frac{Z^5}{E}, \text{ za } E_f \gg E_v^k \quad (33)$$

Iz ovoga je moguće izvući dva bitna zaključka, efikasni presek za fotoefekat zavisi od rednog broja atoma sredine, atom većeg rednog broja je bolji apsorber, dok druga ukazuje da je presek obrnuto сразмерan energiji upadnog fotona. Fotoefekat je dominantan na niskim energijama, dok je na visokim on zanemarljiv.

Na slici ispod je prikaz odigravanja fotoefekta. Kako fotoefekat u najvećem broju slučajeva prati rendgensko zračenje, koje se emituje pri silasku elektrona na upražnjeno mesto. Može se desiti da tom prilikom umesto emisije fotona atom preda energiju nekom od orbitalnih elektrona iz omotača i na taj način siđe u osnovno energetsko stanje. Ovo su sekundarni elektroni koji se nazivaju Auger-ovi elektroni.



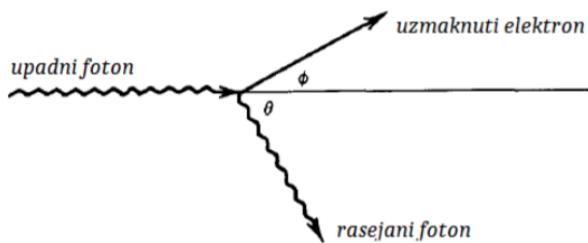
Slika 10. Pojednostavljen prikaz fotoelektričnog efekta

### 5.2.2. Rasejanje zračenja. Compton-ov efekat.

Pri prolasku fotona kroz apsorber, odnosno aktivnu zapreminu detektora, oni mogu biti skrenuti sa svog prvobitnog pravca. To skretanje može da bude uz razmenu energije, nekoherento, ili koherentno ukoliko do razmene energije ne dolazi.

Compton-ovo rasejanje predstavlja tipičan primer nekoherentnog rasejanja, dolazi do promene i pravca i energije upadnog fotona. Ovo se odvija kada je energija upadnog fotona daleko veća od energije veze orbitalnog elektrona atoma apsorbera.

Prikaz Compton-ovog rasejanja vidimo na slici u nastavku.



Slika 11. Skica Compton-ovog rasejanja

Foton preda deo svoje energije elektronu, nastavi da se kreće u promjenjenom pravcu. Energija koju poseduje rasejani foton je umanjena, zavisna od ugla pod kojim se on rasejao. Ovo je moguće opisati kvantnom teorijom, ukoliko se foton predstavi kao čestica, onda je ovo zapravo neelastično rasejanje fotona na slobodnom elektronu.

Uređaj nam registruje energiju koju je elektron u ovom procesu primio i ona se može izraziti na sledeći način:

$$T_e = h\nu - h\nu' = h\nu \left\{ \frac{\frac{h\nu}{c^2 m_e} (1 - \cos\theta)}{1 + \frac{h\nu}{c^2 m_e} (1 - \cos\theta)} \right\} \quad (34)$$

$h\nu$  – energija upadnog fotona

$h\nu'$  – energija rasejanog fotona

Compton-ovo rasejanje koje se odigralo u aktivnoj zapremini detektora, pri čemu je rasejani foton napustio detektor bez dodatnih interakcija, formira signal koji odgovara energiji elektrona.

Videli smo da je ova energija zavisna od ugla rasejanja, dolazi do formiranja kontinualne raspodele impulsa sa maksimalnom energijom u slučaju ugla rasejanja od  $180^\circ$ . Ovaj ugao odgovara Compton-ovskoj ivici, koju ćemo posle definisati. U tom slučaju energija koju je na sebe primio elektron je maksimalna i iznosi:

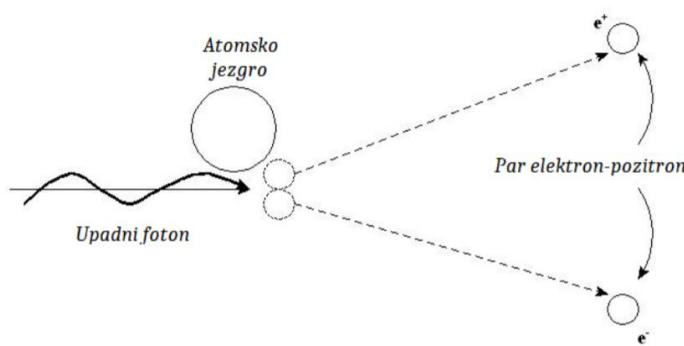
$$E_{CE} = \frac{h\nu}{1 + \frac{c^2 m_0}{2h\nu}} \quad (35)$$

Iz dosta komplikovanog izraza za efikasni presek kada je reč o Compton-ovom rasejanju, možemo reći da je on proporcionalan rednom broju  $Z$ , a obrnuto je proporcionalan njegovoj energiji.

### 5.2.3. Stvaranje para elektron-pozitron

Pozitron kao česticu predviđao je Dirac, dok eksperimentalnu potvrdu dugujemo Anderson-u. U situaciji kada je energija fotona dovoljno visoka, postoji mogućnost da se formira par  $e^- - e^+$ . Ukoliko je energija fotona najmanje jednaka dvostrukoj energiji mirovanja elektrona, postoje uslovi da se kreira par elektron-pozitron, ta energija iznosi 1.022 MeV. Najčešći slučaj je da se stvaranje para odvija u Coulomb-ovom polju jezgra. Dokazano je da se kreacija ne odvija u samom jezgu, već da je to dešava na udaljenosti koja odgovara Compton-ovoj talasnoj dužini elektrona. Jezgro u ovom slučaju nosi određen impuls. Kada foton poseduje višu energiju od ove, sve iznad ide na kinetičku energiju elektrona i pozitrona. Tako kreirani elektron i pozitron se usporavaju u materijalu, detektoru. Pozitron će kada izgubi svoju kinetičku energiju da se anihilira sa elektronom, te će se stvoriti 2 fotona energije od po 511 keV, emitovana pod uglom od  $180^\circ$ .

Prethodno definisan mehanizam može se prikazati na sledeći način.



Slika12. Prikaz kreacije para

Možemo reći da se efikasni presek za prozvodnju parova menja sa  $Z$  kao  $Z^2$ .

Pored ova glavna tri mehanizma za ovaj rad nam je od važnosti i proces u kojem se gama zračenjem izazivaju nuklearne reakcije, fotonuklearne reakcije, o kojima će biti izdvojeno poglavlje.

### 5.3. Atenuacija gama zračenja

Ukupni presek za interakciju fotona sa materijom određuje se kao zbir preseka za fotoelektrični efekat, Compton-ov efekat i kreaciju para:

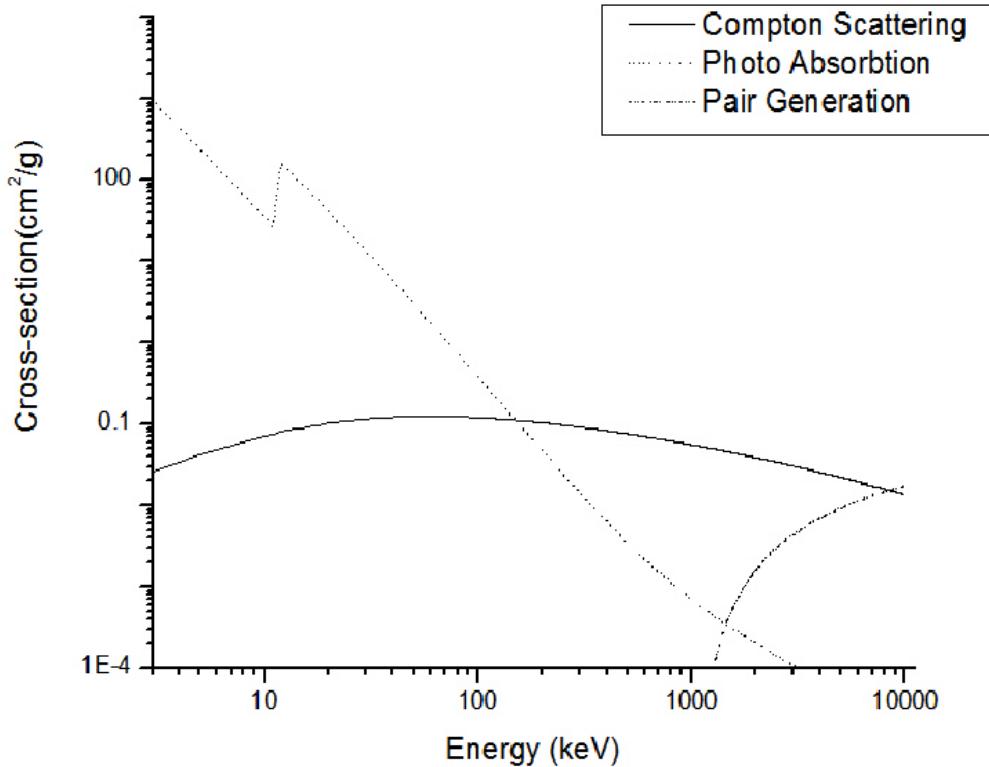
$$\sigma = \sigma_{FE} + \sigma_{Komp.} + \sigma_{par} \quad (36)$$

Od efikasnog preseka za odigravanje nekog procesa zavisi linearni atenuacioni koeficijent:

$$\mu = \sigma \rho \frac{Na}{M} \quad (37)$$

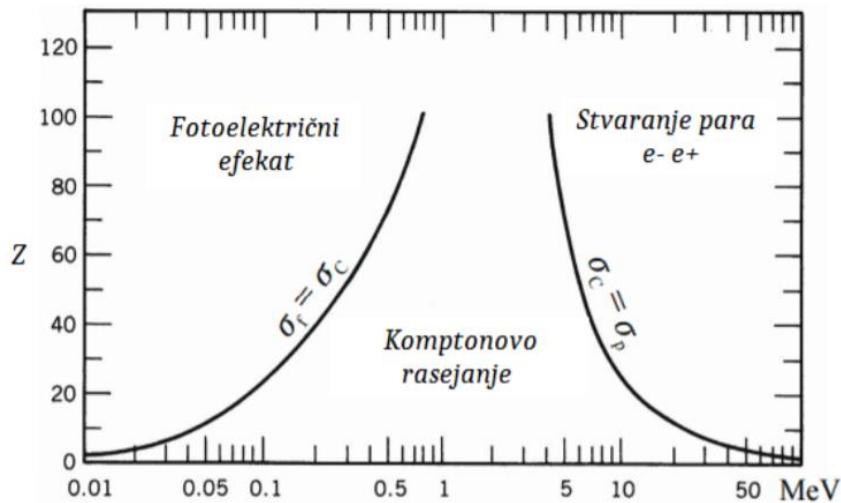
pri čemu  $\rho$  predstavlja gustinu materijala,  $N_a$  Avogadrov broj, a  $M$  molarnu masu.

Na slici u nastavku vidimo linearni atenuacioni koeficijent za sve tri vrste interakcije gama zračenja sa materijom u zavisnosti od energije gama fotona. Vidimo da je Compton-ov efekat prisutan u gotovo celom opsegu datih energija sa blagim padom. Fotoefekat je dominantan na nižim energijama, dok na energijama iznad 1022 keV kreacija para elektron – pozitron postaje dominantan proces.



Slika 13. Atenuacioni koeficijent za sva tri efekta

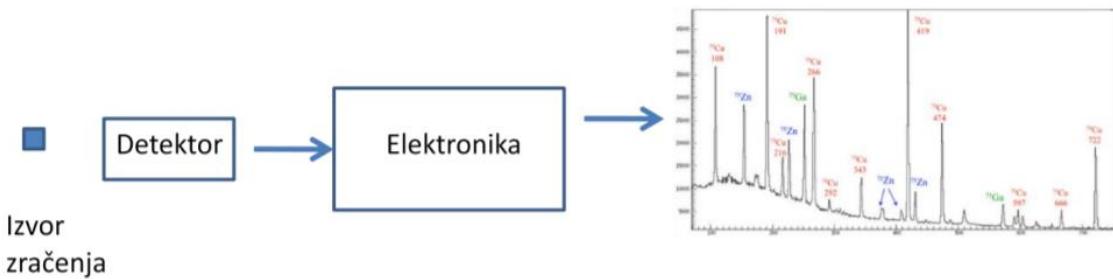
Ono šta još možemo prikazati u ovom poglavlju jeste relativna zastupljenost određenog procesa u zavisnosti od rednog broja, odnosno od materijala sredine, i od energije upadnog gama zračenja, što se i vidi na slici ispod.



Slika 14. Oblast dominacije pojedinačnih efekata u zavisnosti od rednog broja i energije

## 6. Izgled i osobine gama spektra

Koncept merenja bi u najkraćim crtama bio sledeći, imamo određeni izvor, radionuklid koji se raspada po svom modu, ili recimo pratimo aktivnost koja je produkovana putem nuklearne reakcije, gde smo metu bombardovali određenim ubrzanim česticama. Na osnovu ovoga možemo da dođemo do informacija o samom izvoru koji se raspada ili da saznamo nešto o prirodi nuklearne reakcije kroz detekciju aktivnosti. Zračenje iz izvora interaguje sa detektorom na određen način, te se proizvodi signal koji ide dalje na obradu. Signal koji dobijemo na detektoru je zapravo i jedina informacija o zračenju koje posmatramo. Pomoću propratne elektronike se signal obrađuje, analizira se njegov oblik, visina signala, vreme trajanja kako bismo došli do informacija koje su nam od značaja. Te informacije mogu biti različite, ali u krajnjem nam služe za analiziranje fizičkih procesa koji se dešavaju. U ovom radu nama je od značaja gama zračenje, odnosno emitovani gama kvanti, ukoliko znamo na primer energiju gama zračenja koje smo detektivali, tada možemo dobiti informaciju o kojem izvoru je reč. Pomoću elektronike, dakle imamo sve potrebne informacije, nadalje signal se skladišti na računar, te tako imamo upotrebljiv spektar sa svim njegovim komponentama. Na slici ispod, je gore opisan proces.



Slika 15. Postupak detekcije i obrade signala

Osnova gama spektroskopije leži u tome da svaki gama zrak ima diskretnu energiju, koja je karakteristika izvora koji je emituje. Kao što je rečeno poznavanjem energije gama zračenja smo u stanju da odredimo izvor koji ga emituje, a ukoliko odredimo intenzitet gama linije možemo odrediti i aktivnost izvora.

Dobro nam je poznato da u okruženju imamo prirodne i veštačke radioizotope. Prirodni su još uvek u našoj sredini zbog veoma dugog perioda poluraspada, dok su veštački proizvod ljudskog faktora. Nastali su razvojem nuklearne energije, usled testiranja nuklearnog oružja, kao i u reaktorima koji se koriste u naučne i industrijske svrhe. Korisno je pomenuti  $^{137}\text{Cs}$  koji je veštački gama emiter nastao usled nuklearnih eksplozija i akcidenata. Na sve navedeno treba obratiti pažnju u spektroskopiji jer je neophodno da izolujemo sve moguće šumove i smetnje koje nam utiču na rezultate merenja i obradu podataka.

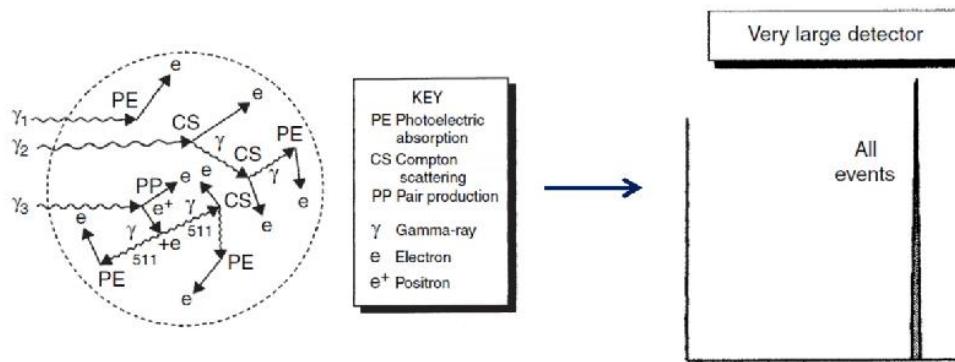
Usled određenih efekata, ne ostavlja svaki gama zrak istu količinu energije unutar aktivne zapremine detektora. Najbitnija informacija je ona kada upadno zračenje biva potpuno apsorbovano, uklonjeno iz spektra, odnosno kad se desi fotoefekat. Lako je pretpostaviti da od ukupnog broja na ovo otpada mali dio, ali oni nam daju korisnu informaciju, svi ostali efekti koji se realizuju predstavljaju smetnju i sumarno se nazivaju spektralni kontinuum. Koliko će fotona da bude registrovano i sa kojim energijama zavisi mnogo i od geometrije u kojoj se nalazi izvor i detektor, zatim od materijala koji se nalazi između izvora i detektora.

