



UNIVERZITET U NOVOM SADU
PRIRODNO - МАТЕМАТИЧКИ ФАКУЛТЕТ
DEPARTMAN ZA FIZIKU



Detekcija elektromagnetsnog zračenja atoma olova indukovanih zahvatom kosmičkih miona

-diplomski rad-

Kandidat: Sava Mirković

Mentor: dr Nikola Jovančević

Novi Sad, oktobar 2016.

Sadržaj

1	Uvod	3
2	Kosmičko zračenje	4
2.1	Primarno kosmičko zračenje	4
2.2	Sekundarno kosmičko zračenje	7
3	Zahvat miona	12
3.1	Zahvati miona u atomu	12
3.2	Mionski prelazi	14
3.3	Zahvat miona na jezgru atoma	19
4	Niskofonska gama spektroskopija	20
4.1	Niskofonski spektroskopski sistemi sa germanijumskim detektorima	20
4.2	Izvori fona u niskofonskim gama spektroskopskim merenjima	22
4.3	Niskofonski gama spektroskopski sistemi	22
5	Opis eksperimenta	26
5.1	Detektorski sistem	26
5.2	Sakupljanje fonskih spektara	28
6	Obrada spektroskopskih podataka	29
6.1	ROOT	29
6.2	Genie 2000	29
6.3	Metodi obrade gama spektara	30
6.3.1	Obrada u ROOT-u	30
6.3.2	Obrada u Genie 2000	34
7	Simulacija efikasnosti detektorskog sistema	35
7.1	Geant 4	35
7.1.1	Struktura Geant 4 programske pakete	35
7.1.2	Geant 4, fizički modeli i procesi	36
7.1.3	Izgradnja simulacije	38
7.2	Metod	38
8	Rezultati i diskusija	40
8.1	Detektovani inteziteti gama pikova	40
8.2	Određena efikasnost detektorskog sistema	43
8.3	Relativni inteziteti elektromagnetskih prelaza nakon zahvata miona na atoma olova	45
9	Zaključak	48
10	Biografija	49

1 Uvod

Primarno kosmičko zračenje predstavlja skup nanelektrisanih i visoko jonizovanih konstituentata materije (pojedinačne čestice ili atomi) koji potiče iz Svetog svemira. U svojoj interakciji sa gornjim slojevima atmosfere, primarno kosmičko zračenje stvara pljuskove novih čestica. Ove nove čestice se nazivaju sekundarno kosmičko zračenje. Jedna od čestica sekundarnog kosmičkog zračenja je od posebnog značaja za ovaj rad. Ta čestica se naziva mion.

Mion je elementarna čestica slična elektronu. U pitanju je fermion istog nanelektrisanja kao i sam elektron. Nestabilan je, dok mu je srednje vreme života u mirovanju $2.2 \mu\text{s}$. Od posebnog značaja za ovaj rad je proces zahvata miona na atomu olova. Jednom zahvaćen, mion počinje da se kreće ka stanju $1s$, a na putu do istog može doći do emisije Augerovih elektrona ili gama zraka. Takođe, mion može biti zahvaćen i od strane jezgra, pri čemu može doći do emisije neutrona ili gama zraka, tj. deekscitacije jezgra. Emitovano elektromagnetsko zračenje može biti detektovano tokom niskofonskih gama spektroskopskih merenja.

Niskofonska gama spektroskopija predstavlja spektroskopska merenja tokom kojih je prisutan nizak nivo fona. Sami izvori fona mogu biti različiti, pa se shodno tome primenjuju i različiti oblici zaštite od istog. Sve ovo je u cilju lakše i efikasnije detekcije i identifikacije retkih nuklearnih procesa, procesa od interesa, kao što su, primera radi, emisije gama zraka usled zahvata miona na čemu je stavljena akcenat u ovom radu. Posebno je značajno analizirati mionski zahvat na atomima olova jer se ovaj materijal najčešće koristi za izradu pasivnih zaštita detektorskih sistema.

Motivacija za analizu izvršenu u ovom radu predstavljaju rezultati koji su objavljeni u prethodnim studijama [8, 31].

Treba primetiti da neki eksperimentalni podaci za elektromagnetske prelaze koji potiču usled prelaska miona sa viših na niže nivo, u atomima olova, nisu do sada određeni[8]. U studiji [5] se eksplicitno navodi da visoko energetsko X zračenje koje prati zahvat miona na atomima olova do sada nije detektovano u niskofonskim gama spektroskopskim merenjima. Međutim autori rada [4] su prikazali detektovane gama pikove koji mogu odgovarati ovim prelazima ali ih nisu identifikovali. U ovom radu se akcenat stavlja na pikove koji se nalaze na energijama od 938 keV, 972 keV i 2501 keV. Detalji o dosadašnjim podacima kao i teorijskim proračunima se mogu videti u tabeli 9.

Dobijeni su eksperimentalni podaci za pikove koji se nalaze na energijama od 938 keV, 972 keV i 2501 keV. Dobijeni podaci su obrađeni uporedno u programskom paketu *Genie 2000* i *ROOT*. Dati su i detalji razvoja koda koji je pisan u programskom paketu *ROOT* radi boljeg praćenja same interpretacije rezultata kao i dobijanja opšte ideje na koji način softver može da obrađuje eksperimentalne podatke u nuklearnoj fizici, preciznije, u niskofonskim gama spektroskopskim merenjima. Takođe, urađena je korekcija dobijenih rezultata za intenzitete pikova na efikasnost detektora. Ovo je odradeno korišćenjem programskog paketa *Geant 4*.

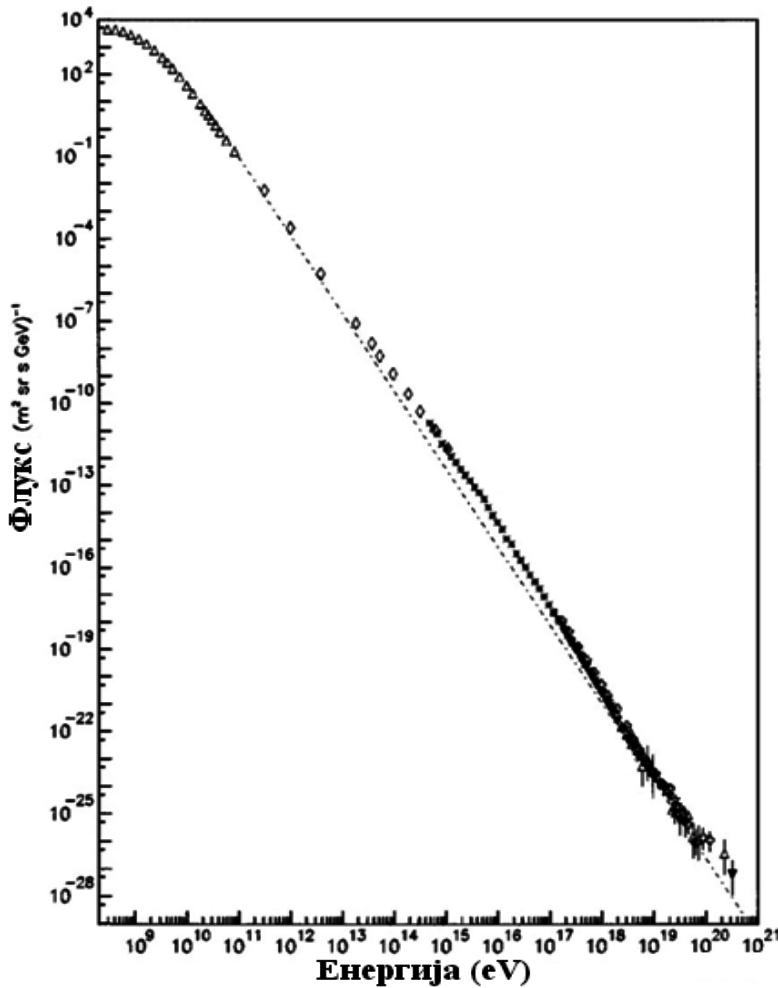
Dobijeni su prva eksperimentalna merenja intenziteta elektromagnetskih prelaza nastalih zahvatom kosmičkih miona na atomima olova, na energijama od 938 keV, 972 keV i 2501 keV. Dobijena merenja nisu u saglasnosti sa teorijskim proračunima datim u radu [8]. Predložena su moguća objašnjenja.

Ukazano je da tri pika na pomenutim energijama potiču samo od prelaza miona između energetskih nivoa unutar atoma olova. Ujedno, nisu pronađene pikovi koji potiču od procesa deekscitacije jezgra, usled zahvata kosmičkog miona, a koje su vidjene u radu [31].