### 6.1. Komponente gama spektra

U ovom delu najjednostavnije je prikazati komponente gama spektra kroz fizičke dimenzije jednog detektorskog sistema.

Ukoliko imamo jedan veoma veliki detektorski sistem, tj. sistem sa velikom aktivnom zapreminom, zračenje koje dospeva u njega, interaguje po već pomenutim mehanizmima. Na slici ispod vidimo upadni snop monoenergetskog gama zračenja, koje interaguje sa aktivnom

zapreminom „beskonačnog“ detektora. Spektar zračenja snimljen ovakvim dektorom bi izgledao kao što je prikazano desno.



Slika 16. Interakcija zračenja sa beskonačno velikim detektorom

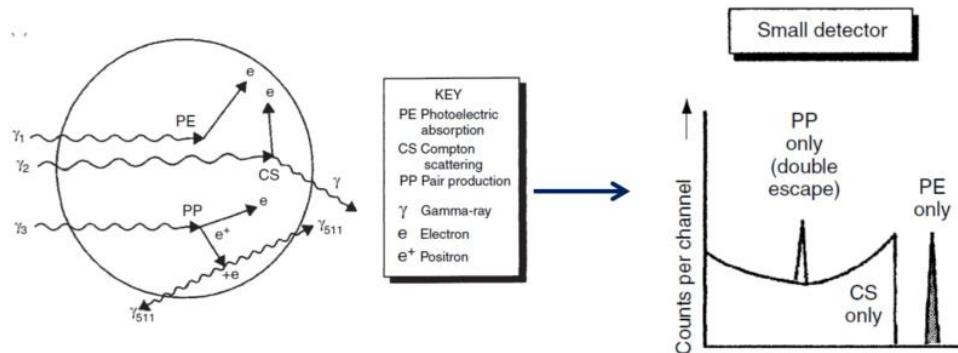
Vidimo da je kroz sve procese koji su se desili rezultat jedan pik, koji se naziva pik pune apsorpcije i predstavlja energiju koja odgovara energiji upadnog zračenja i nastaje isključivo putem:

- fotoefekta
- ukoliko se desi jedan ili više Compton-ovih rasejanja koje prati fotoefekat
- ukoliko se interakcija odvija proizvodnjom parova uz uslov da je praćena fotoelektričnim efektom oba anihilaciona fotona. Ovo se dešava posle jednog ili više Compton-ovih rasijanja.

Uslovi koji treba da budu ispunjeni da bi vrh pune linije odgovarao energiji upadnih fotona su:

- X-zraci koji se emituju nakon preraspodele elektrona unutar omotača, usled fotoelektričnog efekta, moraju da se apsorbuju unutar detektora. Ukoliko neki i izbegnu apsorpciju doprinose vrhovima izbegavanja X-zraka (X ray escape peak) koji su locirani na energijama koje su niže od energije vrha pune linije
- ukoliko se desi da fotoelektroni ne izgube svu svoju energiju unutar aktivne zapremine detektora, tada doprinose kontinuumu
- pri sakupljanju nanelektrisanja (ako je reč o poluprovodničkim detektorima) izuzetno je važno da su efekti zamki i gubitaka što manji, jer u suprotnom narušavaju izgled pika pune apsorpcije na onoj strani koja odgovara niskoenergetskom delu

Sledeći slučaj bi išao u drugu krajnost, imamo ekstremno mali detektorski sistem, sa aktivnom zapreminom. Mali detektorski sistemi, recimo planarni su u upotrebi, koji služe za niskoeenergetska merenja gama zračenja i za merenja X-zračenja. U tom slučaju imamo na slici ispod prikaz interakcije zračenja i imamo izgled spektra koji se pomoću ovakvog sistema dobija.

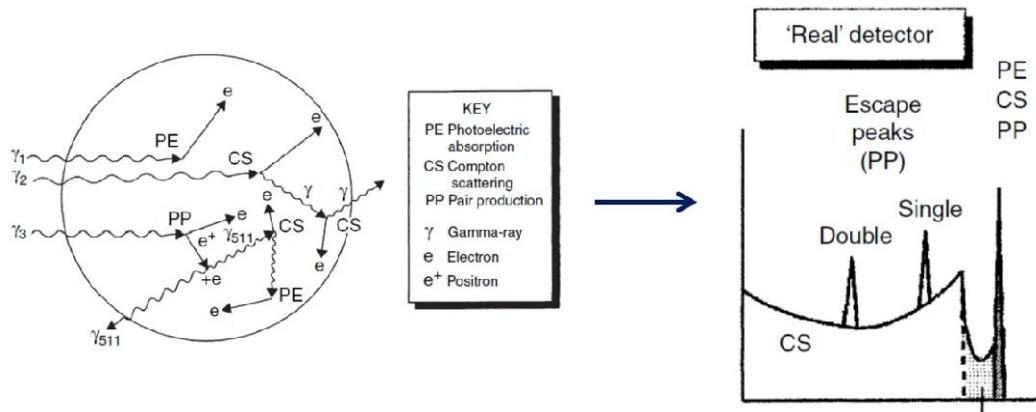


Slika 17. Interakcija zračenja sa veoma malim detektorom

Od monoenergetskog upadnog snopa imamo sledeće:

- ✚ prvi gama kvant koji je doživeo fotoelektrični efekat, tj. koji je potpuno apsorbovan u aktivnoj zapremini i kao komponentu spektra ga vidimo kao pik potpune apsorpcije na desnoj strani slike
- ✚ drugi gama kvant je doživeo Compton-ovo rasejanje, pri čemu je rasejeni gama kvant napustio detektor bez interakcije. Dakle, detektovan je deo energije upadnog zraka, koji se kao komponenta vidi u obliku kontinuma
- ✚ treći, u ovom slučaju poslednji zrak, usled dovoljne energije (minimum 1022 keV) interaguje kroz produkciju para, pri čemu oba anihilaciona gama kvanta napuštaju detektor bez interakcije, što se vidi kao pik u oblasti kontinuma – double escape peak, koji je lociran na 1022 keV manjoj energiji od pika potpune apsorpcije

Treći najznačajniji slučaj, realan detektor, bi dao spektar koji bi na najjednostavniji način bio mešavina ova prethodna dva slučaja, što je i prikazano ispod.



Slika 18. Interakcija zračenja sa realnim detektorom

Dakle, imao sledeće:

- ✚ pik pune apsorpcije dobijen kroz fotoelektrični efekat, Compton-ovo rasejanje ili proizvodnju para
- ✚ potom imamo deo koji se nalazi između komptonovske ivice i pika pune apsorpcije, što odgovara višestrukim Compton-ovim rasejanjima. Vidi se jasno da za mali detektor imamo jasnu komptonovsku ivicu, jer je verovatnoća da dođe do višestrukih rasejanja mala, dok ovde to nije slučaj
- ✚ jednostrukе i dvostrukе pikove izbegavanja (single i double escape peak) pri čemu je prvi za 511 keV, a drugi za dvostruko veću energiju pomeren u odnosu na pik potpune apsorpcije

Još neki efekti koji doprinose izgledu spektra.

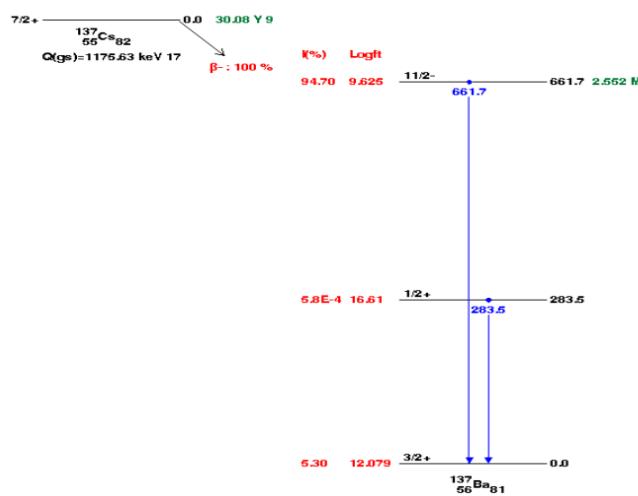
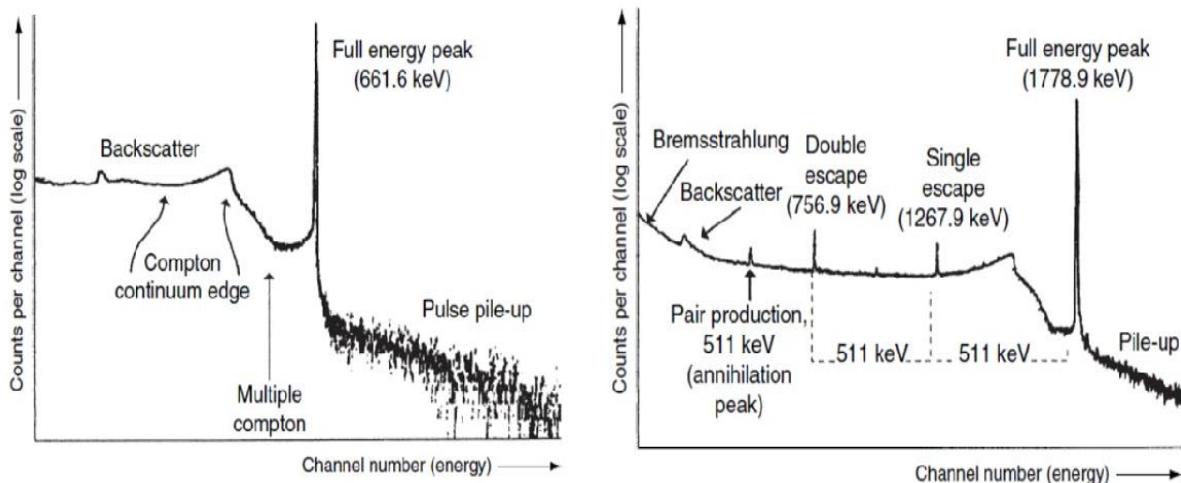
Najznačajnije je naglasiti uticaj okolnog materijala koji predstavlja zapravo zaštitu detektora. Jasno je da fotoni koji su emitovani iz izvora imaju mogućnost da interaguju sa materijalom koji okružuje detektor. Ova interakcija rezultuje sekundarnim fotonima, to su X-zraci, rasejani foton putem Compton-ovog efekta kao i foton nastali putem anihilacije. Svi oni mogu da interaguju sa detektorom, te daju svoj doprinos koji je vidljiv na spektru.

X-zračenje koje dospe do kristala nije ništa drugo do karakteristično zračenje pobuđenog atoma od kojeg je izgrađen zaštitni materijal. Compton-ski rasejani foton iz materijala koji okružuju detektor imaju energije između komptonovske ivice i pika pune apsorpcije. Foton rasejani unazad najčešće preovlađuju i proizvode vrh povratnog rasejanja (backscattered peak) blizu donje granice energijskog intervala. Na kraju za fotonе visoke energije, anihilacioni fotoni koji prate proizvodnju parova u okolnim materijalima doprinose vrhu na 511 keV.

Pored navedenog, gde god postavili naš detektorski sistem imamo prisustvo neizbežne prirodne radioaktivnosti (U, Th i K), potom moguće prisustvo cezijuma i stroncijuma kao posledica havarija i nuklearnih proba, doprinos kosmike (od čega su najznačajniji mioni). Postoje

još neki efekti, poput onih koje izazivaju neutron naročito na Ge - detektorima koji u krajnjem mogu uticati na izgled spektra, ali o tome nećemo detaljnije govoriti u ovom poglavlju. Upotreboom aktivne i pasivne zaštite moguće je smanjiti neželjene efekte i doći do informacija o značaja.

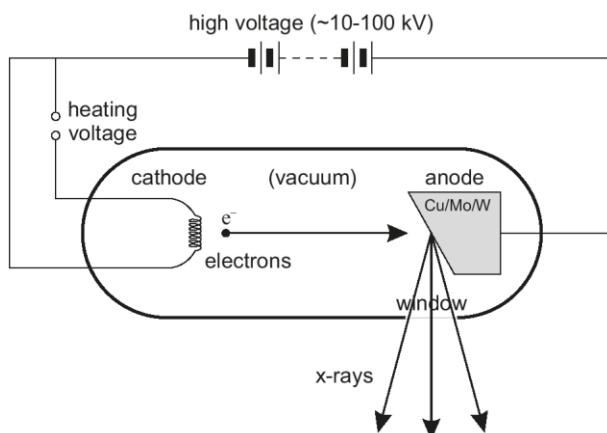
Na slici ispod vidimo dva realna spektra, prilično jednostavna, levo je spektar  $^{137}\text{Cs}$ , dok desno  $^{28}\text{Al}$  kao i pridružena šema raspada  $^{137}\text{Cs}$ . Napomenimo još da prisutvo pulse pile up-ova nastaje usled nedostatka elektronike najčešće, jer se neretko dešava da dođe do sumiranja signala pri detekciji, usled toga što se u trenutku detekcije prvog detektuje i drugi signal. Moguće je isto tako da nastanu i prilikom obrade signala, ali u oba slučaja mogu se uspešno eliminisati.



Slika 19. Prikaz realnih spektara i šema raspada  $^{137}\text{Cs}$

## 7. Zakočno zračenje

U poglavlju koje se odnosi na eksperimentalni deo ovog rada sve počinje interakcijom snopa visokoenergetskih elektrona i mete od volframa, pri čemu se indukuje takozvano zakočno zračenje. Potom se isto upućuje na metu izotopa  $^{209}\text{Bi}$  i posmatraju se nadalje mehanizmi interakcije i izvode zaključci. U ovom delu biće reči o zakočnom zračenju. Negde najjednostavnija definicija bi bila, zakočno zračenje nastaje kao rezultat interakcije visokoenergetskih ubrzanih elektrona (kao projektila recimo) i mete. Elektromagnetno zračenje, zakočno, je stvoreno na račun gubitka energije upadnih čestica, njihovog usporavanja u statičkom polju mete. Kontinualne je prirode. Drugim rečima naziva se „bremsstrahlung“. Röntgen je prvi izvršio detekciju ovog zračenja, a Soomerfeld je objasnio da je detektovan spektar X-zračenja nastao kao rezultat usporavanja ubrzanih elektrona na anodi, kao meti (izrađena od atoma W, Mo..) unutar vakuumskе cevi. To je i prikazano na slici ispod. Zakočno zračenje je generalno X-zračenje, ili gama zračenje, dobijeno na račun međudelovanja elektrona sa atomskim jezgrima mete.



Slika 20. Vakumska cev i emisija zakočnog zračenja

Zašto je od značaja zakočno zračenje za ovaj rad? Upravo iz razloga jer se dobijaju visokoenergetski fotoni, koje je nemoguće dobiti kroz procese radioaktivnih raspada jezgara. Ranije su fotoni poreklom iz raspada korišćeni na ovaj način, ali njihove energije nisu bile značajne. Danas pomoću mehanizma interakcije zakočnog zračenja visokih energija i mete (u ovom radu to će biti izotop  $^{209}\text{Bi}$ ) mogu da se prošire ispitivanja u oblasti nuklearne fizike i dođe do novih saznanja.

Mehanizam zakočnog zračenja, teorijski, može da se posmatra na klasičan način, sa određenim nedostacima i kroz kvantno-mehanički pristup.

Po standardnoj klasičnoj teoriji, čestica koja je nanelektrisana, u ovom slučaju visokoenergetski ubrzani elektroni, emituje zračenje. To zračenje, proporcionalno je ubrzanju,

koje nastaje kao promena ili intenziteta brzine čestice ili kao rezultat promene njenog pravca. Dakle, prilikom prolaska ovakvih elektrona kroz neku sredinu, dolazi do interakcije sredine i projektila, usporavanja projektila, gubitka energije, te do emisije zakočnog zračenja. Klasični izraz za snagu emitovanog zračenja je dat kao:

$$P = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{2e^2}{3c^3} a^2 \quad (38)$$

gde je sa  $a$  definisano ubrzanje čestice (elektrona).

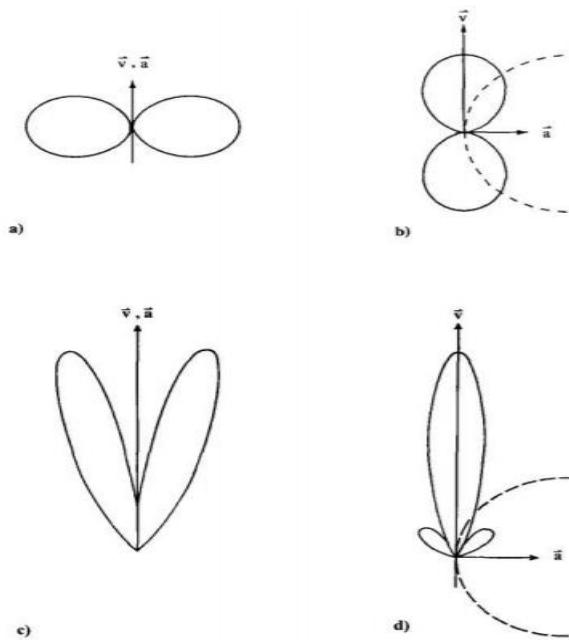
Upadni projektil može da interaguje sa metom (atomom sredine kroz koju prolazi) na dva načina:

-  interakcija projektila, tj. elektrona i jezgra mete
-  interakcija između projektila, tj. elektrona i elektrona mete

Prva vrsta interakcije jasno je dipolnog karaktera, i ugaona distribucija zakočnog zračenja je data relacijom:

$$\frac{dI}{d\Omega} \sim \sin^2 \theta \quad (39)$$

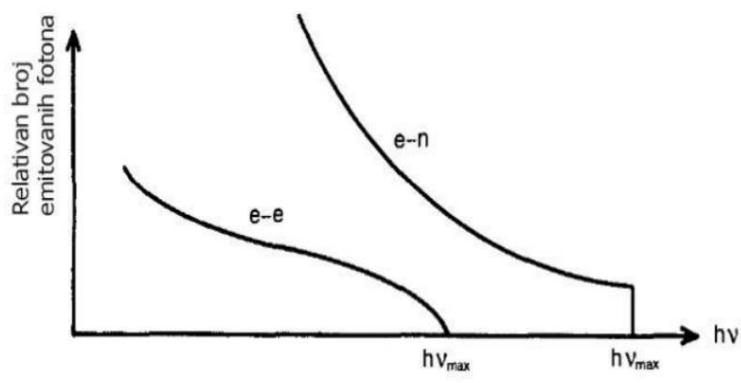
ispod je slikovit prikaz emitovanog zračenja za dva slučaja, paralelnu i normalnu orijentaciju vektora brzine i ubrzanja, kao i prikaz emisije u pogledu vrednosti brzine elektrona, da li posmatramo nerelativistički (a i b prikaz) ili relativistički pristup (c i d prikaz). Jasno se vidi da je u slučaju relativističkih energija elektrona emisija zračenja u pravcu vektora brzine elektrona. Ovde se mora voditi i računa o tome u kakvom referentnom sistemu se posmatra interakcija, kada je u pitanju relativistički pristup jer distribucija ima drugačiji karakter.



Slika 21. Ugaona distribucija zračenja električnog dipola u zavisnosti od vektora brzine i ubrzanja, kao i u zavisnosti od brzine projektila

Interakcija između elektrona kao projektila i elektrona atoma mete, jasno ne može biti dipolnog karaktera, jer se radi o česticama koje imaju isti znak nanelektrisanja (nema formiranja dipola). Ovo navodi na zaključak da je ova vrsta interakcije, kvadropolnog tipa, samim tim dosta manja po intenzitetu. Poslednje sledi i iz zakona održanja. Kako se radi o sistemu tri tela, jezgro/elektron zavisno od interakcije, potom emitovano zračenje i projektil sa smanjenom energijom, ukoliko je interakcija dipolnog tipa, jezgro kao masivno telo, uzima na sebe minimalni iznos energije, u odnosu na kvadropolnu interakciju, gde su čestice koje interaguju iste po masi i samim tim nose značajan deo energije, što govori u prilog tome da je emitovano

zračenje slabog intenziteta. To je prikazano na grafiku pored.



Druga kriva, prikaz tipičnog spektra zakočnog zračenja, predstavlja značajan problem za klasični pristup, iz razloga što klasična teorija nije u mogućnosti da objasni postojanje kratkotalasne granice koja se jasno vidi na grafičkom prikazu.

Slika 22. Odnos intenziteta zakočnog zračenja za dva tipa interakcije; e-e (elektron-elektron) i e-n (elektron-nukleus)

Kvantni pristup ovo rešava na sledeći način, energija se emituje i apsorbuje u vidu kvanata. Dok sa klasičnog stanovišta se smatra da postoji i veće energije od detektovanih, pa da se spektar treba prostirati do u beskonačnost, što jasno nije slučaj. Kvantni pristup ističe da je energija emitovana srazmerna frekvenciji zračenja. Kako je elektron kao projektil slobodna čestica, kontinualnih energetskih stanja, on može da predaje svoju energiju pri interakciji od nulte do maksimalne, koja je ravna njegovoj kinetičkoj energiji. Upravo na ovaj način kvantna teorija ističe da maksimalna energija koju zakočno zračenje može da ima odgovara maksimalnoj energiji projektila, ukoliko se zanemari deo energije koju na sebe preuzme jezgro (ako gledamo e-n krivu). Pored ovoga šta još ide na ruku kvantno-mehaničkoj teoriji, jeste prepostavka klasične teorije koja ističe da se zračenje emituje uvek pri interakciji u kojoj dođe do promene intenziteta brzine ili pravca projektila. Ovo je jasno pogrešno, jer kvantna mehanika previđa da je verovatnoća za emisiju zračenja, reda veličine 1/137, dobro poznata konstanta fine strukture. Ovo potiče od prepostavke da su elektroni okruženi virtuelnim fotonima, pa pri interakciji elektrona i jezgra on može da odbaci foton. Prethodno predstavlja radijativni proces, koji nastaje kao rezultat kuplovanja elektrona i elektromagnetskog polja emitovanog fotona. Na verovatnoću

emisije zakočnog zračenja uticaj imaju takođe i elastični procesi, većina elektrona se elastično rasejava, samo mali broj njih dovodi do emisije zakočnog zračenja.

Pored ovoga za detaljan opis mehanizma zakočnog zračenja na nivou kvantne mehanike, trebalo bi da se uzmu u obzir još mnogi efekti poput efekta ekraniranja, zatim ono što je zanemareno, a to je uzmak jezgra, zatim njegova složena struktura, itd. Svi ovi efekti samo poboljšavaju slaganje teorije i eksperimentalnih rezultata koji su dobijeni pri emisiji zakočnog zračenja.

## 8. Fotonuklearne reakcije

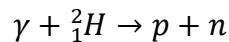
Kao posebna klasa nuklearnih reakcija izdvajaju se fotonuklearne reakcije, gde se kao upadne čestice koriste fotoni raznih energija. Za ovaj rad videćemo da su fotoni od interesa, visokoenergetski fotoni.

Neki od primera fotonuklearnih reakcija su  $(\gamma, n)$ ,  $(\gamma, p)$ ,  $(\gamma, xn)$ ,  $(\gamma, pn)$ ,  $(\gamma, t)$  itd. Može se zaključiti da se kao rezultat interakcija javljaju različite čestice, kako nanelektrisane, tako i one neutralne, pa i njihove kombinacije.

Mehanizmi pomoću kojih fotoni interaguju sa jezgrom su različiti. Fotoni koji imaju niske energije nisu u stanju da dovedu jezgro u pobuđeno stanje, oni se elastično rasejavaju na jezgru, pri čemu jasno dolazi samo do promene pravca njihovog kretanja, sa istom količinom energije koju su i posedovali, ovo je dobro poznato Thomson-ovo rasejanje.

Kako se energija fotona povećava, sve je veća mogućnost da dođe do pobude jezgra, jasno za to postoji energetski prag. Kada je energija fotona tačno jednaka energiji nekog od pobuđenih stanja jezgra, moguće je doći do rezonantne predaje energije. Na taj način se apsorpcijom fotona jezgro dovodi u pobuđeno stanje tačno određene energije. Na taj način dolazi do pojave rezonantnih pikova prikazanih na slici 23. Širina ovih pikova raste sa porastom energije. Pri ovim vrednostima energija još uvek se ne može emitovati neki od nukleona. Dobro je poznato da je srednja energija veze po nukleonu, osim za ona najlakša jezgra, reda veličine 7 - 8 MeV.

Nuklearni fotoefekat je proces u kojem postoji mogućnost da se jezgro dovedeno u pobuđeno stanje reši energije pobude na način da se emituje nukleon. Na ovaj način, po Bohrovom modelu složenog jezgra dolazi do mogućnosti izbacivanja nukleona, kao jednog od kanala reakcije. Prva reakcija u kojoj je ostvaren nuklearni fotoefekat je bila realizovana od strane Chadwick-a i Goldhaber-a, 1930-ih godina. Oni su uspeli pomoću gama zračenja koje se dobilo putem raspada teških jezgara, koristeći gama linije tačno definisane energije, da odrede energiju veze deuterona. Upadni gama kvant energije 2,63 MeV doveo je do raspada jezgra na račun emisije nukleona, emitovani su proton i neutron sa energijama od po 0,2 MeV. Razlika koju dobijamo odgovara gruboj proceni energije veze jezgra deuterijuma koja iznosi 2,22 MeV što je u dobroj saglasnosti sa eksperimentalnom vrednošću. Definisana reakcija je oblika:

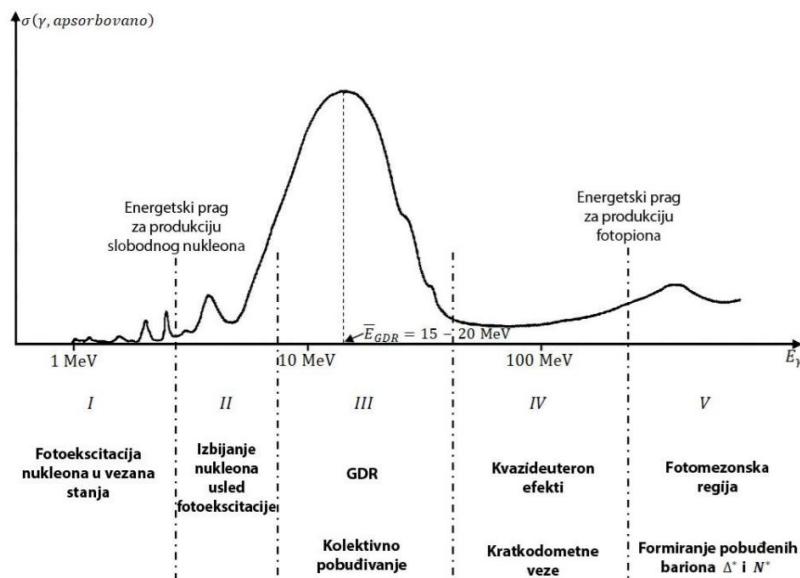


Jasno se vidi da je uslov za nuklearni fotoefekat ispunjen, pri čemu se ovde odvijaju fotonuklearne reakcije oblika  $(\gamma, p)$  i  $(\gamma, n)$ .

Daljim povećanjem energije upadnog zračenja, pored mehanizma rezonantne pobude pojedinačnih energetskih stanja, otvaraju se vrata i za direktnе nuklearne interakcije. U ovom procesu izostaje nastanak složenog jezgra, već usled povećanja energije upadnog zračenja dolazi do smanjenja talasne dužine, pa se interakcija zračenja sa nivoa jezgra prenosi na nivo nukleona. Te interakcije mogu biti periferne, ili u dubini jezgra zavisno od upadne energije. Može se zaključiti da je ovaj mehanizam podržan modelom ljsaka, u kojem se ne izražava tako jaka interakcija među nukleonima koja bi dovela do preraspodele celokupne upadne energije na sve konstituente. U tom slučaju emisija nukleona je jako verovatna, s naglaskom da se pri nižim energijama emituju većinski neutroni, jer za emisiju protona je potrebno savladati Coulomb-ovu barijeru, međutim povećanjem energije upadnog zračenja i taj efekat se minimalizuje.

Razvoj akceleratorske tehnike, kao i mogućnost dobijanja zakočnog zračenja visokih energija, istraživanja ovog tipa nuklearnih reakcija dobijaju novu dimenziju. U prvim godinama istraživanja fotonuklearnih reakcija sve se gotovo radilo na osnovu upotrebe gama zračenja koje je dobijeno na račun raspada jezgara, međutim te energije nisu bile ni približne ovima koje danas poznajemo, a dobijene su pomoću akceleratora.

Zakočno zračenje kada se upućuje na metu definiše se efikasnim presekom, dakle verovatnoćom da do njegove apsorpcije dođe na ispitivanom jezgru, nakon čega se ispituju mehanizmi interakcije u zavisnosti od energije upadnog snopa fotona.



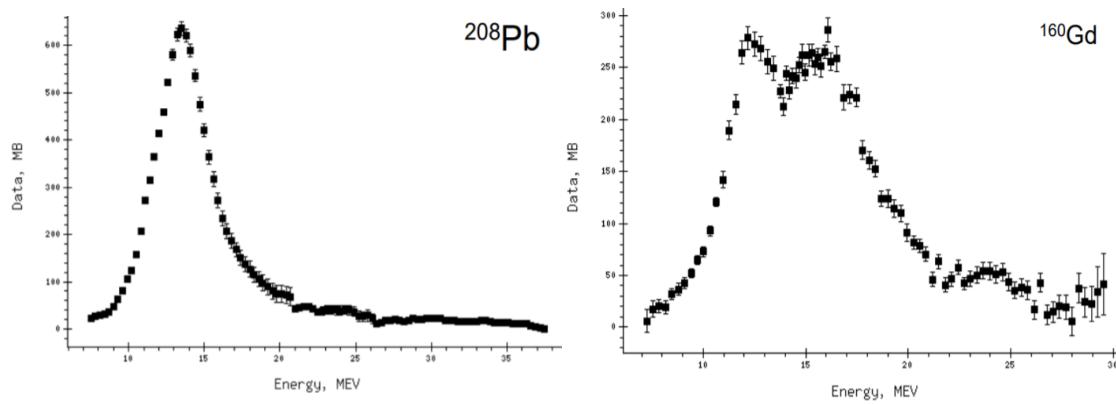
Slika 23. Efikasni presek za fotoapsorpciju u jezgru

Na osnovu gornjeg grafičkog prikaza za efikasni presek za fotoapsorpciju u jezgru, možemo da uočimo nekoliko različitih oblasti. Prva oblast, a i druga, opisuju već definisane rezonantne mehanizme interakcije upadnog zračenja i ispitivanog jezgra. Treća odlast koja se proteže od nekih 10 MeV pa do 25-30 MeV, definisana je kao GDR - Gigantska dipolna rezonanca. Naznačeno je putem kojeg modela može biti opisana, to je kolektivni model, a pored njega i model ljsaka u određenoj meri može da opiše ovu oblast. Maksimum krive u odlasti GDR leži na nekih 20 MeV i može se izraziti kao:

$$E_{MAX} = \frac{80}{A^{1/3}} \quad (40)$$

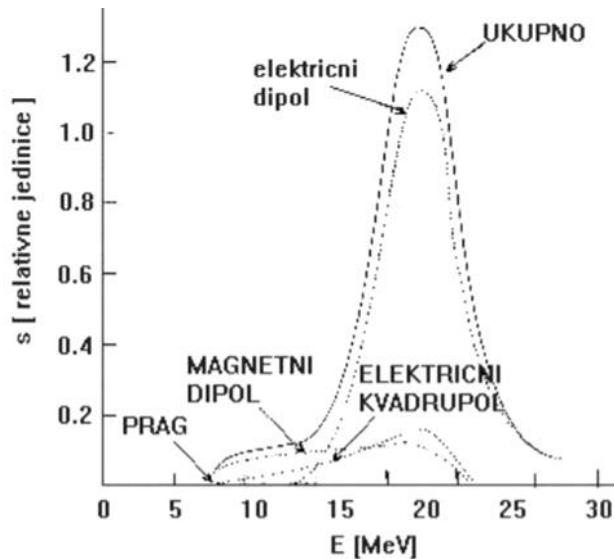
gde  $A$  predstavlja atomski broj jezgra na kojem se odvija apsorpcija.