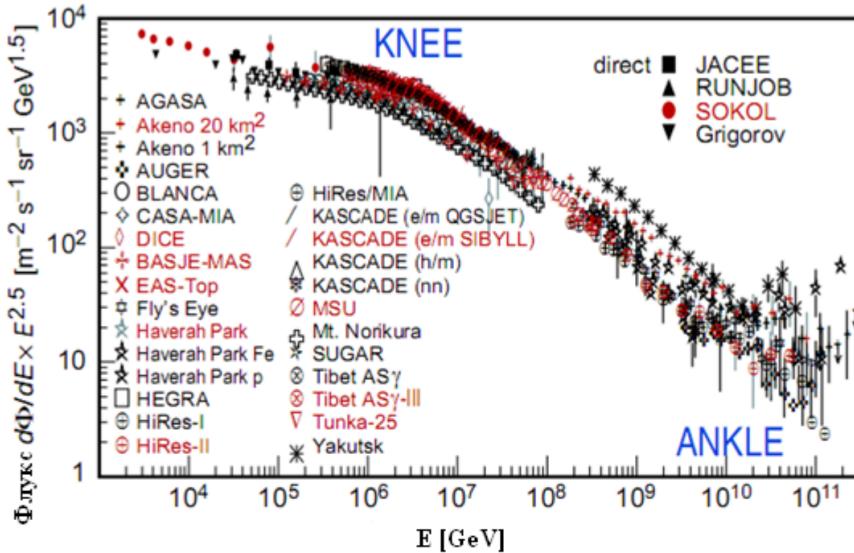
2 Kosmičko zračenje

2.1 Primarno kosmičko zračenje

Kosmičko zračenje koje dolazi iz Svetog sveta i pada na Zemljinu atmosferu naziva se primarno kosmičko zračenje. U velikoj meri, primarno kosmičko zračenje se sastoji od protona (oko 90%), alfa čestica (oko 9%) i jezgara poput gvožđa, ugljenika i helijuma. Poreklo ovih visokoenergetskih komponenti nikada nije sa sigurnošću poznato, ali postoje pokazatelji da navedene čestice i jezgra svoju energiju uglavnom dobijaju tokom supernovih, putem udarnih talasa, kao i u procesima koji se mogu sresti u aktivnim galaktičkim jezgrima[2]. Veliki problem prilikom samog zaključivanja o poreklu primarnog kosmičkog zračenja pravi to što su ove čestice nanelektrisane, samim tim neki vid elektromagnetsnog polja na koji naiđu tokom svog kretanja menja njihovu putanju. Ovo su relativističke čestice sa energijama koje mogu dostići i 10^{20} eV (Slika 1)[2].



Slika 1: Energetski spektar kosmičkog zračenja[3].

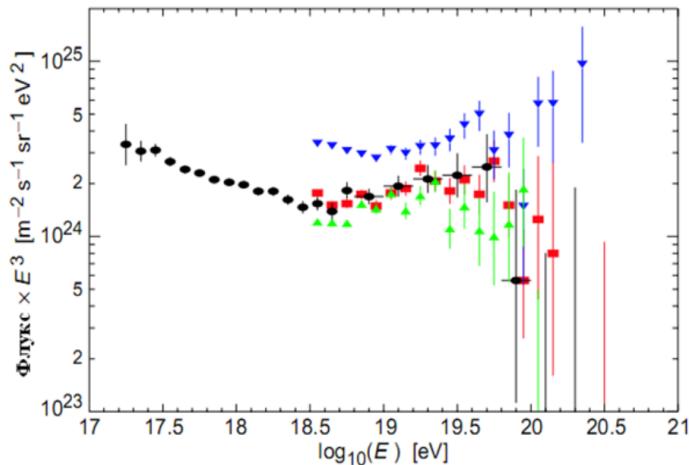


Slika 2: Energetski spektar svih čestica kosmičkog zračenja[3].

Spektri poput ovih prikazani na slici 1, kao i na slici 2 dobijaju se tako što se mere pljuskovi čestica koji nastaju prilikom interakcije primarnog kosmičkog zraka sa atomima koji sačinjavaju atmosferu, poput kiseonika ili azota. Sam karakterističan oblik ovog spektra je i dalje proučavan i trenutno nedovoljno shvaćen, pogotovo pri najvišim energijama. Na slici 2 prva strmina nalazi se u opsegu od 10^{15} eV i 10^{16} eV i naziva se koleno(*knee*), dok druga strmina je između 10^{18} eV i 10^{19} eV i naziva se članak (*ankle*)[2].

Vlada mišljenje da je energetski deo spektra ispod energija od 10^{18} eV galaktičkog porekla. Samo postojanje kolena može se interpretirati time da neki procesi, poput onih u supernovim, tokom kojih se ubrzavaju čestice imaju maksimalnu energiju do kojih mogu da ubrzaju čestice[2].

Ukoliko se posmatra samo deo energetskog spektra koji pokazuje one čestice kosmičkog zračenja sa najvišom energijom dobija se energetski spektar prikazan na slici 3.



Slika 3: Prikaz energetskog spektra pri najvišim energijama[3].

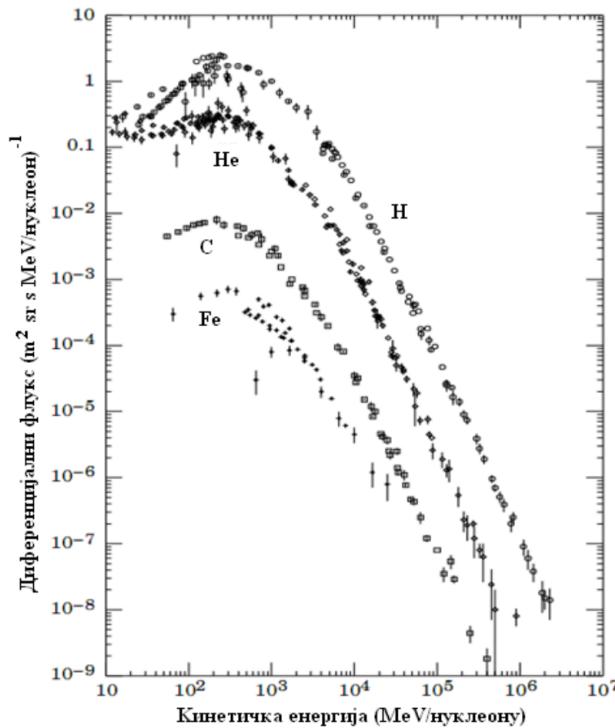
Pretpostavka je da čestice koje čine ovaj spektar (slika 3) su izvan galaktičkog porekla. Prema teoriji, ovakve čestice bi maksimum energije trebale da imaju na oko $5 \cdot 10^{19}$ eV, usled interakcije sa mikrotalasnim pozadinskim zračenjem. Ova činjenica je poznatija kao Greisen-Zatspin-Kuzmin limit, ili kraće *GZK* limit. Samim tim, najveću pažnju privlače čestice koje imaju energije veće od 10^{20} eV jer energije tog reda veličine ne bi trebale da se detektuju.

U pogledu samog sastava primarnog kosmičkog zračenja, uočava se da oko 79% primarnih nukleona su protoni i oko 70% ostalih čine jezgra helijuma. Na slici 4 prikazan je spektar glavnih komponenti primarnog kosmičkog zračenja.

Većina teških jezgara primarnog kosmičkog zračenja se fragmentuje u početnim interakcijama pri većim visinama nego u slučaju protona. Objašnjenje leži u činjenici da je presek za interakciju, σ , mnogo veći za teža jezgra nego za protone, pa im, težim jezgrima, samim tim odgovara i kraći slobodan put λ . To se može takođe naslutiti i iz relacije:

$$\lambda = \frac{N_A}{A} \sigma \quad (2.1)$$

gde je λ izraženo u g/cm^3 , N_A je Avogadroov broj, A maseni broj jezgra mete i σ presek za posmatranu interakciju.

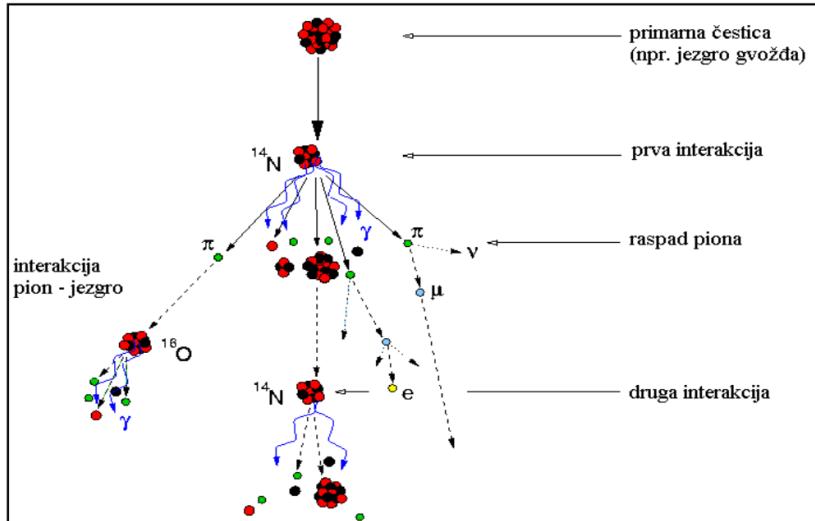


Slika 4: Diferencijalni fluks glavnih komponenata primarnog kosmičkog zračenja[3].

Primera radi, u slučaju kada je jezgro projektil sa masenim brojem $A = 25$, srednji slobodan put je $23 g/cm^3$ u vazduhu, što odgovara broju od oko 50 interakcija za vertikalnu putanju kroz atmosferu Zemlje. Shodno čemu, vidi se da teška jezgra ne mogu prodreti do visine koja odgovara nivou mora.

2.2 Sekundarno kosmičko zračenje

Kao što je to već pomenuto, čestice koje dolaze kao primarni kosmički zrak interaguju sa konstituentima Zemljine atmosfere (slika 5). Prilikom ovih interakcija produkti koji nastaju nazivaju se sekundarna komponenta kosmičkog zračenja.



Slika 5: Shematski prikaz interakcije primarnog kosmičkog zraka sa atmosferom i propratnih proizvoda iste[8].

U pogledu sastava, kao što je već rečeno, najviše se nalazi protona u primarnom kosmičkom zračenju. Ovi protoni oko polovine energije izgube u sudarima sa atomima atmosfere, najčešće kiseonik i azot, na visinama od oko 15 km. Nakon interakcije sa navedenim atomima emituju se novi protoni, neutroni ili pioni čiji pravac prostiranja posle nastanka zavisi od pravca upadnog protona primarnog kosmičkog zračenja.

Kada je energija upadnog protona iznad 1 GeV , uglavnom se emituju pioni energija od 200 MeV do 500 MeV [3]. Pioni, neutroni i novonastali protoni koji nastaju dalje prouzrokuju nove sudare i izazivaju lavinu, ili kaskadu novih čestica.

Neutralni pion se posle nekoliko μcm raspada na dva energetska fotona. Naelektrisani pioni u mirovanju imaju srednji život od $2.6 \cdot 10^{-8} \text{ s}$ i srednji slobodan put od oko 120 g/cm^2 u vazduhu. Raspadaju se putem sledećih interakcija:

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \quad (2.2)$$

$$\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu \quad (2.3)$$

Pri visokim energijama njihov srednji život $\tau(E)$ se značajno produžava usled dilatacije vremena:

$$\tau(E) = \tau_{0,x} \gamma \quad (2.4)$$

gde je sa $\tau_{0,x}$ označeno srednje vreme života čestice X a sa γ Lorencov faktor.

Oko 80% energije piona koji se raspao odlazi na mione, koji se kreću u približno istom pravcu kao i pioni od kojih su nastali. Vreme života miona, u mirovanju oko $2.2 \mu s$, je usled dilatacije vremena još duže i to mu dozovljava da dopre i do većih dubina u Zemljinoj kori. Pri tome ne doživi raspad. Pored toga, njihov presek za interakciju je poprilično mali, oko $10 \mu barn$.

Srednji život nestabilne čestice energije E je definisan realcijom 2.4. Rastojanje l koje čestica pređe tokom vremenskog intervala τ iznosi:

$$l \simeq \gamma \beta c \tau_0 \quad (2.5)$$

gde je $\beta = v/c$ a v brzina čestice, c brzina svetlosti u vakuumu, l je izračeno u cm . Brzina raspada po jedinici dužine putanje l može se navesti kao l^{-1} . Srednji slobodni put za spontani raspad, λ_d u g/cm^2 , u sredini gustine ρ jednak je:

$$\frac{1}{\lambda_d} = \frac{1}{\gamma \beta \rho \tau_0 c} \quad (2.6)$$

u jedinicama $g^{-1}cm^2$. Dok je broj čestica dN , od ukupne populacije N , koji se raspada unutar debiljine dX (u jedinicama g/cm^2) iznosi:

$$dN = \frac{N_1}{\lambda_d} dX \quad (2.7)$$

Broj preostalih čestica nakon prolaska kroz debiljinu X je:

$$N_2 = N_1 \exp \left(- \int \frac{dX}{\lambda_d} \right) \quad (2.8)$$

A sam broj raspada N' :

$$N' = N_1 - N_2 = N_1 \left(1 - \exp \left(- \int \frac{dX}{\lambda_d} \right) \right) \quad (2.9)$$

Da bi se verovatnoća raspada $W = N'/N_1$ napisala kao:

$$W \simeq \frac{m_0 X}{\rho \tau_0 p} \quad (2.10)$$

Posmatrajući reakcije 2.2 i 2.3, vidi se da detekcija miona u oblastima maksimuma intenziteta fluksa piona daje podatak o flukssevima ν_μ u atmosferi[2].

Najvećim udelom, mion tokom svog prolaska kroz Zemljinu atmosferu gubi energiju putem jonizacije i ekscitacije. Manje favorizovani načini, u pogledu efikasnog preseka, su sudari sa izbijanjem elektrona i emisija zakočnog zračenja kao i stvaranje parova. Oko 90% miona nastaje na visinama od oko 10 km, usled već pomenutih interakcija piona sa konstituentima Zemljine atmosfere. Mionski fluks se dosta sporo menja, zbog slabe interakcije miona sa Zemljinom atmosferom, tj. malog efikasnog preseka interakcije. Oko 20% miona sa energijama većim od 1 GeV i 80% miona sa energijom od 10 GeV dostigne do nivoa mora.

Valja reći da su i mioni čestice podložne raspadu putem slabe interakcije:

$$\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu \quad (2.11)$$

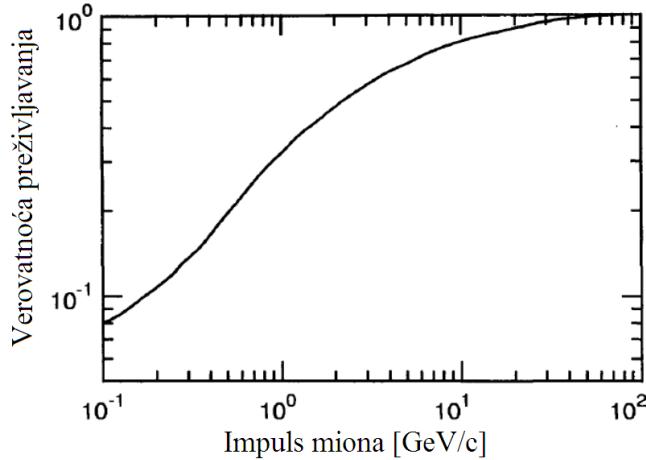
$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \bar{\nu}_\mu + \nu_e \quad (2.12)$$

Kako leptonski broj mora biti održan, jedan od neutrinskih produkata mora biti mionskog tipa a drugi elektronski antineutrino. Dok po važenju održanja nanelektrisanja, mora biti i da jedan od produkata bude elektron istog nanelektrisanja kao mion. Shodno tome, svaki mionski raspad se mora svesti na najmanje elektron i dva neutrina.

Verovatnoća preživljavanja S_μ se može izračunati pomoću verovatnoće raspada miona W_μ :

$$S_\mu = 1 - W_\mu \quad (2.13)$$

Pri tome se dobija grafik prikazan na slici 6.



Slika 6: Verovatnoća preživljavanja miona (potiču iz atmosferske dubine od 100 g/cm^3 da stignu do nivoa mora) u zavisnosti od implusa miona[1].

Na određenoj visini u atmosferi diferencijalni energetski spektar miona se može izraziti preko:

$$j_\mu(E) = A_\pi W_{pi}(E + \delta E)^{-\gamma_\pi} (1 - W_\mu) \quad (2.14)$$

где је спектрални индекс $\gamma_{mu} \simeq \gamma_\pi$, A_π константа нормализације за абсолютни интензитет, δE енеретски губитак на ионизацију, W_π вероватноћа raspada пиона, W_μ вероватноћа raspada миона, γ_π експонент за диференцијални спектар пиона, γ_μ експонент за диференцијални спектар миона.

На ниским енергијама сvi меzioni se raspadaju u pione. Ovi zatim doživljavaju raspad putem elektromagentnih процеса i gube енергију. Brzina енеретских губитака se povećava sa smanjenjem енергије, što dovodi do pojave максимума u диференцијалном енеретском спектру миона.