Primećuje se da je kriva u ovoj oblasti glatke forme, to je posledica raspodele energetskih stanja unutar jezgra, kao i osobine zračenja koje se apsorbuje na njemu. Pomoću ovoga se i definiše pojam GDR. Naime, dobro je poznato da se povećanjem energije nivoa unutar jezgra, gustina energetskih stanja povećava. Dolazi do njihovog međusobnog preklapanja, jer su širine energetskih nivoa veće od njihovog međusobnog razmaka. Kako je već rečeno fotonuklearne reakcije izaziva kontinualno zakočno zračenje, stoga ukoliko se gama zračenje koje nije strogo monohromatsko (već ima veoma široku distribuciju na energetskoj skali) apsorbuje u jezgru, neće dovesti do pojedinačnih rezonantnih efekata izolovanih energetskih stanja koja se sreću na nižim energijama, već do gomile malih rezonancija gusto raspoređenih nivoa, koje će se stopiti i formirati glatku krivu koja je i prikazana u oblasti 3. Kako je navedeno već najbolji opis ponašanja jezgra u odlasti GDR daju kolektivni modeli. Interakcija elektromagnetskog zračenja i jezgra rezultira relativnim kretanjem neutrona u odnosu na protone, u najprostijem slučaju. Pri ovom mehanizmu formira se električni dipolni moment usled kojeg nastaju oscilacije jezgra. To znači da jezgro vrši oscilacije svog oblika, na račun kretanja nukleona kao sastavnih delova. Pored ovog navedenog, oscilacije jezgra mogu da se vrše i usled preraspodele nukleona unutar jezgra. Kao rezultat ovih oscilacija oblika moguće je da se proces dekscitacije vrši na račun emisije gama zračenja, potom emisije čestice (neutrona), njihove kombinacije, a može doći i do fizijske. Ono što je karakteristično jeste da oblik apsorpcione krive za oblast gigantske dipolne rezonance zavisi mnogo i od oblika jezgra. Oscilacije oblika nisu jednake za deformisana jezgra i ona nedeformisana. Kod jezgara koja su sfernog oblika oscilacije su iste duž bilo koje ose, dok kod jezgara koja su deformisanog oblika, to nije slučaj, stoga se i apsorpcioni spektar deli na dva dela.



Slika 24. Oblik asporpcione krive u odlasti GDR sfernog i deformisanog jezgra

Kada je reč o GDR treba napomenuti još da najveći doprinos apsorpcije daje električna dipolna apsorpcija. Naravno postoje doprinosi i višeg reda, električni kvadropolni, magnetni dipolni, ali oni su daleko manji u odnosu na E1. Ovo je prikazano na slici ispod.



Slika 25. Različiti doprinosi tipova radijacije u apsorpcionom spektru oblasti koja odgovara GDR

Nakon široke oblasti karakteristične za GDR, dolazimo do oblasti koja ima izuzetno nizak efikasni presek, a koja se ne može na prethodno definisan način opisati. Ovaj deo apsorpcionog spektra je za ovaj rad najznačajniji stoga će biti posebno analiziran.

Peta, poslednja zona ili fotomezonska zona, sama reč kaže, postoji mogućnost za formiranje mezona, za najlakše mezone prag je na  $\sim 140$  MeV. Na grafiku se ističe i mogućnost formiranja pobuđenih stanja bariona, kako energije rastu.

## 8.1. Apsorpcioni spektar na energijama višim od GDR

Oblast energija koja je najznačajnija za ovaj rad jeste upravo oblast iznad gigantske dipolne resonance. Šta se dešava prilikom apsorpcije visokoenergetskog zakočnog zračenja na jezgru i na koji način se interakcija odvija?

Obzirom da je dosta dugo predmet proučavanja apsorpcionog spektra zakočnog zračenja bio na energijama u oblasti GDR, malo se šta znalo o mehanizmu apsorpcije na energijama iznad GDR pa do energija koje odgovaraju pragu za formiranje mezona. Ima nekoliko razloga za to, prvi je eksperimentalne prirode, odnosi se na tehničke poteškoće koje su vezane za mogućnost dobijanja snopa visokoenergetskog zakočnog zračenja pomoću akceleratora. Druga značajna poteškoća je ta da se primenjivani metodi u oblasti energija GDR ne mogu tek tako proširiti na ovaj region (u oblasti GDR emisija čestica se svodi na emisiju jednog, do dva neutrona, dok pri višim energijama je to čak i do desetak nukleona). Jasno metode za direktnu detekciju za jedan fotonukleon nikako nisu iste i ne mogu se primeniti na reakcije u kojima se emituje daleko veći broj.

Zašto je regija zapravo iznad GDR u oblasti interesovanja?

Odgovor na ovo pitanje se krije zapravo u promeni mehanizma interakcije između visokoenergetskih fotona i jezgra, u odnosu na sve ostale oblasti. Naime, upadno zračenje zbog svoje izuzetno visoke energije, što implicira smanjenje talasne dužine zračenja, više ne interaguje sa jezgrom kao celinom, ne pobuđuje ga na način koji je opisan u delu priče o GDR, već interaguje sa sistemom od nekoliko nukleona koji se formira unutar jezgra. Dakle u ovoj energetskoj regiji fotonuklearne reakcije su oblika recimo  $(\gamma, 2n)$ ,  $(\gamma, 3n)$ ,  $(\gamma, 4n)$ ,  $(\gamma, pn)$ .

Jedan od lepih modela kojim se može opisati interakcija upadnog zračenja u ovoj oblasti jeste kvazideuteronski model, koji je i naglašen na slici koja prikazuje apsorpcioni spektar zakočnog zračenja na jezgru. Krajem 1950-ih ovaj model je predložen od strane Levinger-a. Interakcija upadnog fotona i jezgra se svodi na nivo interakcije sistema zvanog kvazideuteron. Kvazideuteronom se definiše sistem od jednog protona i jednog neutrona, koji se nalaze na dovoljno maloj udaljenosti u trenutku apsorpcije zračenja da između njih dejstvuje jaka nuklearna sila, što indukuje da se ovaj dvočestični sistem ponaša kao deuteron za koji se može reći da egzistira unutar prvobitnog jezgra kao jedno slobodno jezgro. Apsorbovana energija se prenosi na sastavne delove (proton i neutron) te tako prvobitno jezgro napuštaju oba nukleona, jer im je predata dovoljno velika energija da mogu da napuste sistem. Verovatnoća odvijanja ovog tipa interakcije upadnog zračenja i jezgra definisana je pomoću sledećeg izraza:

$$\sigma_{KD} = L \frac{NZ}{A} \sigma_d(E_\gamma) f(E_\gamma) \quad (41)$$

pomoću  $\sigma_d$  definisan je efikasni presek da dođe do formiranja deuterona unutar jezgra, jasno ova verovatnoća je direktno funkcija energije upadnog fotona, potom veličina  $\frac{NZ}{A}$  predstavlja mogući broj formiranih deuterona unutar zapremine koju zauzima jezgro, prikazan koeficijent srazmernosti  $L$  daje verovatnoću da se dva nukleona nađu na dovoljno maloj udaljenosti u datom trenutku vremena, a član  $f(E_\gamma)$  je efekat potiskivanja prelaza usled Paulijevog principa, zbog postojanja kvazideuteronskog para, zavisao takođe od energije.

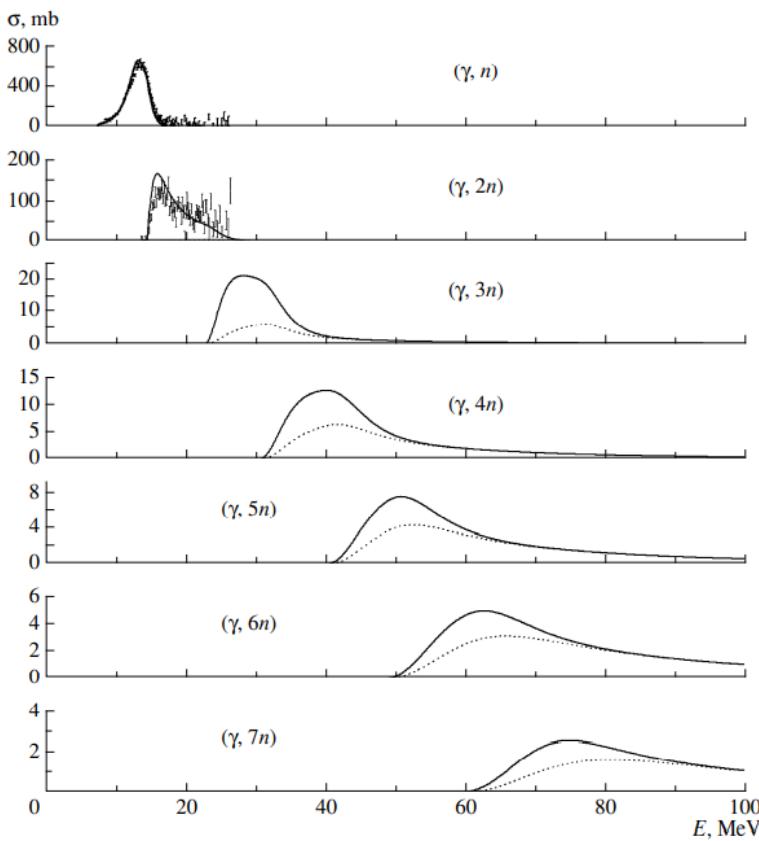
Dakle, za objašnjenje efikasnih preseka u ovoj oblasti, zaključak je da mehanizam primenjen na GDR ne funkcioniše, jako niske vrednosti efikasnog preseka zahtevaju ispitivanje drugih mehanizama. Pokušaj da se objasne efikasni preseci pomoću analize reakcija tipa  $(\gamma, n), (\gamma, p)$  nisu dali adekvatna slaganja jer rezultati govore da su ove reakcije najverovatnije na dosta nižim energijama.

Definitivno, za objašnjenje efikasnih preseka u ovoj oblasti se analiziraju reakcije izbacivanja većeg broja nukleona, reakcije tipa  $(\gamma, xn)$ , gde  $x$  govori o broju neutrona. Pored njega opisan model kvazideuteronskog sistema je isto tako prisutan kada je reč o analizi fotonuklearnih reakcija na energijama između GDR i onih za formiranje mezona, sa naglaskom da je najverovatnije da se na energijama oko 100 MeV odvija interakcija na osnovu ovog modela.

## 8.2. Reakcije tipa $(\gamma, xn)$ . Efikasni preseci.

Kada su u pitanju efikasni preseci za reakcije višestrukog izbacivanja nukleona, koje su za ovaj rad najbitnije, ono što je primećeno u dosadašnjim istraživanjima je smanjenje vrednosti efikasnog preseka za ove reakcije kako se povećava broj emitovanih nukleona. Ono što je još jedna od poteškoća za istraživanje, jeste da se direktnom metodom detekcije emitovanih nukleona (neutroni i protoni) ni na koji način ne mogu izdvojiti različiti kanali reakcije (u smislu višestrukosti) i vršiti ispitivanja. Ono čemu se pribegava je upravo eksperimentalni deo ovog rada, a to je da se putem gama spektroskopije posmatra indukovana aktivnost stvorenih izotopa prilikom ozračivanja mete visokoenergetskim snopovima, pri čemu se posmatraju različiti kanali reakcije. S obzirom da svaki od stvorenih potomaka fotonuklearnih reakcija ima jedinstven gama spektar, putem identifikacije pojedinih gama linija je veoma lako pratiti pojedine kanale reakcije. Ovom metodom moguće je posmatrati reakcije višestrukog izbijanja gde dolazi do emisije i do 7-8 nukleona.

Na slici ispod može da se vidi već nešto od prethodno izrečenog. za početak posmatrajući  $y$ -osu, jasno je vidljivo da se vrednost efikasnog preseka smanjuje sa porastom emitovanih nukleona.

Slika 26. Efikasni preseci za  $(\gamma, xn)$  reakcije  $x = 1 - 7$  na jezgru  $^{209}\text{Bi}$ 

Krive predstavljene punom linijom na gornjem grafiku prikazuju efikasni presek koji je izračunat kao suma efikasnih preseka GDR i efikasnog preseka kvazideuteronskog modela, dok isprekidane krive predstavljaju efikasne preseke koji su isključivo dobijeni kvazideuteronskim modelom. Efikasni presek za GDR je računat na osnovu polumikroskopskog modela i uzima u obzir emisiju samo neutrona, jer je emisija protona snažno potisnuta zbog Coulomb-ove barijere. Primećuje se da na niskim energijama efikasni presek za formiranje kvazideuteronskog para ne uzima gotovo nikakav udeo, dok povećanjem energije je on sve značajniji, i za fotonuklearne reakcije sa višestrukim izbacivanjem nukleona (naročito počev od  $x > 3$ ).

Ono što će u nastavku biti nadalje predstavljeno jeste upravo poređenje verovatnoće da se odvije reakcija  $^{209}\text{Bi}(\gamma, p5n)^{203}\text{Pb}$  na dve različite energije, na 60 MeV i 80 MeV.

Dosadašnja diskusija se vodila isključivo na tome da na energijama od interesa dolazi do emisije neutrona (jer Coulomb-ova barijera sprečava protone), međutim da li na većim energijama dolazi i do emisije protona?

Praćenjem indukovane aktivnosti stvorenih izotopa  $^{209}\text{Bi}$  zaključuje se da se radi o isključivo emisiji neutrona, međutim ukoliko dođemo do informacije da postoji izuzev kanala  $(\gamma, xn)$  i kanal  $(\gamma, pxn)$  možemo sa odgovarajućom sigurnošću reći da pored izotopa bizmuta, imamo stvoren i potencijalno neki od izotopa olova, što nije tako beznačajan podatak kada su u pitanju dalja istraživanja u oblasti fotonuklearnih reakcija i postavke teorijskih modela koji treba na

zadovoljavajući način da opišu mehanizam interakcije upadnog zakočnog zračenja i jezgra ispitivanog izotopa.