Postoji još par oblika raspada koji su dozvoljeni kinetički gledano, dok su u Standardnom modelu zabranjeni:

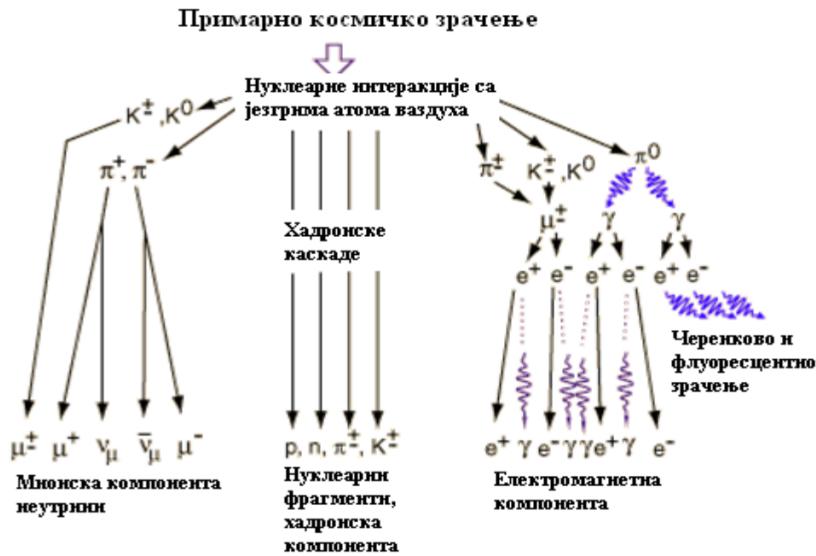
$$\mu^- \rightarrow e^- + \gamma \quad (2.15)$$

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + e^+ + e^- \quad (2.16)$$

Ukoliko se neki od raspada dat jednačinama 2.15 i 2.16 detektuje, to će sasvim sigurno predstavljati pozitivan znak za sve teorije iznad Standardnog modela.

Pri prilasku miona kroz materijale velike gustine (primera radi materijali zaštite detektora), energiju gube na ionizaciju pre samog raspada. U tom slučaju, nastali elektroni i neutrini dele energiju mirovanja miona, s tim što je maksimalna energija koju može elektron da dobije 50 MeV[3].

Primarno kosmičko zračenje visokih energija koje dolazi na obode Zemljine atmosfere, interaguje sa njom i time proizvodi pljuskove(kaskade) čestica. Sastav ovih pljuskova se može dati slikom 7. Nastale čestice u pljuskovima se umnožavaju do nekog maksimalnog broja, nakon čega sledi njihova atenuacija i smanjenje broja kako opada broj čestica koji poseduje energiju veću od praga potrebnog za produkciju novih čestica.



Slika 7: Komponente kaskada kosmičkog zračenja u Zemljinoj atmosferi[3].

Jezgro pljuskova se sastoji od visokoenergetskih hadrona koji produktuju elektromagnetnu komponentu pljuskova, primarno sastavljenu od fotona generisanih u raspadu piona i eta čestica. Dalje, ovi fotoni generišu elektromagnetne kaskade putem produkcije parova elektron-pozitron (najbrojnije čestice u pljuskovima) i emisijom zakočnog zračenja. Nukleoni i drugi visokoenergetski hadroni doprinose hadronskoj komponenti pljuskova čestica u vazduhu. Mionska komponenta potiče od već pomenutih raspada piona i kaona, dok je njihov broj (miona), za red veličine manji od broja nastalih elektrona i pozitrona.

Čestice koje započinju pljuskove kosmičkog zračenja u vazduhu imaju energije da obezbede dovoljan, merljiv, fluks čestica koji će doći do površine Zemlje. Na osnovu proučavanja kaskada čestica može se doći do bitnih svojstava primarnog fluksa, odnosno primarnog kosmičkog zračenja. Da bi se čestice iz pljuskova detektovale (usled niskog intenziteta), koriste se detektori velike površine detekcije ili se detektuje Čerenkovo zračenje koje ove čestice generišu[1].

Treba naglasiti da protoni i neutroni koji stižu na obode Zemljine atmosfere kao konstituenti primarnog kosmičkog zračenja podležu različitim interakcijama tokom prolaska kroz atmosferu. Samim tim, broj protona opada eksponencijalno, usled jonizacije. Dok su neutroni ti koji ne gube energiju putem jonizacije. Sa druge strane, fluks elektrona se ponaša slično kao fluks protona. Ovi elektroni se proizvode iz visoko energetskih gama kvanata emitovanih prilikom raspada neutralnih piona i raspadom miona.

Posmatrano na nivou mora, elektromagnetna komponenta kosmičkog zračenja se sastoji od elektrona, pozitrona i fotona, generisanih u kaskadama elektromagnetne prirode iniciranih raspodom neutralnih i nanelektrisanih mezona. Izvor koji dominira što se tiče izvora niskoenergetskih elektrona, je raspad miona.

Na kraju, valja podvući činjenicu da sve napomenute komponente sekundarnog kosmičkog zračenja pokazuju itekako jaku zavisnost od azimutalnog ugla kao i dubine same atmosfere. Primera radi, ugaona distribucija miona u širem opsegu energija na površini Zemlje se daje kao:

$$I(\theta) = I(0)\cos^n(\theta) \quad (2.17)$$

gde je θ azimutalni ugao, $I(0)$ intenzitet za $\theta = 0$, dok je n eksperimentalno procenjeno na 1.85 ± 0.10 [2].

3 Zahvat miona

3.1 Zahvati miona u atomu

Većina eksperimenata sa zahvatima miona se sprovode sa metama koje su sačinjene od čistog elementa, ili izotopa. Ponekad je korisnije samu metu sačiniti od kombinacije dve ili više elemenata. Studije sa fluorom i hlorom su jedan primer toga[8]. Treba naglasiti da nije jednostavno proceniti relativan broj zahvata u metama koje nisu homogene, jedini način da se to uradi je eksperimentalnim putem.

Kada negativno nanelektrisani mion se zaustavi u materijalu, brzo biva vezan za atom i oslobađa energiju putem emisije Augerovih elektrona, emitovanih od strane atoma u kojem je mion zahvaćen. Sam proces zahvata umnogome zavisi od agregatnog stanja mete kao i njenih osobina, shodno čemu se razlikuju slučajevi ako je meta gas ili u čvrstom stanju, ukoliko je izolator ili metal. Premda je ključno da jednom kada je mion zahvaćen od strane jednog atoma, verovatnoća da bude na neki način prebačen na drugi atom u meti, jako mala[8]. Prva teorijska procena data je od strane Fermija i Telera koji su predložili da je verovatnoća za zahvat miona srazmerna ukupnom broju elektrona u atomu, odnosno Z [7]. Mada treba naglasiti da svako uopštavanje treba da se radi pažljivo jer postoji mali broj podataka na kojima se doneti zaključci baziraju.

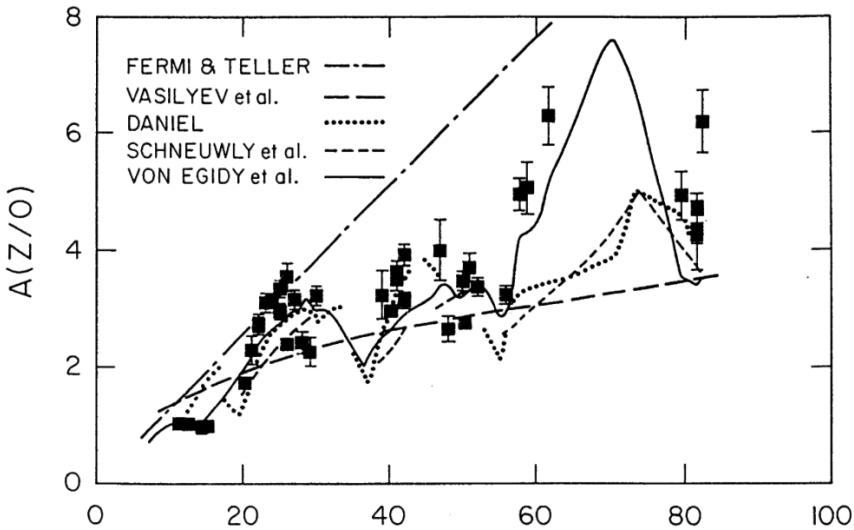
U principu, postoje dve eksperimentalne tehnike koje se koriste za merenje udela zahvata miona. Tehnika koja se uglavnom koristi se bazira na detekciji X zraka u cilju identifikacije elementa na kojem se mionski zahvat dogodio, pogotovo na prelazu $2p - 1s$. Navedeni prelaz se dešava oko 80% vremena, ali treba imati na umu nisku energiju na kojoj se on odvija, 134keV [9].