### 8.3. Teorijski proračuni. TALYS.

Krajem 20. veka programski paket pod imenom TALYS razvija se u svrhu simuliranja nuklearnih reakcija. Razvija se i usavršava u četiri zemlje: Austriji (IAEA-International Atomic Energy Agency), Holandiji (NRG Petten), Belgiji (Univerzitet Libre, Brisel) i Francuskoj (CEA Bruyères-le-Châtel). Kao programski paket, namenjen je za Linux operativni sistem, dok je zasnovan na radu Fortran77 programskog jezika. U svom razvoju ima već sedam verzija, od kojih je poslednja pod nazivom TALYS 1.95 i u upotrebi je već dve godine. Osnovni zadatak paketa je simulacija nuklearnih reakcija, pri čemu su upadne čestice, projektili protoni, neutroni, foton, alfa čestice, zatim laka jezgra deuterijuma, tricijuma. Simulacija nuklearnih reakcija vrši se u opsegu energija 1 keV pa do 200 MeV, na izotopima kako metama čiji se atomski brojevi kreću u opsegu od 5 do 339. U zavisnosti šta je od interesa kao informacija koju želimo dobiti prilikom simulacije određene nuklearne reakcije, pri definisanju ulaznih parametara, TALYS je u stanju da proračuna jako važne karakteristike. Neke od njih su efikasni preseci da reakciju od interesa, ugaona raspodela produkata reakcije, potom energije uzmaka mete na kojima se reakcija odvija i mnoge druge informacije. Ovde se već vidi važnost daljeg usavršavanja i razvoja ovog paketa. Ono što je takođe od značaja za eksperimente u polju nuklearne fizike, jeste da se pomoću određenih proračuna može doći do informacija bitnih za sam eksperiment. Takvi proračuni mogu da poboljšaju eksperimentalne rezultate jer mogu uputiti na koji način je recimo bolja postavka eksperimenta. Smisao simulacije nuklearnih reakcija je u tome da se na osnovu teorijskih modela koji postoje danas procene bitni parametri za eksperiment i da se isti uporede sa eksperimentalnim rezultatima. Ovo je važno jer se na taj način potvrđuju prepostavljeni teorijski modeli. Sam TALYS bazira se na analizi nuklearnih reakcija pomoću do sada dobro poznatih teorijskih modela, a oni su: model složenog jezgra (pominjan već za niske energije, Bohr-ov model), model direktnih nuklearnih reakcija, predrvnotežni model, zatim optički i fisioni model. Podešavanjem ulaznih parametara, od kojih je jedan vrednost energije projektila, program pokreće analizu svih mogućih situacija na različitim nivoima kompleksnosti. U ovom radu neće biti korišćen TALYS, već će se diskusija voditi samo na eksperimentalno dobijenim rezultatima, ali u nekom kasnijem trenutku potrebe da se teorijski proračuni izvedu biće svakako od važnosti u vidu poređenja sa eksperimentalnim podacima.

## 9. Eksperimentalni deo

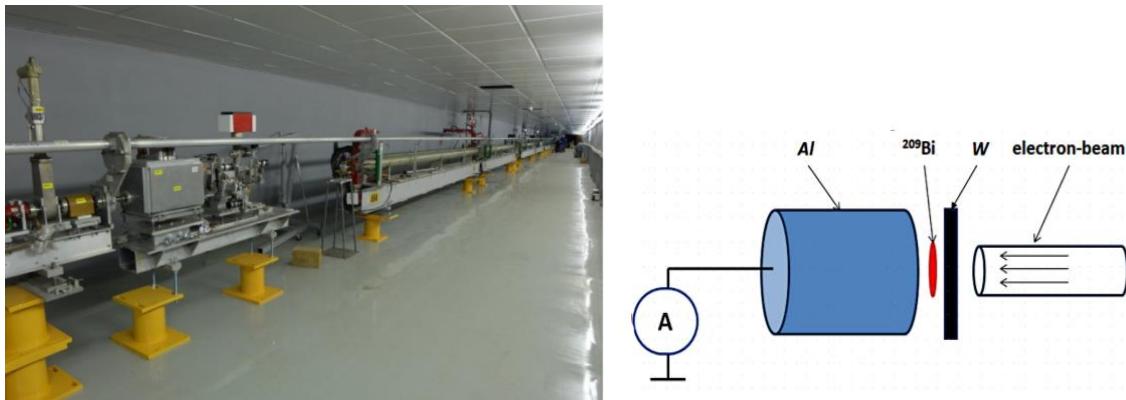
Eksperiment iz kojeg su dobijeni rezultati ovog rada odrđen je u Laboratoriji za nuklearne probleme Objedinjenog instituta za nuklearna istraživanja u Dubni, Rusija.

LINAC-200, linearni akcelerator koji ubrzava elektrone u opsegu energija od 20-200 MeV sa potencijalom da se energije upadnih elektrona podignu i na visinu od 1 GeV polazna je tačka za ovaj eksperiment.

Kako je već opisano u Poglavlju 7, pomoću akceleratora čestica (elektrona) upućenih na metu dolazi do formiranja snopa zakočnog zračenja, kontinualne prirode. Energije elektrona koje su korišćene u ovom eksperimentu su bile 40 MeV, 60 MeV, 80 MeV i 100 MeV. Podaci koji su analizirani u ovom radu baziraju se na dve energije 60 MeV i 80 MeV. Kada je u pitanju snop elektrona koji je gotovo monoenergetski, frekvencija elektrona iznosila je 25 Hz, u impulsnom režimu rada LINAC-a sa trajanjem impulsa elektrona od 2  $\mu\text{s}$ . Meta na koju se upućuju elektroni izrađena je od volframa debljine 5,56 mm (može biti i neki drugi element, međutim potrebno je da ima visok redni broj) iz razloga što je verovatnoća za emisiju zakočnog zračenja stroga funkcija rednog broja i direktno zavisi od njega. Tako formirano zračenje upotrebljeno je za ozračivanje mete od bizmутa. Upotrebljen je  $^{209}\text{Bi}$  prirodni bizmut, monoizotop, u obliku sitnih zrna. Karakteristike bizmuta će biti opširnije predstavljene u nastavku. Nakon ozračivanja mete, visokoenergetskim snopom zakočnog zračenja, ista se prenosi na poluprovodnički HPGe detektor kako bi se pratila indukovana aktivnost novostvorenih izotopa i dobiti informacije koje su od interesa za ovaj rad. Interakcija visokoenergetskog zakočnog zračenja i mete, na osnovu izračunatih energetskih pragova za  $(\gamma, xn)$  reakcije upućuje na to da se mogu očekivati izuzetno lagani izotopi bizmuta, odnosno da je moguće u gama spektru uočiti i linije koje potiču od najlakših izotopa, recimo  $^{200}\text{Bi}$ .

Zadatak ovog rada je doći do informacije da li postoji mogućnost da se pored novoformiranih kanala za reakciju tipa  $(\gamma, xn)$  desio i kanal za reakciju tipa  $(\gamma, pxn)$  o čemu će se nadalje govoriti.

Slika 27 daje prikaz LINAC-200-a korišćenog u eksperimentu, pored je geometrija postaljene mete  $^{209}\text{Bi}$ .



Slika 27. Prikaz eksperimentalne postavke i prikaz geometrije eksperimenta

### 9.1. $^{209}\text{Bi}$ početno jezgro. Karakteristike novostvorenih izotopa.

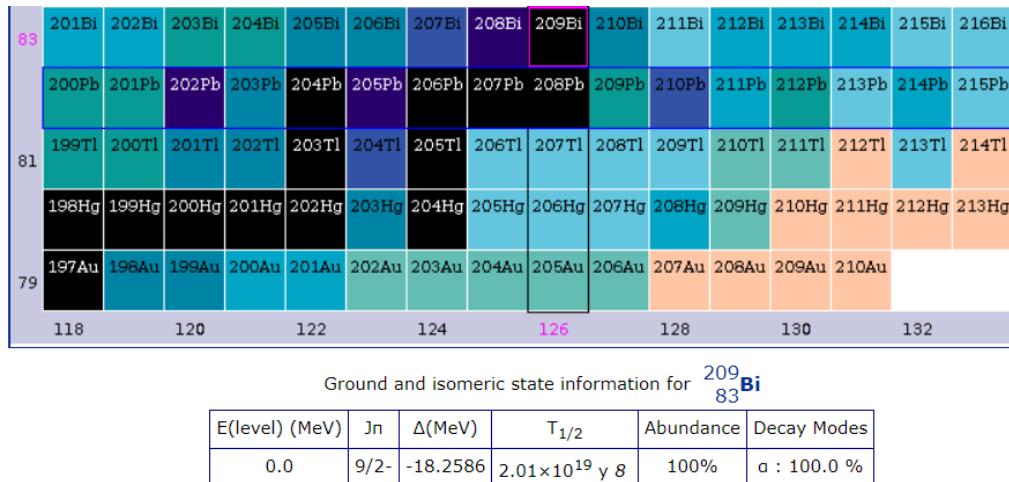
Pogodnost ozračivanja mete bizmuta, jedinog stabilnog od svih izotopa (stabilnog u smislu izuzetno dugog perioda poluraspada ( $T_{1/2} = 2,01 \cdot 10^{19}$  godina)), visokoenergetskim snopom zakočnog zračenja, je u tome da omogućava analizu fotonuklearnih reakcija sa višestrukom emisijom nukleona. S obzirom da se meta sastoji od samo jednog izotopa, produkti fotonuklearnih reakcija imaju potpuno jednoznačan način nastanka. Kako je već naglašeno za ovaj rad su od interesa energije od 60 MeV i 80 MeV, a u tabeli ispod se mogu videti izračunate energije za emisiju više nukleona, ovde prikazanih neutrona, odnosno energije praga.

Reaction	Reaction threshold, MeV	Half-life of final-state nucleus
$^{209}\text{Bi}(\gamma, 2n)^{207}\text{Bi}$	14.35	32.9 yr
$^{209}\text{Bi}(\gamma, 3n)^{206}\text{Bi}$	22.45	6.243 d
$^{209}\text{Bi}(\gamma, 4n)^{205}\text{Bi}$	29.48	15.31 d
$^{209}\text{Bi}(\gamma, 5n)^{204}\text{Bi}$	37.95	11.22 h
$^{209}\text{Bi}(\gamma, 6n)^{203}\text{Bi}$	45.15	11.76 h
$^{209}\text{Bi}(\gamma, 7n)^{202}\text{Bi}$	54.03	1.71 h

Tabela 1. Energetski pragovi za pojedine fotonuklearne reakcije oblika  $(\gamma, xn)$ 

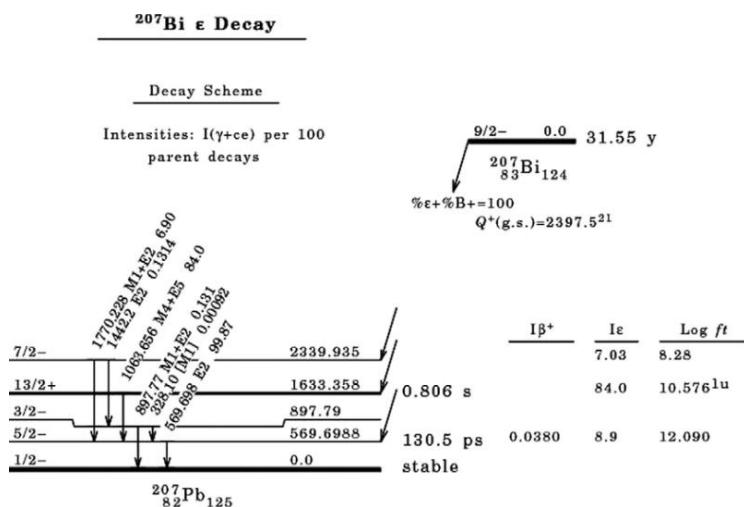
Ono šta se može već sad zaključiti jeste da definitivno na energijama od interesa postoje novoformirani izotopi bizmuta od onih teških do onih najlakših (u pogledu atomskog broja). Pored energije praga u Tabeli 1 su naznačeni i periodi poluraspada osnovnih stanja ovih izotopa. Dakle prilikom izbacijavanja nukleona, nastali izotopi se sa svojih pobuđenih stanja vraćaju jako

brzo u osnovna, koja su takođe sa definisanim periodom poluraspada, nisu stabilna, pri čemu se svaki od njih raspada putem elektronskog zahvata.



Slika 28. Prikaz izotopa bizmuta

U tabeli iznad može se uočiti još jedna lepa stvar, periodi poluraspada opadaju sa povećanjem broja izbačenih nukleona u odnosu na  $^{209}\text{Bi}$ . Prilikom praćenja indukovane aktivnosti nastalih izotopa, neposredno nakon ozračivanja, ovo je od značaja, jer ukoliko je period poluraspada veći, odbroj ispod vrha pune linije je manji, samim tim greška merenja aktivnosti je značajna. Dugoživeći izotopi u prvoj seriji merenja neće davati intenzivne gama linije u spektrima, što znatno olakšava njihovu obradu. No ukoliko je neka od gama linija dugoživećih potomaka reakcije posebno zanimljiva, ozračeni uzorak se može meriti nakon nekoliko dana. Tada u spektru neće biti doprinosa kratkoživećih potomaka. Ovo je karakteristično za izotop  $^{207}\text{Bi}$  jer je njegov period poluraspada osnovnog stanja reda veličine godina. Shema raspada osnovnog stanja izotopa  $^{207}\text{Bi}$  kao jedan primer data je u nastavku.



Slika 29. Shema raspada osnovnog stanja izotopa  $^{207}\text{Bi}$  sa periodom poluraspada 31.55 godina

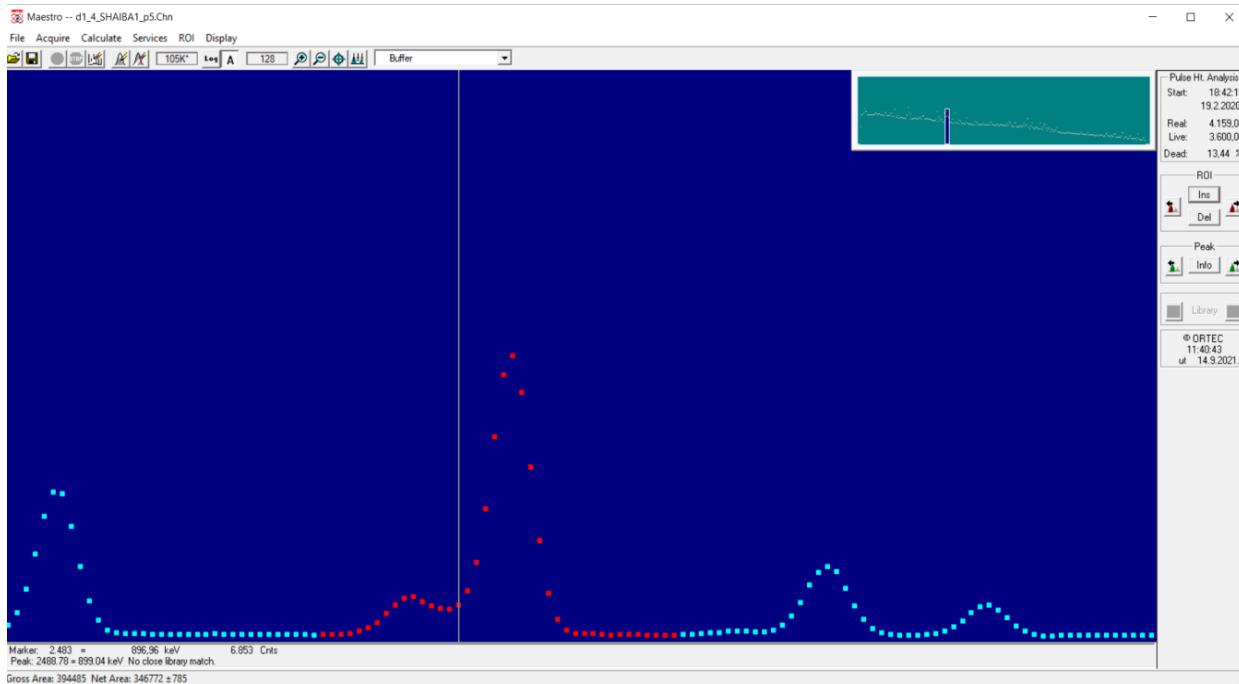
Kako je rečeno merenja indukovanih aktivnosti su vršena na HPGe detektoru, poluprovodničkom detektoru.

Spektri koji su se korišćeni u analizi, prikupljeni su u nizu uzastopnih merenja od po 3600 s u roku od 24 sata, tako da na raspolaganju za praćenje indukovane aktivnosti je bilo oko 20 spektara. Razlog za ovo je upravo prethodno rečeno, periodi poluraspada nastalih izotopa se zaista razlikuju od reda veličine  $10^5$  godina, za  $^{208}\text{Bi}$  pa do 30min što je karakteristika izotopa  $^{200}\text{Bi}$ , koji je na energijama od 80 MeV svakako primećen. Ovakav tajming merenja je odabran pošto su radionuklidi od značaja kratkoživeći i neophodno je bilo tokom prvog dana nakon ozračivanja registrovati dovoljan broj upotrebljivih spektara sa zadovoljavajućom statistikom brojanja gama linija od interesa.

U računu koji sledi za proveru verovatnoće odvijanja kanala reakcije  $(\gamma, pxn)$  praćena je aktivnost izotopa  $^{203}\text{Bi}$  kao i  $^{203}\text{Pb}$ . Odnosno proveravano je da li se aktivnost novonastalog izotopa olova menja na različitim energijama fotonskog snopa, ukoliko je to slučaj, odnosno ukoliko postoji povećana aktivnost olova na višim energijama, može se sa određenom verovatnoćom reći da je kanal reakcije  $^{209}\text{Bi}(\gamma, p5n)^{203}\text{Pb}$  formiran, pored kanala za koji definitivno znamo da postoji na ovim energijama, a to je  $^{209}\text{Bi}(\gamma, 6n)^{203}\text{Bi}$  preko kojeg se raspadom  $^{203}\text{Bi}$  svakako formira  $^{203}\text{Pb}$  sukcesivnim transformacijama koje su objašnjene u Poglavlju 2.

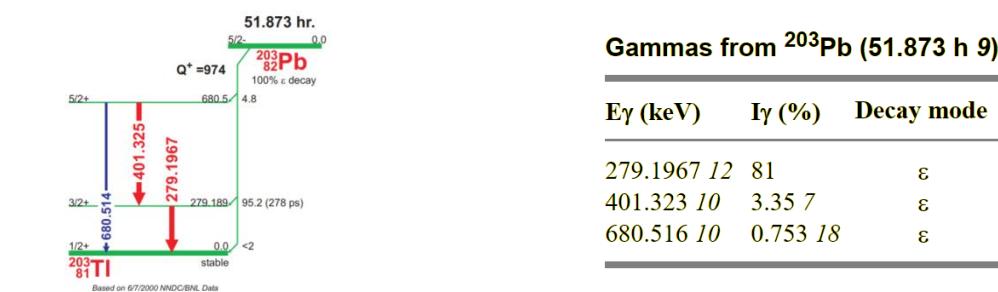
Zašto je jedna ovakva analiza sprovedena baš za ove izotope. Osnovni razlog je svakako činjenica da se emisijom protona, sa ili bez emisije dodatnih neutrona dobijaju izotopi olova. Na slici 28 se može videti da su izotopi olova  $^{204}\text{Pb}$ ,  $^{206}\text{Pb}$ ,  $^{207}\text{Pb}$  i  $^{208}\text{Pb}$  stabilni i dalje se ne raspadaju. To znači da se u detektovanim gama spektrima njihov doprinos u vidu pojave gama linija ne može očekivati, pa o obimu njihovog nastanka ništa konkretno ne možemo suditi. Izotop olova  $^{205}\text{Pb}$  ima veoma dug period poluraspada tako da se gama zračenje koje on emituje teško može detektovati. Prvi od izotopa olova koji nam je stajao na raspolaganju je bio  $^{203}\text{Pb}$ . I ovaj je izotop stabilan, ali poseduje izomerno stanje i emituje gama zračenje prilikom njegove deekscitacije. Velika je verovatnoća da se u nuklearnim reakcijama ovaj izotop stvara u svom pobuđenom stanju tako da se praćenjem intenziteta njegovih gama linija može doći do zaključka o verovatnoći njegovog formiranja. Jedan od razloga je i taj što je period poluraspada osnovnih stanja dovoljan da bi se mogla meriti indukovana aktivnost novostvorenog izotopa  $^{203}\text{Bi}$  koji nastaje kanalom reakcije  $^{209}\text{Bi}(\gamma, 6n)^{203}\text{Bi}$ , a potom se raspada na izotop olova  $^{203}\text{Pb}$ . Takođe u sklopu ovog rada nisu nam ni značajni kanali pri kojima se dešava fotodezintegracija kroz nekoliko nukleona, već je od interesa region u kojem postoji mogućnost procene da će doći do fotodezintegracije kroz emisiju naielktrisanog nukleona, protona, pored emisije  $x$  neutrona. Stoga je praćena aktivnost onih najlakših izotopa. Pored toga drugi kanal koji se ispituje  $^{209}\text{Bi}(\gamma, p5n)^{203}\text{Pb}$  upravo daje verovatnoću da se emituje i proton, stoga indukuje povećanu početnu aktivnost ovog izotopa olova, koja se može pratiti lepo jer je njegov period poluraspada dovoljan da se unutar spektra uoči njegovo prisustvo. Linije koje su praćene za ova dva izotopa,

jedna koja pripada bizmutu, druga olovu su razmatrane iz razloga prvenstveno što su singl linije. U izotopu bizmута javljaju se i linije koje su intenzivnije međutim na spektrima se uočavaju kao deo dubleta pri energijama od interesa, i njihovo razdvajanje moralo bi ići kroz dodatnu obradu što u ovom radu nije analizirano. Pored toga rešavanje dubleta unosi i dodatnu grešku prilikom fitovanja. Takva jedna linija  $^{203}\text{Bi}$  od 896.9 keV kao deo dubleta može se videti na spektru prikazanom na slici ispod. Prikazan je aktivan prozor softvera ORTEC (MAESTRO, Amptek, Inc; verzija 5.34.0.0).



Slika 30. Linija  $^{203}\text{Bi}$  od 896.9 keV kao deo dubleta  
(raspadi izotopa formiranih na energiji od 80 MeV)

Ono što je pogodnost  $^{203}\text{Pb}$  jesu single linije, kojih je tri; za analizu je korišćena ona sa najvećom vrednosti  $I_\gamma$ .

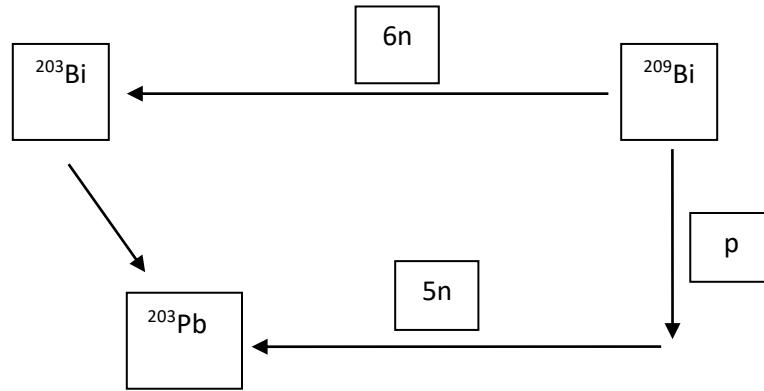


Slika 31. Shema raspada izotopa  $^{203}\text{Pb}$

Sa kompletним prethodnim izlaganjem predstavljeni su parametri eksperimenta, potom su definisane osnovne karakteristike izotopa bizmuta kako polaznog (mete), tako i novoformiranih izotopa pri fotonuklearnim reakcijama. Zatim je predviđeno ono šta je suština rada, što će u nastavku biti računski sprovedeno. Istaknuti su izotopi čija se aktivnost prati u vremenu i koji su razlozi zašto su oni od interesa, zatim koje su to energije gama linija tih izotopa koje su korišćene u analizi ovog rada.

## 9.2. Analiza gama spektrometrijskih podataka

Pomoću gama spektrometrijskih merenja dobijaju se intenziteti gama linija određene energije, koji su izraženi kao broj detektovanih događaja (impulsa) pod vrhom totalne apsorpcije. Kao što je poznato intenziteti su srazmerni aktivnosti, stoga pomoću njih je moguće odrediti aktivnost na energijama koje su analizirane, i pratiti njihov odnos kako bi se došlo do informacije koja je suštinska za ovaj rad. Ta informacija je upravo sadržana u odnosu početnih aktivnosti izotopa  $^{203}\text{Bi}$  i izotopa  $^{203}\text{Pb}$ , na energijama od 60 MeV i 80 MeV. Ukoliko je ovaj odnos različit, za ove upadne energije snopa, sa dobrom sigurnošću se može reći da je porast početne aktivnosti  $^{203}\text{Pb}$  indukovani usled formiranja kanala  $^{209}\text{Bi}(\gamma, p5n)^{203}\text{Pb}$ . Dakle mi ispitujemo dva kanala koja se shematski mogu prikazati kao:



Slika 32. Kanali koji su analizirani

### 9.2.1. Aktivnost. Odnos aktivnosti izotopa $^{203}\text{Pb}$ i $^{203}\text{Bi}$ , teorijski izraz. Formiranje interpolacijske funkcije.

Odnos početnih aktivnosti ispitivanih izotopa na dve energije upadnog snopa počinje sa analizom teorijskog izraza pomoću kojeg će biti izvršena interpolacija eksperimentalno dobijenih rezultata. Naime u tabeli ispod se nalaze osnovni podaci o ispitivanim izotopima.

<b>ISPITIVANI IZOTOP</b>	<b><math>t_{1/2}(h)</math></b>	<b><math>\lambda(1/h)</math></b>	<b><math>p_\gamma(\%)</math></b>	<b><math>E(keV)</math></b>
<b><math>^{203}\text{Bi}</math></b>	11.76 (5)	0.058941086	8	847.3 (4)
<b><math>^{203}\text{Pb}</math></b>	51.873 (9)	0.013362388	81	279.1967 (12)

Tabela 2. Podaci o ispitivanim izotopima

U pogledu sukcesivnih transformacija, promena broja atoma drugog člana niza, u ovom slučaju to je  $^{203}\text{Pb}$  može se izraziti pomoću relacije:

$$N_2(t) = \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} N_{01}(e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_2 t}) + N_{02} e^{-\lambda_2 t} \quad (42)$$

dok se aktivnost drugog člana niza može definisati kao:

$$A_2 = \frac{\lambda_2 \lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} N_{01}(e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_2 t}) + \lambda_2 N_{02} e^{-\lambda_2 t} \quad (43)$$

i predstavlja aktivnost izotopa olova  $^{203}\text{Pb}$ , pri čemu je uzet u obzir član  $N_{02} e^{-\lambda_2 t}$ . Prilikom interpolacije eksperimentalnih rezultata koji su davali trend porasta atoma drugog člana niza u vremenu, zaključeno je da se ovaj član ne može tek tako zanemariti, jer u tom slučaju eksperimentalni rezultati ne naležu na teorijski definisanu funkciju. Ovde to neće biti posebno grafički predstavljano, samo je naglasak da se obrati pažnja na poslednji član u gornjem izrazu. Kako je  $^{203}\text{Bi}$  u pogledu ovog niza, predak, izraz za promenu broja atoma ovog člana je definisan sa:

$$N_1 = N_{01} e^{-\lambda_1 t} \quad (44)$$

a aktivnost se može predstaviti sa:

$$A_1 = \lambda_1 N_{01} e^{-\lambda_1 t} \quad (45)$$

odnos koji se traži, pomoću ova gore dva izvedena teorijska izraza može da se predstavi kao:

$$\frac{A_2}{A_1} = \frac{\frac{\lambda_2 \lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} N_{01}(e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_2 t}) + \lambda_2 N_{02} e^{-\lambda_2 t}}{\lambda_1 N_{01} e^{-\lambda_1 t}} \quad (46)$$

ukoliko se malo sredi ovaj gornji zapis dobija se:

$$\frac{A_2}{A_1} = \frac{\lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1} (1 - e^{-(\lambda_2 - \lambda_1)t}) + \frac{\lambda_2}{\lambda_1} \frac{N_{02}}{N_{01}} e^{-(\lambda_2 - \lambda_1)t} \quad (47)$$

pri čemu se može jasno uočiti šta je definisano u prvom delu drugog sabirka, tj. odnos  $\frac{\lambda_2}{\lambda_1} \frac{N_{02}}{N_{01}}$  upravo predstavlja odnos početnih aktivnosti analiziranih izotopa.

Gornji izraz  $\frac{A_2}{A_1} = \dots$  predstavlja teorijski izraz pomoću kojeg će biti izvršena interpolacija eksperimentalno dobijenih rezultata za odnos aktivnosti ova dva izotopa (preko detektovanih intenziteta gama zračenja) na dve posmatrane energije snopa. Izraz je funkcija za fitovanje eksperimentalnih podataka sa naglaskom da je član koji opisuje početnu aktivnost olova uzet u obzir.

*Napomena: indeks 1 odnosi se na izotop  $^{203}\text{Bi}$ , dok indeks 2 na  $^{203}\text{Pb}$*

### 9.2.2. Aktivnost. Odnos aktivnosti izotopa $^{203}\text{Pb}$ i $^{203}\text{Bi}$ . Eksperimentalno određivanje.

Eksperimentalno određivanje aktivnosti izvršeno je pomoću vrednosti detektovanih intenziteta odabranih gama linija u spektrima. Odnos aktivnosti posmatranih izotopa razlikuje se od odnosa intenziteta do na multiplikativnu konstantu, koja sadrži određene članove. Kako je u ovom radu cilj doći do odnosa početnih aktivnosti ispitivanih izotopa, zadržaćemo se na izrazu prikazanom u nastavku:

$$\frac{N}{t} = A \varepsilon p_\gamma \quad (48)$$

gde je sa  $N$  definisan broj detektovanih događaja pod vrhom pika totalne apsorpcije u jedinici vremena,  $p_\gamma$  definiše kvantni prinos fotona odabrane energije (drugim rečima broj fotona posmatrane energije koje se emituje prilikom jednog raspada radioaktivnog izvora) a sa  $\varepsilon$  definisana je efikasnost detektora na datoj energiji.

Dakle iz ovog izraza može se doći do aktivnosti posmatranog izotopa kao:

$$A = \frac{N}{\varepsilon p_\gamma t} \quad (49)$$

Pre nego se odredi aktivnost, neophodno je poslužiti se spektrima kako bi se pokupile vrednosti intenziteta detektovanih fotona na datoj energiji, a takođe je potrebno i poznavati efikasnost detekcije fotona određene energije.

### 9.2.3. Određivanje efikasnosti detekcije

U ovom radu je korišćena relativna efikasnost, koja se izračunava pomoću relacije:

$$\varepsilon_r = \frac{N}{p_\gamma} \quad (50)$$

gde je sa  $N$  defnisan broj detektovanih događaja, gama fotona energije  $E$  pod vrhom totlane apsorpcije, dok je sa  $p_\gamma$  naznačen već definisani kvantni prinos gama linija određene energije. Za određivanje relativne efikasnosti korišćen je izotop  $^{206}\text{Bi}$ , koji ima veliki broj intenzivnih linija u dosta širokom opsegu energija, počev od 183,89 keV pa do 2599,6 keV. Period poluraspada ovog izotopa iznosi 6,243 dana, pa je moguće sumirati sve spekture unutar jedne serije merenja koji su dobijeni. Ovim postupkom se jako lepo određuju intenziteti gama linija, sa statističkom nesigurnošću maksimalno 1%. U tabeli ispod se vide izračunate vrednosti relativne efikasnosti za sve energije u gore pomenutom opsegu, kao i greška kojoj je efikasnost određena. Greška je definisana na sledeći način, kao verovatna:

$$\delta(\varepsilon_r) = \sqrt{\left(\frac{\partial \varepsilon_r}{\partial p_\gamma}\right)^2 \sigma(p_\gamma)^2 + \left(\frac{\partial \varepsilon_r}{\partial N}\right)^2 \sigma(N)^2} \quad (51)$$

$$\delta(\varepsilon_r) = \sqrt{\left(-\frac{N}{p_\gamma}\right)^2 \sigma(p_\gamma)^2 + \left(\frac{1}{p_\gamma}\right)^2 \sigma(N)^2} \quad (52)$$

pri čemu je sa  $\sigma(p_\gamma)$  definisana greška kojoj je određena vrednost kvantnog prinosa. Sa  $\sigma(p_\gamma)$  definisana je greška kojom je određena vrednost kvantnog prinosa, kako za date energije ne postoji vrednost u bazi podataka (<http://nucleardata.nuclear.lu.se>), uzeta je aproksimativno 0.5%, a sa  $\sigma(N)$  greška određivanja intenzitete gama linija i izračunata je kao  $\sigma(N) = Net \cdot err.$  (%) (gde je  $Net$  broj detekovanih događaja, a  $err.$  (%) greška koju izbacije softver, donji levi ugao aktivnog prozora).