Alternativni metod koji je ranije korišćen se bazirao na činjenici da mioni kada bivaju zahvaćeni pokazuju drugačije srednje vreme života, što očito daje informaciju o elementu na kojem je mion zahvaćen[10]. Takođe, može se detektovati elektron koji nastaje u već pomenutim reakcijama raspada miona, reakcije 2.15 i 2.16. Ali tada treba napraviti korekciju za sve one mione koji su zahvaćeni a koji nisu emitovali elektron.

Rezultati mionskih zahvata se predstavljaju kao verovatnoća zahvata na atomu. Pretpostavlja se da ako ima duplo više atoma jednog elementa, da će verovatnoća zahvata miona na tom elementu biti duplo veća. Shodno tome, u oksidima Z_mO_n , verovatnoća zahvata miona A data je kao:

$$A\left(\frac{Z}{O}\right) = \frac{nN_\mu(Z)}{mN_\mu(O)} \quad (3.1)$$

gde je sa $N_\mu(Z)$ označen udeo miona koji je zahvaćen na metalu. Rezultati dobijeni u radu [10] su grafički prikazani uporedno sa različitim teorijskim modelima procesa zahvata miona na slici 8. Ono što se jasno uočava na slici 8 je uticaj atomske strukture, kao i to da model koji je razvijen od strane Fermija zahteva dorade. Ove dorade su uvođene vremenom [11, 12], da bi doatile krajnji oblik koji je dat od strane fon Egidija[9]. U njegovom pristupu uračunate su korekcije na atomsku strukturu kroz ideju da verovatnoća da mion bude zahvaćen bude proporcionalna sa brojem slabo vezanih elektrona.



Slika 8: Grafik eksperimentalno dobijene verovatnoće zahvata miona u zavisnosti od broja Z, fitovan različitim teorijskim modelima[8].

Funkcija koju su koristili data je kao:

$$\sigma = \left(1 - \frac{E_B}{E_O}\right)^{1/2} \quad (3.2)$$

где је са E_B приказана vezivna energija elektrона, а са E_O параметар који се одређује из фита и за који је добијено 80eV . У овом приступу није урачунат ефекат valentnih elektrona, tj. коришћена је структура neutralnog atoma. Очиће је да ово побољшање модела дaje бољи fit eksperimentalnih података, што се може закљућити и посматранjem слике 8.

Takođe, primećено је да постоји утицај густине материјала на вероватноћу захвата миона[10]. Развијена је relacija која дaje попрiličно добре резултате за мете које имају оксиде, флуор или хлор у свом сastavu:

$$A\left(\frac{Z_1}{Z_2}\right) = 0.6\rho(1 + \alpha\rho)\left(\frac{Z_2}{Z_1}\right)^{1/8} (1 + 5.53V^{5.45}10^{-5}) \quad (3.3)$$

где је са ρ označена густина мете у gcm^{-3} , V је valentnost metala а α је параметар који је 0 за $Z_1 \geq 18$, -0.164 за оксиде са металима $Z_1 < 18$ или -0.222 за хлориде са металима $Z_1 < 18$. Још једном треба нагласити да су до сада разматрани само slučajevi мета са оксидима, флуором и хлором у свом сastаву.

Други полумпријски приступ полази од идеје пripisivanja вероватноће захвата elementima, нормализоване на 1 код kiseonika. На овај начин се могу проценити вероватноће захвата код комплексних јединjenja. Dobijena су доста добра slaganja за nitrate и sulfate. Ali opet треба подвучи да овај приступ доста зависи од иницијалног pripisivanja вероватноће захвата elementima. Pokazuje se још једна зnačajna stvar, а то је да вероватноћа захвата миона у velikoj meri зависи од valentnosti материјала који сачинjavaju metu.

Radi bolje kalibracije, чест је случај да је мета heterogenog sastava[13]. Dodati материјал производи dodatne X zrake и број zahvaćenih miona тада зависи од величине dopiranog

materijala. Za slojeve materijala koji se rastvaraju jedan u drugom uniformno, verovatnoća zahvata ostaje konstantna i posle uzimanja u obzir njihovih koncentracija u meti.[14, 15, 16] Određena zavisnost od koncentracije je pronadnjena kada je metu u gasnom stanju[17].

Manji problem predstavlja vodonik, čije prisustvo je vid specijalnog slučaja. Razlog tome je da ukoliko proton zahvati mion putem kulonovske interakcije, dobija se neutralan sistem mion-proton koji može bez većih poteskoća da se kreće kroz okolne atome. Na taj način mion može biti prebačen na atome većeg rednog broja Z , usled jače energije privlačenja. Premda, ukoliko je prisustvo vodonika veće a sama gustina mete mala kao i prusutnost elemenata većeg rednog broja Z mala, tada se ovaj transfer miona odvija sporo i može se posmatrati eksperimentalno. Ovaj način se koristi sa vezivanje miona za retke i skupe izotope.

U gasovima, kada pritisak iznosi par bara, transfer miona od vodonika do težeg elementa može da traje oko $100\mu s$ i prati se putem emisije X zraka usled prelaza $2p - 1s$ od strane atoma na koji se mion prebacuje. Treba naglasiti da je pokazano da ovaj transfer se ne odvija jednoznačno, usled činjenice da sistem mion-proton može da poseduje različite kinetičke energije[18].

Na kraju valja dati poređenje verovatnoća zahvata različitih negativno nanelektrisanih čestica u atomima. Neke od tih čestica su mioni, pioni, kaoni i antiprotoni. Moglo bi se očekivati da verovatnoće kao i same karakteristike atomskih zahvata navedenih čestica budu slične, kako nema prisustva jake interakcije, pa bi onda preostali relevantni parametar bio masa čestice. Masivnije čestice imaju veću energiju vezivanja pa samim tim mogu da oslobode više Augerovih elektrona. Nažalost, jedina čestica pored miona za koju postoje eksperimentalni podaci je pion. U slučaju piona, kako ima masu sličnu mionu, pretpostavljeno je i kasnije potvrđeno da ima slične karakteristike atomskog zahvata poput miona. Jedina veća razlika koja se uočila je u slučaju kada je u meti prisutan vodonik. Tada verovatnoća za zahvat piona je dosta veća od one za mion[19].

3.2 Mionski prelazi

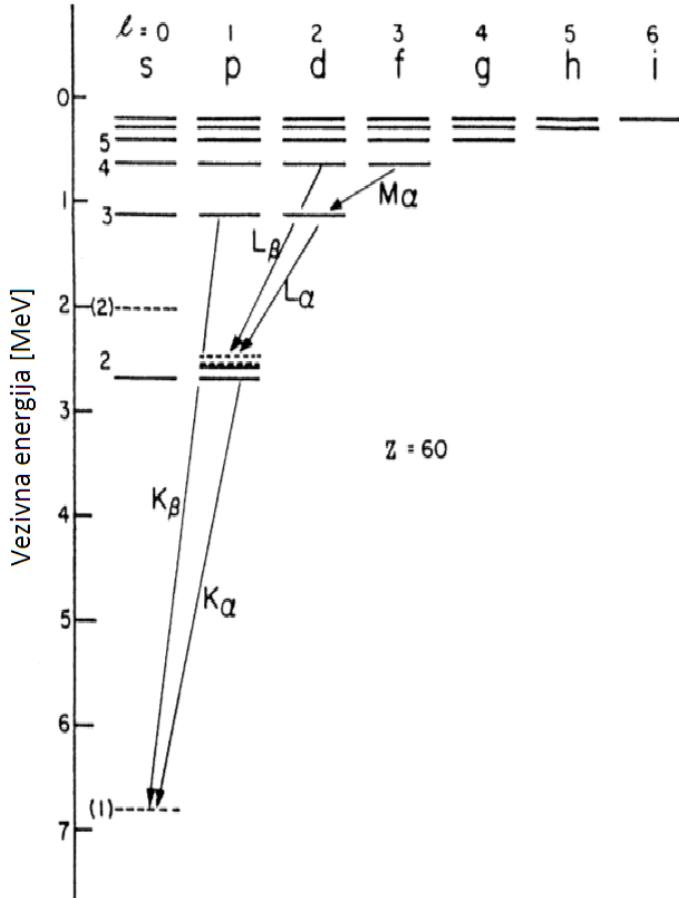
Jednom kada je mion zahvaćen od strane atoma u nekoj meti on se spušta po diskretnim atomskim stanjima, prelazeći sve do stanja $1s$. Sve ovo se dešava u vremenskom okviru od oko $10^{-13}s$, što je sa tačke gledišta tehnologije brojača, gotovo trenutno. Prvi deo prelaza sastoји se od emisije Augerovih elektrona, potom kada se dođe do $n = 5$ počinje da dominira emisija X zračenja. Detalji samih prelaza u velikoj meri zavise od hemijskih i fizičkih karakteristika okoline. Primera radi, u gasovima, uvek se emituju Augerovi elektroni, dok se u metama u čvrstom agregatnom stanju upravo na oko $n = 5$ emisija Augerovih elektrona se smanjuje a sve veći udio energije se oslobađa putem emisije X zračenja, kako mion biva na sve nižim stanjima.