<b>RELATIVNA EFIKASNOST</b> <i>(Bi-206 izvor)</i>		
<b><math>E</math> (keV)</b>	<b><math>\varepsilon_r</math></b>	<b><math>\delta(\varepsilon_r)</math></b>
183.89	0.87904	0.03249
262.7	1.03099	0.15127
343.51	1	0.01798
398	0.89405	0.02821
497.06	0.84289	0.01416
537.45	0.79799	0.00671
620.48	0.72363	0.02719
632.25	0.73324	0.034

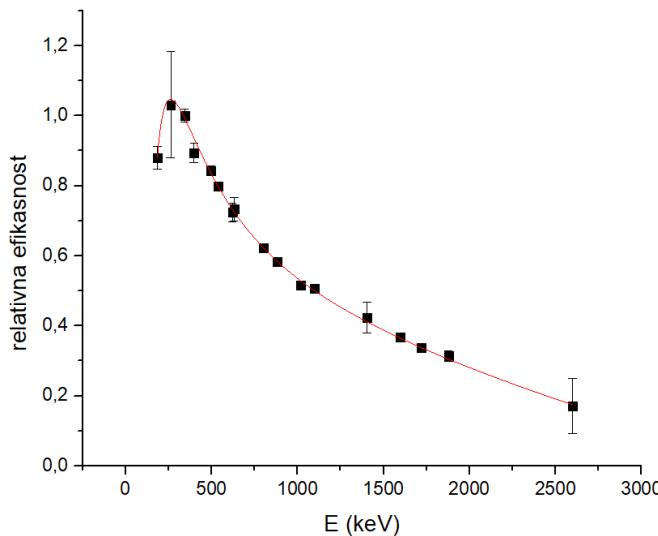
803.1	0.62211	0.00256
881.01	0.5834	0.00308
1018.63	0.51527	0.01171
1098.26	0.50719	0.00741
1405.01	0.42327	0.04394
1595.27	0.36844	0.01128
1718.7	0.3368	0.00323
1878.65	0.31396	0.01475
2599.6	0.17108	0.07841

Tabela 3. Izračunate vrednosti relativne efikasnosti sa određenom greškom

Na osnovu gore dobijenih vrednosti za relativnu grešku, funkcionalna zavisnost između ove efikasnosti i energije, odnosno interpolacija ovih rezultata izvršena je pomoću funkcije oblika:

$$\varepsilon_r(E) = a + b\ln E + c/\ln E + d(\ln E)^2 + e/(\ln E)^2 + f(\ln E)^3 \quad (53)$$

Interpolacija je urađena pomoću programa TableCurve 2D v5.01, potom je funkcija radi lepšeg izgleda i lepše prikazanih grešaka predstavljena pomoću Origin-a. Pri čemu su u nastavku određeni svi parametri fita, kao i grafički prikaz funkcionalne zavisnosti. Fit daje vrednosti parametara, opseg u kojem se nalazi vrednost funkcije, zatim najveću moguću apsolutnu grešku.



Slika 33. Interpolacija rezultata dobijenih za relativnu efikasnost detekcije

OBLIK JEDNAČINE:  $y=a+b\ln x+c/\ln x+d(\ln x)^2+e/(\ln x)^2+f(\ln x)^3$

$r^2$	Coef Det	DF Adj $r^2$	Fit Std Err
0.9990763951	0.9985222321	0.0121586407	

Parm	Value	Std Error	t-value	95% Confidence Limits	P> t
a	-2540.50108	2288.743832	-1.10999800	-7577.99229 2496.990131	0.29068
b	348.3534092	357.9576933	0.973169220	-439.506162 1136.212981	0.35138
c	9186.555839	7276.916396	1.262424266	-6829.82917 25202.94085	0.23290
d	-23.6535465	27.83813850	-0.84968133	-84.9248763 37.61778321	0.41361
e	-13149.8867	9204.426362	-1.42864815	-33408.6925 7108.919162	0.18088
f	0.634285621	0.861223381	0.736493731	-1.26125426 2.529825503	0.47684

Area Xmin-Xmax Area Precision

1168.6215420	7.629294e-15
Function min	X-Value
0.1713121731	2599.6000000
1st Deriv min	X-Value
-0.001024605	383.47316012
2nd Deriv min	X-Value
-0.000166490	183.97726098
	1.743549e-06
	502.33605552

Soln Vector Covar Matrix

GaussElim LUDecom

 $r^2$  Coef Det DF Adj  $r^2$  Fit Std Err Max Abs Err

0.9990763951 0.9985222321 0.0121586407 0.0268871123

Source	Sum of Squares	DF	Mean Square	F Statistic	P>F
Regr	1.7590379	5	0.35180758	2379.77	0.00000
Error	0.001626158	11	0.00014783254		
Total	1.760664	16			

Date Time File Source  
Sep 14, 2021 2:40:41 AM C:\Program Files (x86)\TableCurve2Dv5.01

Ono šta je dobijeno prilikom interpolacije rezultata, a najznačajnije za dalji račun jeste opseg vrednosti funkcije  $\epsilon \in (0,171, 1,031)$ , kao i maksimalna greška koja iznosi 0,027, odnosno 2,70 % približno. Greška kojom je data efikasnost može se odrediti variranjem parametara a,b,c,d,e i f, međutim kako je program izbacio i sam maksimalnu vrednost greške koja je prihvatljiva i ona može da se iskoristi u daljem računu.

Sada kada je poznat oblik funkcije, odnosno zavisnost realtivne efikasnosti detektora od energije, moguće je odrediti relativnu efikasnost za linije koje su analizirane u ovom radu. To je i predstavljeno u tabeli u nastavku.

IZOTOP	ENERGIJA (keV)	EFIKASNOST	MAKSIMALNA APSOLUTNA GREŠKA
$^{203}\text{Bi}$	847.3	0.604	
$^{203}\text{Pb}$	279.1967	1.026	0.0269

Tabela 4. Određena realtivna efikasnost za energije od interesa

### 9.3. Diskusija rezultata

Sada kada je određena efikasnost detekcije za date energije, može se odrediti i promena aktivnosti u toku vremena izotopa koji se prate.

Naime za određivanje aktivnosti potrebni su intenziteti, kako je naglašeno merenja su vršena sukcesivno po sat vremena na HPGe detektoru, stoga su sa spektara uzeti intenziteti za oba seta sukcesivnih merenja, koja su vršena nakon ozračivanja na snopovima od 60 MeV i na 80 MeV. Prvo će biti prikazani rezultati za merenja na 60 MeV kao i odnos aktivnosti dva izotopa koji se posmatra u vremenu kolektovanja spektara sa odgovarajućim greškama, a potom i za 80 MeV. Ovde je potrebno naglasiti da je vreme koje predstavlja naš početni trenutak vreme koje je proteklo od kraja ozračivanja mete pa sve do prvog zabeleženog spektra, potom je vremenska osa nadalje rasla na svakih sat (u nekim slučajevima malo više, što je prikazano u tabelama sa kolonom pod oznakom t(h)), jer su tako i mereni spektri.

Greška kojom je određena aktivnost je izračunata kao verovatna greška po intenzitetima, kvantnom prinosu i relativnoj efikasnosti, što se može izraziti pomoću sledeće relacije:

$$\delta A = \sqrt{\left(\frac{\partial A}{\partial N}\right)^2 \sigma(N)^2 + \left(\frac{\partial A}{\partial p_\gamma}\right)^2 \sigma(p_\gamma)^2 + \left(\frac{\partial A}{\partial \varepsilon_r}\right)^2 \sigma(\varepsilon_r)^2} \quad (54)$$

$$\delta A = \sqrt{\left(\frac{1}{t_{mer} p_\gamma \varepsilon_r}\right)^2 \sigma(N)^2 + \left(-\frac{N}{t_{mer} \varepsilon_r p_\gamma^2}\right)^2 \sigma(p_\gamma)^2 + \left(-\frac{N}{t_{mer} p_\gamma \varepsilon_r^2}\right)^2 \sigma(\varepsilon_r)^2} \quad (55)$$

$t_{mer}$  je vreme nakon kojeg je detektor beležio spektralne podatke, za svaki spektar je to bilo jedan sat. Sa  $\sigma(p_\gamma)$  definisana je greška kojom je određena vrednost kvantnog prinosa, kako za date energije ne postoji vrednost u bazi podataka (<http://nucleardata.nuclear.lu.se>), uzeta je aproksimativno 0.5%.  $\sigma(N)$  kako je rečeno predstavlja grešku određivanja intenziteta gama linija i izračunata je kao  $\sigma(N) = N \cdot err.(\%)$  (gde je  $N$  broj detekovanih događaja, a  $err.(\%)$  greška koju izbacuje softver, donji levi ugao aktivnog prozora).  $\sigma(N)$  se može računati i kao koren iz  $N$ , ili prostim očitavanjem u programu kao  $(N \pm \sigma N)$ .

Krajnji rezultat koji predstavlja odnos aktivnosti izotopa na dve energije upadnog snopa, 60 MeV i 80 MeV, definisan je kao:

$$R = \frac{A_2}{A_1} \quad (56)$$

Greška za krajnji rezultat koji predstavlja odnos aktivnosti izotopa za dve energije upadnog snopa, 60 MeV i 80 MeV, izračunata je po sledećoj relaciji:

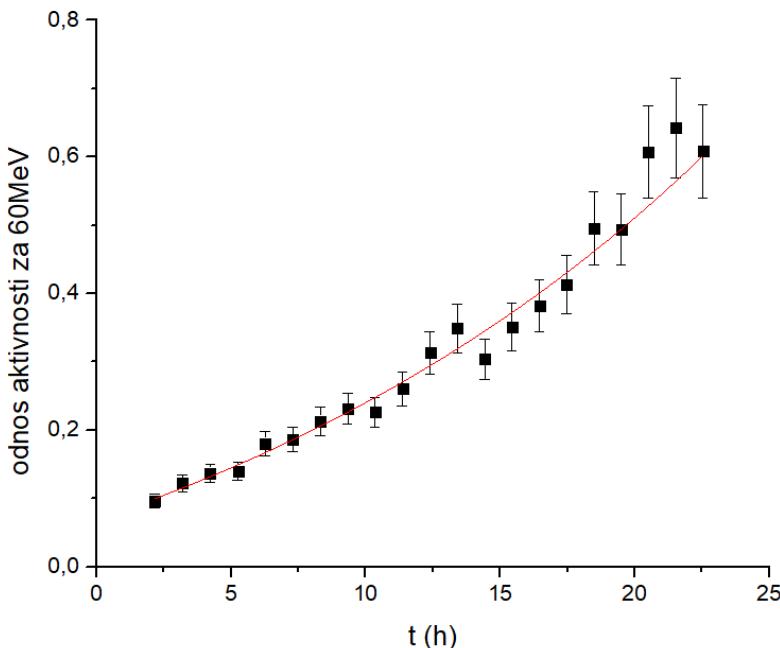
$$\delta(R) = \sqrt{\left(\frac{\partial R}{\partial A_1}\right)^2 \sigma(A_1)^2 + \left(\frac{\partial R}{\partial A_2}\right)^2 \sigma(A_2)^2} \quad (57)$$

Rezultati za upadni snop od 60 MeV.

<i>N(<math>^{203}Bi</math>)</i>	$\sigma N(^{203}Bi)$	<i>N(<math>^{203}Pb</math>)</i>	$\sigma N(^{203}Pb)$	<i>ODNOS AKTIVNOSTI R</i>	<i>GREŠKA</i>	<i>t (h)</i>
3611	139	5986	323	0.09643127	0.010114653	2.17033
3350	134	7038	307	0.122211794	0.012288971	3.19716
3296	124	7757	295	0.136903721	0.013322761	4.2245
3185	121	7660	288	0.139903312	0.013611234	5.24966
2724	118	8430	280	0.180023472	0.017627815	6.273
2790	114	8937	273	0.186335763	0.017883574	7.295
2431	110	8908	269	0.213159117	0.02085026	8.31583
2383	107	9468	265	0.231122842	0.022417764	9.3355
2403	103	9342	261	0.226149043	0.021722447	10.35466
2249	102	10068	257	0.260412852	0.025136317	11.37283
1879	101	10100	253	0.31268227	0.031463463	12.39033
1759	97	10546	250	0.348763149	0.035243099	13.40716
1963	94	10239	246	0.303421189	0.029540839	14.42333
1804	93	10886	243	0.351026949	0.034686749	15.43883
1671	89	10963	241	0.381646801	0.038028106	16.45416
1521	89	10795	237	0.412859322	0.042334536	17.46883
1294	87	11021	235	0.49544493	0.053323108	18.48299667
1342	86	11388	232	0.493632341	0.052078176	19.49666
1142	84	11911	228	0.606723453	0.067521782	20.51
1067	83	11777	229	0.642064884	0.073312485	21.52283
1092	81	11406	226	0.607602275	0.067940603	22.5355

Tabela 5. Podaci za energiju snopa od 60 MeV

Na osnovu podataka u Tabeli 5 u programu Origin predstavljena je zavisnost odnosa aktivnosti u vremenu.



Slika 34. Odnos aktivnosti za 60 MeV

Eksperimentalne tačke sa odgovarajućim greškama interpolirane su teorijski definisanim funkcijom na početku poglavlja, pri čemu su parametri fita dati kao:

Model: Funkcija za fit odnosa aktivnosti izotopa olova i bizmuta  
 Jednačina:  $y=k*(1-\exp((a1-a2)*x))+g*(\exp((a1-a2)*x))$

Reduced Chi-Sqr **0,50587**  
 Adj. R-Square **0,97817**

	Value	Standard Error
k	<b>-0,22818</b>	<b>0,01407</b>
g	<b>0,06879</b>	<b>0,00497</b>

Vrednost g koeficijenta nam je ovde najznačajnija, i ona predstavlja odnos početne aktivnosti izotopa  $^{203}\text{Pb}$  i početne aktivnosti izotopa  $^{203}\text{Bi}$  i iznosi 0,069 (5). Šta to konkretno znači videćemo u nastavku.

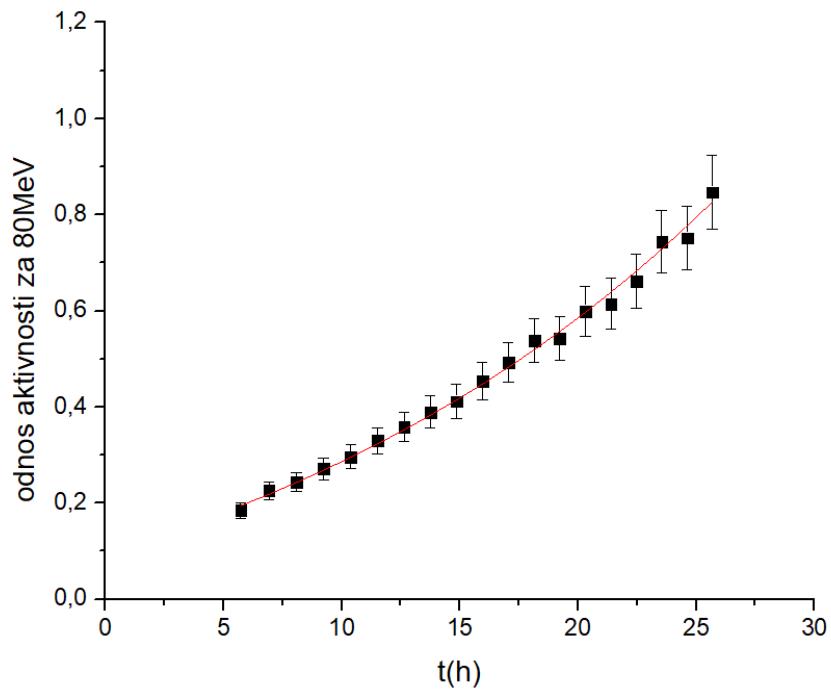
Podaci za energiju snopa od 80 MeV predstavljeni su u nastavku.