X zraci mogu biti koristan kalibracioni standard tokom eksperimenta, premda ponekad mogu biti i komplikovani za tumačenje, pogotovo ako postoji prisustvo drugih elemenata oko mete. Kada se mion nalazi u $1s$ stanju, radijus njegove putanje je uporediv sa radijusom samog jezgra (jedan od primera kako se može određivati radijus jezgra nekog elementa) pa samim tim je energija poslednjeg X zraka manja od prethodnih. Za više energijske nivo n , jezgro je zaklonjeno sa unutrašnjim K elektronima, pa je sličan efekat prisutan kao kada je mion u $1s$ stanju. Energetski nivoi za tačkasto jezgro dati su sledećom relacijom:

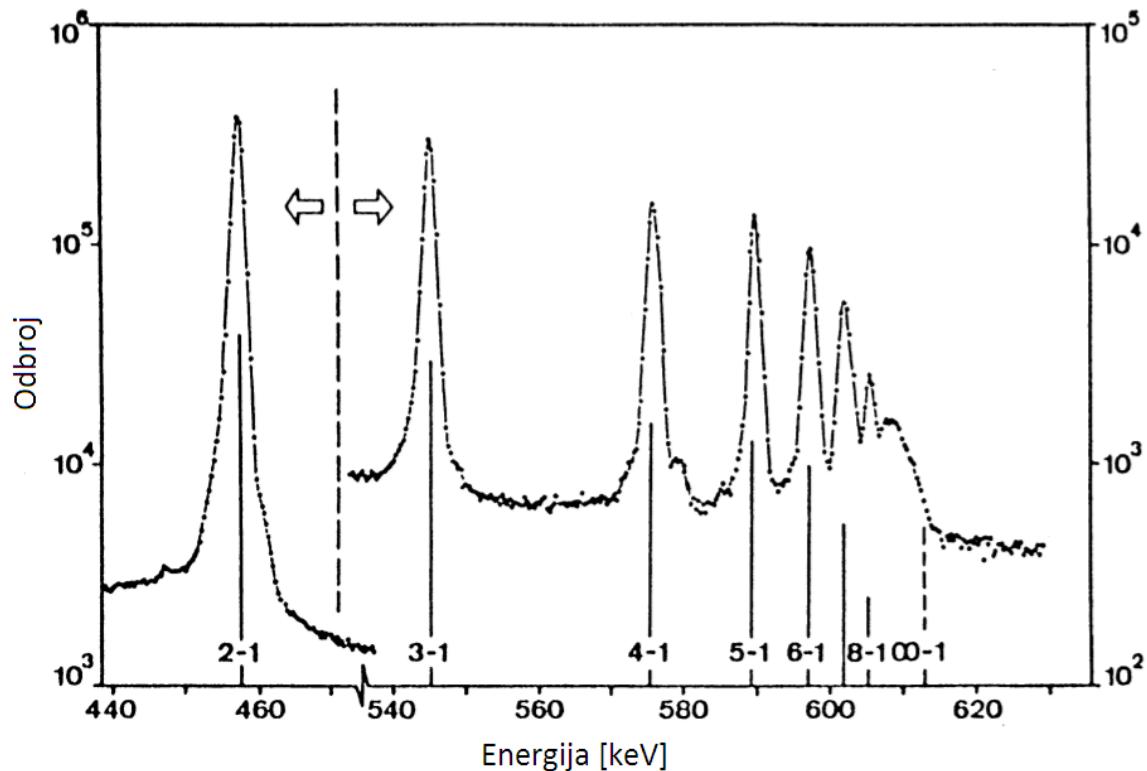
$$E_{n,j} = -\frac{m_\mu c^2}{1 + m_\mu/A} \frac{(Z\alpha)^2}{2n^2} \left(1 + \left(\frac{Z\alpha}{n} \right)^2 \left(\frac{n}{j+1/2} - \frac{3}{4} \right) \right) \quad (3.4)$$

Šema nivoa prikazana je na slici 9. Najčešći prelazi koji se javljaju su $E1 \Delta n = 1$ prelazi, poput $4f - 3d$, $3d - 2p$ i $2p - 1s$, ali i $\Delta n \geq 1$ mogu se takođe javiti ali njihov intenzitet se kreće u opsegu 20% do 5%. Dakle, prelazi koji se javljaju da bi mion došao do $1s$ stanja su $2p - 1s$, $3p - 1s$, $4p - 1s$, sve do $8 - 1s$, čak i $9p - 1s$. Ovi prelazi se često nazivaju Lajmanova serija, u notaciji, K_α , K_β , itd., prateći notaciju koja se koristi u atomskoj fizici. Tipična serija prelaza prikazana je na slici 10 za slučaj kada se prelazi odvijaju u atomu fosfora.

Međutim, situacija je daleko komplikovanija nego što je to prikazano na slici 9. U razmatranom slučaju nije uključena spin-orbitalna interakcija, shodno čemu se ne javljaju cepanja nivoa usled iste. Pomenuta interakcija se uključuje pomoću člana j u realciji 3.4. Tako da, primera radi, p nivo je podeljen na $p_{3/2}$ i $p_{1/2}$, pa postoje dva prelaza: $2p_{3/2} - 1s_{1/2}$ kao i $2p_{1/2} - 1s_{1/2}$, ovde stanje $1s$ može samo da ima komponentu $j = 1/2$. Ovisno o tome u kojem atomu se navedeni prelazi odvijaju, mogu se primetiti ili ne. Na primer, za lakše elemente nije moguće razlučiti navedene prelaze, dok za titanijum ($Z = 22$), razmak je 2.2 keV što znači da su pojedinačni pikovi jasno uočljivi.



Slika 9: Energetski nivoi mionskog atoma sa prikazom X zraka. Za $Z = 60$ stanje $1s$ (isprekidana linija) je podignuto za 3.3 MeV usled konačne veličine jezgra[8].

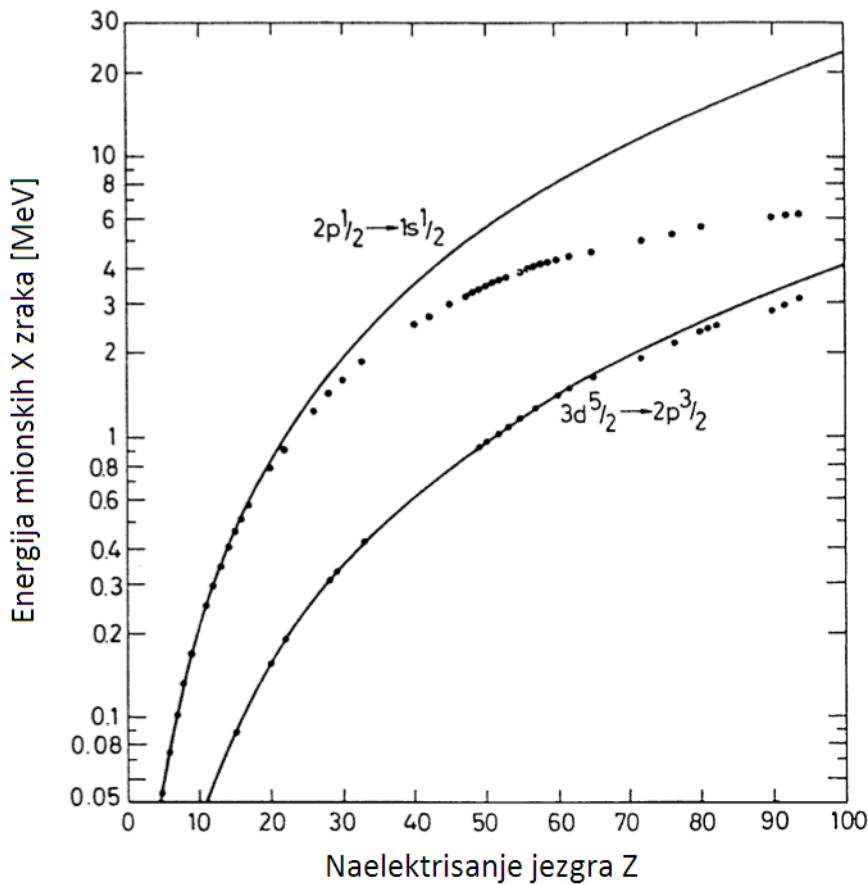


Slika 10: Tipična Lajman K serija mionskih X zraka[8].

Postoji veliki broj preciznih podataka o energijama mionskih X zraka. Glavni povod za izvođenje velikog broja eksperimenata i merenja predstavlja dobijanje distribucije nanelektrisanja jezgra. Energije X zraka koji se javljaju pri mionskim prelazima prikazane su na slici 11. Krive koje su fitovane su krive dobijene kada se razmatralo tačkasto jezgro, dok su sami eksperimentalni podaci za Ca ($Z = 20$). Takođe označeni su i prelazi koji su se posmatrali. U principu, fit eksperimentalnih podataka je mnogo bolji nego što se to na prvu ruku čini. Za C^{12} ($Z = 6$) odlična vrednost za nanelektrisanje jezgra se dobija. Neke tipične vrednosti energija prelaza su date u tabeli 1[20].

U bilo kojem eksperimentu u kojem se proučavaju mionski prelazi i emisija X zraka pri istim dolazi do problema i konfuzije u interpretaciji. Srećom, ti prelazi se odlikuju oštrim i uskim pikovima, često se javljaju po nekom obrascu i emituju se gotovo trenutno (već je pominjano vreme od $10^{-12}s$). Shodno navedenom, mogu se koristiti za lakšu orientaciju u datom spektru i njegovu kalibraciju, ispitivanjem prisutnosti nekog elementa. Ali isto tako mogu uputiti u pogrešnom pravcu i treba biti obazriv prilikom interpretacije istih.

Drugi faktor koji je takođe koristan a da je vezan za mionske X zrake je intenzitet istih. Za većinu elemenata u kojima može da se javi mionski prelaz, mion će uglavnom da doživi $np - 1s$ prelaz. Ovo može biti korisno u eksperimentima sa zahvatima miona prilikom određivanja efikasnosti detekcije germanijumskih detektora.



Slika 11: Tipična Lajman K serija mionskih X zraka[8].

Tabela 1: Energije mionskih X zraka za nekoliko elemenata. Parametar c je radijus jezgra u tački poluvisine distribucije nazelekrisanja jezgra[8].

Element	$2p-1s$ (keV)	$3p-1s$ (keV)	$4p-1s$ (keV)	$3d-2p$ (keV)	c (fm)
C	75.2588 (5)	89.212 (15)	94.095 (15)	13.966 (3)	2.001 (2)
N	102.403 (5)	121.437 (15)	128.091 (16)	{19.04 (1)}	2.15 (2)
O	133.535 (2)	158.422 (4)	167.125 (5)	24.915 (6)	2.413 (3)
^{23}Na	250.229 (2)	297.461 (13)	313.961 (18)	{47.26 (2)}	2.9393 (7)
^{27}Al	346.828 (2)	412.877 (10)	435.981 (12)	{66.11 (2)}	3.0554 (4)
Si	400.177 (5)	476.829 (12)	503.59 (4)	76.723 (10) ^a	3.155 ^b
Cl	578.6 (3)	{691.4 (3)}	{730.9 (3)}	{113 (1)}	3.50 ^{b,c}
K	712.69 (3)	854.34 (5)	903.84 (5)	143.8 (4)	3.656 ^b
Ca	782.7 (2)	941 (1)	997 (1)	156.83 (2)	
	784.15 (3)			158.17 (2)	3.724 ^b
Fe	1253.06 (6)	1525 (1)		265.7 (1)	
	1257.19 (5)			269.4 (1)	4.117 ^b
^{89}Y	2420.1 (4)	3033.1 (6)		599.4 (4)	^d
	2439.4 (5)	3038.6 (6)		616.4 (4)	
^{127}I	3667.36 (4)			1101.8 (2)	
	3723.74 (3)			1150.4 (2)	5.5931 (1)
^{197}Au	5591.71 (15)	8091 (1)		2341.2 (5)	
	5760.79 (15)	8135 (1)		2474.2 (5)	
^{208}Pb	5778.1 (1)	8453.95 (10)		2500.59 (3)	
	5962.9 (1)	8501.15 (11)		2642.33 (3)	6.6468 (1)
^{209}Bi	5843.2 (25)			2549.9 (2)	
	6034.0 (22)			2700.5 (2)	6.687 (1)

Premda, ne treba zaboraviti da neki intenziteti ovih prelaza su dosta slabi i teško se razlikuju od samog šuma.

Ukoliko se tokom mionskih prelaza javi ekscitacija samog jezgra atoma, može doći do zanimljivih efekata. Naime, deeksitacija jezgra se javlja u prisustvu miona u omotaču, tako da je energija mionskih prelaza pomerena za red veličine od keV . Ovo se naziva izomerski pomeraj[21, 22].

Ako su nivoi u samom atomu u kojem se vrši mionski prelaz popunjeni statistički, intenzitet pikova koji potiču od mionskih prelaza, tj. X zraka, dat je kao:

$$(2p_{3/2} - 1s_{1/2}) : (2p_{1/2} - 1s_{1/2}) \rightarrow 2 : 1 \quad (3.5)$$

$$(3d_{5/2} - 2p_{3/2}) : (3d_{3/2} - 2p_{3/2}) : (3d_{3/2} - 2p_{1/2}) \rightarrow 9 : 1 : 5 \quad (3.6)$$

$$(4f_{7/2} - 3d_{5/2}) : (4f_{5/2} - 3d_{5/2}) : (4f_{5/2} - 3d_{3/2}) \rightarrow 20 : 1 : 14 \quad (3.7)$$

U stvarnosti, za razliku od teorijskog modela, nivoi nisu popunjeni statistički. Pa je, primera radi, prvi odnos dat relacijom 3.5, bliži 1.9 nego 2. Ali treba naglasiti da je pristup koji je izložen relacijama 3.5, 3.6 i 3.7 se koristio ranije, pre 20 godina, u velikoj meri[23]. Od tada, veliki broj kako radova tako i proračuna se bavio mionskim prelazima[24, 25]. Nađeno je da mion postaje deo atoma nekog elementa iznad kvantnog broja $n = 20$. Potom započinju njegovi prelazi, prvo putem emisije Augerovih elektrona. Uviđeno je da kod lakših elemenata, sve do gvožđa, elektroni ne mogu dovoljno brzo popunjavati nivoe sa kojih su prethodno emitovani Augerovi elektroni. Primera radi, u M ljudi ako ima manjka elektrona, ona se neće dovoljno populisati novim elektronima a uveliko će započeti emisija Augerovih elektrona sa L ljudi, tj. one ljudi koju treba da populišu elektroni sa M ljudi. Slična situacija se javlja i kada je L ljudi prazna a započne emisija Augerovih elektrona sa K ljudi. Treba dodati i efekat zaklanjanja jezgra od strane prisutnih elektrona. Sve ovo utiče na promenu energije i intenziteta X zraka.

Pozivajući se ponovo na tabelu 1, može se uočiti neki trend. Naime verovatnoće za navedene prelaze se povećavaju kako se povećava broj Z .

Treba naglasiti da sve navedeno važi ukoliko je meta u kondenzovanom stanju, odnosno čvrstom stanju. Ako je mion zaustavljen u gasu, elektroni se izbacuju i ljudi nikako ne mogu biti ponovo populisane pre nego što mion dostigne $1s$ stanje. Tako da se prelazi uglavnom odvijaju praćeni emisijom X zraka. U tabeli 2 data su poređenja intenziteta prelaza.

Tabela 2: Poređenje intenziteta pri prelazu $2p - 1s$ za metu u kondenzovanom agregatnom stanju i gasovitom[8].

Jezgro	Kondenzovano stanje [%]	Gas [%]
^{10}B	69.1 (11)	
C	68.4 (7)	
N ^a	57.8 (10)	92.7 (8)
O	57.3 (5)	88.8 (10)
Ne		93.8 (10)
Ti	75.0 (10)	
Fe	71.6 (7)	
Cu	78.0 (10)	
Nb	84.7 (9)	

3.3 Zahvat miona na jezgru atoma

Predmet proučavanja zahvata miona, pogotovo od strane atomskog jezgra je itekako interesantna i izučavana oblast[26, 27].