$N(^{203}\text{Bi})$	$\sigma N(^{203}\text{Bi})$	$N(^{203}\text{Pb})$	$\sigma N(^{203}\text{Pb})$	<i>ODNOS AKTIVNOSTI R</i>	<i>GREŠKA</i>	<i>t (h)</i>
18797	351.5039	59568	422.9328	0.184345755	0.015432959	5.7224933

16437	198.8877	63789	421.0074	0.225752153	0.018613924	6.9155556
15775	186.145	66077	409.6774	0.243663014	0.020072559	8.0877778
14517	178.5591	67572	405.432	0.270768762	0.022321273	9.2427778
14126	285.3452	71814	409.3398	0.295732175	0.024829254	10.384722
12854	167.102	72876	408.1056	0.329803222	0.027214009	11.516111
12096	245.5488	74465	402.111	0.358112168	0.030068126	12.638056
11093	277.325	74197	393.2441	0.38908635	0.03315601	13.752222
10691	248.0312	75643	393.3436	0.411584563	0.034860492	14.859722
9892	234.4404	77215	393.7965	0.454073577	0.038519288	15.961111
9325	220.07	78903	386.6247	0.492213293	0.04173517	17.057222
8508	206.7444	78680	385.532	0.537954485	0.045719845	18.148611
8510	207.644	79347	380.8656	0.542387427	0.046109036	19.235833
7728	203.2464	79611	383.1328	0.599259087	0.051282167	20.318889
7570	205.904	79955	375.7885	0.614410191	0.052747906	21.398611
7076	200.2508	80500	370.3	0.661784694	0.057046315	22.474722
6286	189.2086	80432	353.9008	0.744325938	0.064605963	23.548056
6231	192.5379	80494	370.2724	0.751474798	0.065445144	24.618611
5596	228.8764	81425	366.4125	0.846425471	0.07712034	25.686667

Tabela 6. Podaci za energiju snopa od 80 MeV

Nakon čega je isti postupak primenjen u Originu.



Slika 34. Odnos aktivnosti za 80 MeV

Eksperimentalne tačke sa odgovarajućim greškama interpolirane su teorijski definisanim funkcijom na početku poglavlja, pri čemu su parametri fita za ovu vrednost energije upadnog snopa dati kao:

Model: Funkcija za fit odnosa aktivnosti izotopa olova i bizmuta

$$\text{Jednačina: } y = k * (1 - \exp((a1 - a2) * x)) + g * (\exp((a1 - a2) * x))$$

Reduced Chi-Sqr **0,00626**

Adj. R-Square **0,99603**

	Value	Standard Error
k	-0,23188	0,00869
g	0,09657	0,00417

Konstanta g za ovu energiju iznosi 0,097(4) i predstavlja takođe odnos početne aktivnosti izotopa  $^{203}\text{Pb}$  i početne aktivnosti izotopa  $^{203}\text{Bi}$ .

Za diskusiju iskoristićemo rezultate koji su dobijeni fitom. Naime, kako se može uočiti, vrednost parametra g, za koji je definisano šta predstavlja, nije konstantna veličina.

<i>energija snopa</i>	<i>PARAMETAR FITA g</i>	<i>GREŠKA PARAMETRA g</i>
60 MeV	0,069	0,005
80 MeV	0,097	0,004

Tabela 7. Upoređivanje parametra g za sve energije

Povećanjem energije snopa kojim je ozračen uzorak, dolazi do promene parametra g. Ova se promena može smatrati statistički značajnom s obzirom da razlika između dve dobijene vrednosti (0,069 i 0,097) znatno prevazilazi eksperimentalnu grešku sa kojom je dobijeni rezultat iskazan. Evidentno je da je odnos aktivnosti  $^{203}\text{Pb}/^{203}\text{Bi}$  veći u slučaju kada je uzorak bizmuta bio izložen fotonima više energije.

U najjednostavnijem slučaju, kada pretpostavimo da do stvaranja  $^{203}\text{Pb}$  dolazi samo preko raspada  $^{203}\text{Bi}$ , mogli bismo očekivati da će dobijeni odnos aktivnosti biti jednak za obe upotrebljene energije. Može se očekivati da će na višim energijama doći do veće produkcije  $^{203}\text{Bi}$  u onolikoj meri koliko je povećan fluks fotona zakočnog zračanja kako i zbog postojanja fotona više energije. No ukoliko  $^{203}\text{Pb}$  nastaje samo putem raspada  $^{203}\text{Bi}$ , na odnos ova dva izotopa u trenutku kada je ozračivanje završeno, energija upotrebljenih fotona ne bi trebala imati baš nikakvog uticaja.

No, ukoliko do stvaranja  $^{203}\text{Pb}$  dolazi i kroz kanal reakcije gde se emisija jedan proton i pet neutrona, možemo očekivati da će se na višim energijama ova reakcija odvijati u izvesnoj meri sa većom verovatnoćom. To će dovesti do toga da će izvesna količina  $^{203}\text{Pb}$  nastati i kroz ovaj drugi kanal reakcije, a ne samo putem raspada  $^{203}\text{Bi}$ . Tada možemo očekivati da bi odnos aktivnosti  $^{203}\text{Pb}/^{203}\text{Bi}$  rastao sa porastom energije.

Upravo se tako nešto primetilo analizom dobijenih rezultata ovog eksperimenta. Možemo smatrati da je odnos aktivnosti porastao za oko 50% kada se sa energije od 60 MeV prešlo na energiju od 80 MeV. Jasno je da je količina  $^{203}\text{Pb}$  koja je postojala u uzorku u momentu prestanka ozračivanja u snopu više energije veća od količine  $^{203}\text{Pb}$  koja je bila sadržana u uzorku bizmuta na kraju ozračivanja u snopu niže energije.

Rezultati ovih jednostavnih merenja su ukazali da se kroz kanal sa emisijom protona i pet neutrona dobija merljiv doprinos  $^{203}\text{Pb}$ . To za sobom otvara mogućnosti daljnog rada, kako na nivou simulacija upotrebom poznatih programske paketa, tako i kroz preciznija merenja.

## 10 Zaključak

Na osnovu teorijskog dela koji je opisivao mehanizme koji prate tok odvijanja fotonuklearnih reakcija, sa sigurnošću se može tvrditi da je ovo jedan tip reakcija sasvim poseban. Kako je već naglašeno, mogućnost analize i ispitivanja fotonuklearnih reakcija raste pojavom sve moćnijih akceleratora čestica, koji omogućavaju indukovane zakočnog zračenja visokih energija.

Pre svega, u odnosu na sve ostale reakcije, fotonuklearne reakcije se odvijaju putem dejstva elektromagnetne sile, a ne usled dejstva jake nuklearne sile. Pored toga ispitivanje samih mehanizama interakcije i procena verovatnoće da će do određenog tipa reakcije, kanala, doći nije tako jednostavan zadatak. Kako se u ovom radu nisu analizirali prinosi svih fotonuklearnih reakcija, već su samo praćeni odnosi aktivnosti i to samo određenih izotopa od interesa, jasno je da bi ovo bio idući korak u pogledu izvođenja daljih zaključaka.

U ovom radu došlo se do prvih rezultata na osnovu kojih bi se mogla dalje sprovoditi analiza za reakciju tipa  $^{209}\text{Bi}(\gamma, p5n)^{203}\text{Pb}$ . Trebalo bi se pozabaviti procenom efikasnog preseka, na osnovu modela koji mogu opisati interakciju visokoenergetskih fotona i jezgra mete. Neki od njih, kao što je kvazideuteronski model su navedeni u teorijskom uvodu. Jasno kako se radi o energijama daleko od GDR koja je detaljno ispitana, zadatak za teorijski proračun je kompleksan. Na taj način se može teorijski odrediti prinos gore navedene reakcije pored kanala koje očekujemo na ovim energijama. Misli se na reakcije sa višestrukim izbacivanjem neutrona, oblika  $(\gamma, xn)$ .

Da od svih mogućih kanala, dođe i do kanala u kojem će se emitovati i nanelektrisani nukleon, jasno proces je male verovatnoće, usled postojanja Coulomb-ove barijere kao ograničavajućeg faktora, međutim vidi se da nije nemoguće i kao rezultat ovog rada može se reći da postoje dobri pokazatelji da je došlo upravo do ovog kanala reakcije, što otvara vrata za nova ispitivanja.

## Literatura

1. G. F. Knoll, *Radiation detection and measurement*, 4th Edition, John Wiley & Sons. ISBN: 978-0-470-13148-0 (2010).
2. G. R. Gilmore, *Practical gamma-ray spectrometry – 2nd edition*, John Wiley & Sons, ISBN: 978-0-470-86196-7 (2008)
3. IAEA nuclear data services, <https://www-nds.iaea.org/>
4. National Nuclear Data Center; <https://www.nndc.bnl.gov/nudat2/>
5. Prof. dr Lazar Marinkov. *Osnovi nuklearne fizike, drugo izdanje*. Prirodno- matematički fakultet, Novi Sad. ISBN: 978-86-7031-191-6 (2010)
6. Miodrag Krmar. *Skripta iz Nuklearne fizike ( knjiga u pripremi)*
7. M. Krmar, *Uvod u nuklearnu fiziku*, Univerzitet u Novom Sadu, ISBN: 978-86-7031-250-0 (2013)
8. S. Costa, C. Schaerf, *Photonuclear reactions I*. Springer, Berlin (1977)
9. K. N. Mukhin, *Experimental Nuclear Physics vol 1*, Moscow State University, Moscow, Russia (1983)
10. Michael F. L'Annunziata, *Handbook of Radioactivity Analysis; Volume 1: Radiation Physics and Detectors*, Academic Press (2020)
11. W. E. Burcham, *Nuklearna fizika, uvod sa fizikom čestica*, Naučna knjiga-Beograd (1974)
12. Kenneth S. Krane, *Introductory Nuclear Physics*, Second Edition, New York (1988)
13. Nikola Jovančević, David Knežević, Jovana Nikolov, *Praktikum - Eksperimentalne vežbe iz nuklearne fizike*, Univerzitet u Novom Sadu (2020)

14. A. N. Ermakov, B. S. Ishkhanov, I. M. Kapitonov, I. V. Makarenko, and V. N. Orlin, *Photodisintegration of Heavy Nuclei in the Energy Region above the Giant Dipole Resonance*, Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics, Moscow State University, Moscow, Russia (2009)
15. TALYS, <https://aip.scitation.org/doi/abs/10.1063/1.1945212>
16. JINR – Joint Institute for Nuclear Research <http://www.jinr.ru/experiments/>
17. *High Resolution Gamma-Ray Spectrometry Analyses For Normal Operations and Radiological Incident Response*, United States Environmental Protection Agency, EPA 402-B-17-001 (2019)
18. *Handbook on photonuclear data for applications. Cross-sections and spectra*, IAEA; Austria (2000)
19. Hans Paetz gen. Schieck, *Nuclear reactions an introduction*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg (2014)
20. Nikola Jovančević, *Aktivnost indukovana u fotonuklearnim reakcijama kao mogući indeks kvaliteta terapijskog snopa x-zračenja*, diplomski rad, Univerzitet u Novom Sadu (2006)
21. Eberhard Haug, Werner Nakel, *The Elementary Process Of Bremsstrahlung*, World Scientific, ISBN 9814485195 (2004)

### Biografija



Jelena Bardak rođena je u Gradiški, Bosna i Hercegovina 30. marta 1995. godine.

Nakon završene gimnazije, upisuje fiziku na Prirodno-matematičkom fakultetu na Univerzitetu u Novom Sadu.

Posle osnovnih studija medicinske fizike, odlučuje se za master studije pri katedri za nuklearnu fiziku. Tokom studija pored učešća na Noći istraživača, festivalima nauke, uzima učešće na međunarodnim konferencijama. Član je nekoliko nevladinih organizacija, gde kroz rad sa decom, mladima i studentima radi na popularizaciji nauke i podizanju svesti o važnosti i mestu nauke. Jedan je od osnivača i član Kluba fizičara Prirodno-matematičkog fakulteta. Pored studentskih obaveza jedno vreme našla se i u ulozi profesora, što je jedno od lepih iskustava. ☺

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:*

Jelena Bardak

**AU**

*Mentor:*

dr Miodrag Krmar

**MN**

*Naslov rada:*

Poređenje verovatnoće odvijanja  $^{209}(\gamma, p5n)^{203}\text{Pb}$  reakcije na 60MeV i na 80MeV

**NR**

*Jezik publikacije:*

srpski (latinica)

**JP**

*Jezik izvoda:*

srpski/engleski

**JI**

*Zemlja publikovanja:*

Srbija

**ZP**

*Uže geografsko područje:*

Vojvodina

**UGP**

*Godina:* 2021

**GO**

*Izdavač:* Autorski reprint

**IZ**

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

**MA**

*Fizički opis rada:* broj poglavlja/strana/tabela/slika/referenci:

**FO** 10/75/7/34/21

*Naučna oblast:* Fizika

**NO**

*Naučna disciplina:* Nuklearna fizika

**ND**

*Predmetna odrednica/ ključne reči:* Radioaktivni raspad, sukcesivne transformacije; zakočno zračenje; fotonuklearne reakcije; izotopi  $^{209}\text{Bi}$ ,  $^{203}\text{Bi}$  i  $^{203}\text{Pb}$

**PO**

**UDK**

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

**ČU**

*Važna napomena:* Nema

**VN**

*Izvod:* U ovom master radu ispitivana je mogućnost odvijanja reakcije  $^{209}(\gamma, p5n)^{203}\text{Pb}$  na energijama snopa zakočnog zračenja od 60MeV i 80MeV. Na osnovu odnosa početnih aktivnosti ispitivanih izotopa na datim energijama izvučeni su zaključci.

*Datum odbrane:*

23.09.2021.

**DO**

Članovi komisije:

**KO**

*Predsednik:* dr Nikola Jovančević

*član:* dr Miodrag Krmar

*član:* dr Dušan Zorica

UNIVERSITY OF NOVI SAD

FACULTY OF SCIENCE AND MATHEMATICS

KEY WORDS DOCUMENTATION

*Accession number:*

**ANO**

*Identification number:*

**INO**

*Document type:* Monograph publication

**DT**

*Type of record:* Textual printed material

**TR**

*Content code:* Master thesis

**CC**

*Author:* Jelena Bardak

**AU**

*Mentor/comentor:* dr Miodrag Krmar

**MN**

*Title:* Comparison of the probabilities of the nuclear reaction  $^{209}\text{Bi} (\gamma, 5np)^{203}\text{Pb}$  at 60MeV and 80MeV

**TI**

*Language of text:* Serbian (Latin)

**LT**

*Language of abstract:* Serbian/English

**LA**

*Country of publication:* Serbia

**CP**

---

*Locality of publication:* Vojvodina

**LP**

*Publication year:* 2021

**PY**

*Publisher:* Author's reprint

**PU**

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

**PP**

*Physical description:* Number of chapters/pages/tables/pictures/references:

**PD**

10/75/7/34/21

*Scientific field:* Physics

**SF**

*Scientific discipline:* Nuclear physics

**SD**

*Subject/ Key words:* Radioactive decay, successive transformations; Bremsstrahlung;  
Photonuclear reactions; isotopes  $^{209}\text{Bi}$ ,  $^{203}\text{Bi}$  and  $^{203}\text{Pb}$

**SKW**

**UC**

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

**HD**

*Note:* None

**N**

*Abstract:* In this master paper, the possibility of  $^{209}\text{Bi}(\gamma, p5n)^{203}\text{Pb}$  reaction at bremsstrahlung radiation energies of 60MeV and 80MeV was investigated. Based on the ratio of the initial activities of the tested isotopes at given energies, conclusions were drawn.

*Accepted by the Scientific Board:*

**ASB**

Defended on: 23.09.2021.

**DE**

*Thesis defend board:*

**DB**

*President:* dr Nikola Jovančević

*Member:* dr Miodrag Krmar

*Member:* dr Dušan Zorica