U teškom jezgru, ${}^A Z$, neutron koji se formira posle zahvata miona i reakcije miona i protona, može da izade iz jezgra direktno, ili može da podeli energiju sa ostalim nukleonima i ostane vezan u jezgru, odnosno da se dobije ${}^A (Z - a)_{exc}$. Poslednje navedeni proces je dominantan u jezgrima sa većom masom. Rezultat je deekscitacija jezgra u sledećoj formi:



Reakcija 3.8 se odvija bez emisije neutrona i dosta istraživanja njoj upravo posvećuje pažnju. Razlog je što u laksim jezgrima se koristi za identifikaciju nivoa ${}^A (Z - a)_{exc}$ [26]. Ova reakcija se posmatrala na jezgrima srednje težine kao i na težim jezgrima, putem detekcije neutrona ili radiohemijskih tehnika[30]. Posebna pažnja je poklonjena i reakciji 3.9 usled prevelikog prisustva reakcija prilikom kojih dolazi do emisije samo jednog neutrona, većeg od očekivanog.

Čitava raspodela multipliciteta je korisna za testiranje raznih teorijskih modela koji se tiču zahvata miona na težim jezgrima. Nekoliko pristupa koji koriste impulsnu aproksimaciju za zahvat na nekorelisanim protonima korišćeni su da bi se našla raspodela pobuđenih jezgara posle zahvata[28, 29]. Ovi pristupi se razlikuju po tome što pretpostavljaju drugačiju inicijalnu raspodelu impulsa protona. Ona raspodela impulsa koja kreće u onim vrednostima koje su veće od onih koje predviđa jednočestični modela jezgra može da pokaže efekte korrelacija između nukleona. Modeli koji se zasnivaju na impulsnoj aproksimaciji imaju dosta uspeha u opisivanju verovatnoća za raspad pobuđenog jezgra putem emisije pet ili manje neutrona.

Takođe, dosta pažnje se poklanja i događajima u kojima se emituje šest ili više neutrona. Ovde je dobijeno da impulsna aproksimacija ne daje dobra predviđanja verovatnoća za visoke energije pobude koje su potrebne za ovakve procese.

Da bi se odredila multipletna raspodela, detektovanje gama zraka ima par prednosti u odnosu na detektovanje neutrona ili radiohemiske tehnike. Ekscitacija diskretnih nivoa se jasno uočava.

4 Niskofonska gama spektroskopija

4.1 Niskofonski spektroskopski sistemi sa germanijumskim detektorma

Poluprovodnički detektorski sistemi su jedna od najvažnijih vrsta detektora koji se koriste prilikom niskofonskog gama spektroskopskog merenja. Zbog svojih dobrih osobina, našli su veliku primenu u različitim merenjima u fizici elementarnih čestica i u nuklearnoj fizici. Danas su to najznačajniji detektori u gama spektroskopiji i predstavljaju osnovu niskofonskih gama detektorskih sistema[3].

Način rada poluprovodničkih detektora se bazira na korišćenju poluprovodničkih kristalnih materijala, to su uglavnom germanijum i silicijum. Ideja je da jonizujuće zračenje prilikom prolaska kroz poluprovodničke materijale formira parove elektron-šupljina. Ovako nastala nanelektrisanja se primenom spoljašnjeg električnog polja skupljaju na odgovarajućim elektrodama. Konverzija skupljenog nanelektrisanja u naponski signal, čiji je intenzitet proporcionalan deponovanoj energiji, vrši se pomoću predpojačavača. Uglavnom, jedan poluprovodnički detektorski sistem se sastoji od detektora, izvora visokog napona, predpojačavača, analogno-digitalnog pretvarača i multikanalnog analizatora. Prikaz je dat na slici 12[3].

Energija potrebna za formiranje para elektron-šupljina je oko 10 puta manja od energije potrebne za ionizaciju gasa. Upravo ova činjenica je prednost poluprovodničkih detektora u odnosu na gasne detektore. Za *Si* na sobnoj temperaturi, energija potrebna za stvaranje para elektron-šupljina je 3.62 eV a na temperaturi od 77 K je oko 3.81 eV, za *Ge* na temperaturi od 77 K je na 2.96 eV. Ovi detektori zbog toga imaju mnogo bolju energetsku rezoluciju od gasnih i scintilacionih detektora (NaI detektori). Primera radi, energetska rezolucija NaI detektora za energiju od 1.33 MeV je 8% dok je rezolucija za HPGe detektore 0.15%. Pošto poluprovodnički detektori imaju veliku gustinu, njihova zaustavna moć je veća od gasnih detektora, a kompaktan oblik zapremine omogućuje da period odziva ima male vrednosti. Danas, germanijumski detektori su u stanju da vrše merenja sa visokom energetskom rezolucijom, krećući se u opsegu od nekoliko keV do 10 MeV[3].



Slika 12: Shematski prikaz komponenata detektorskog sistema sa germanijumskim detektorom[3].

U drugu ruku, jedan od nedostataka poluprovodničkih detektora je taj što zahtevaju hlađenje na niske temperature pre početka merenja. Sa porastom temperature se povećava broj slobodnih nosilaca nanelektrisanja koji su nastali usled termičkog kretanja. Njihov tok,

ovako nastalih elektrona i šupljina, naziva se struja curenja i predstavlja električni šum u naponskom signalu prilikom merenja ionizujućeg zračenja. Najčešće se hlađenje detektora vrši tečnim azotom (LN_2) kojim se obezbeđuje hlađenje detektora do oko -200 °C. Ovim se postiže da inverzna struja curenja bude u opsegu od 10^{-9} A do 10^{-12} A. Usled potrebe za hlađenjem, jedan od ciljeva je naći poluprovodnički materijal koji može biti operativan na sobnim temperaturama. Na sve ovo, još jedan od nedostataka poluprovodničkog detektora je taj da je osetljiv na radijaciona oštećenja što mu smanjuje rok upotrebe[3].

Za detekciju gama zračenja je pogodnije koristiti kristal germanijuma nego kristal silicijuma, zbog toga što on ima mnogo veći atomski broj ($Z_{Si} = 14$, $Z_{Ge} = 32$), a efikasni presek za fotoelektrični efekat je oko 60 puta veći za germanijum nego za silicijum. Nedostatak germanijumskog detektora je taj što za razliku od silicijumskog ga je potrebno hladiti na niže temperature. Prvi germanijumski detektori su bili *GeLi* detektori, kod kojih je litijum driftovan u kristal germanijuma. Ipak, ovi detektori se stalno moraju držati na niskim temperaturama (čak i onda kada se ne koriste za merenja) zbog velike pokretljivosti atoma *Li* driftovanih u germanijum, što se dešava na višim temperaturama. Naprotkom tehnologije proizvodnje poluprovodnika, pojavili su se bezprimesni germanijumski detektori (*HPGe-HighPurityGermanium*) sa koncentracijom primesa manjom od 10^{10} atoma/cm³. Ovi detektori omogućuju i merenje zračenja sa energijama manjim od 10 keV i nešto su otporniji na radijaciona oštećenja od *GeLi*. Ujedno, nije nepohodno njihovo konstantno držanje na nižim temperaturama, već se hlađe samo onda kada je u toku merenje, u cilju otklanjanja fona koji potiče od nanelektrisanja generisanog termičkim kretanjem (struja curenja)[3].

HPGe detektori su svoju najveću primenu našli u gama spektroskopiji. Predstavljaju najvažniji deo niskofonskih gama spektroskopskih sistema koji se koriste u istraživanjima kao što su eksperimenti u neakceleratorskoj fizici. Jedan od glavnih problema koji se pojavio kod ovih merenja jeste redukcija fona, kao i izdvajanje detektovanih procesa koji su od interesa od ostalih registrovanih događaja koji mogu biti generisani različitim izvorima. Fon prilikom gama spektroskopskog merenja može poticati od aktivnosti radionuklida iz okruženja detektorskog sistema, sekundarnog kosmičkog zračenja, od radioaktivnih primesa u samom detektoru kao i elektronskih smetnji. Za samu redukciju fona se koriste različiti načini zaštite. Upotrebljava se pasivna zaštita od olova ili gvožđa. Može da se koristi i aktivna zaštita u antikoincidentnom sistemu merenja korišćenjem više detektora. Takođe, grade se i podzemne laboratorije u kojima se znatno redukuje nivo fona koji potiče od sekundarnog kosmičkog zračenja[3]. U tabeli 3 dat je kratak pregled tipova germanijumskih detektora.

Svi tipovi germanijumskih detektora u suštini predstavljaju velike inverzno polarizovane diode. Germanijumski kristal može biti p ili n tipa, što zavisi od vrste primesa atoma donora, odnosno akceptora u kristalu. Da bi se germanijumska dioda povezala sa električnim kolom koje prihvata signale od detektora i vrši njihovu obradu, nephodno je na diodu staviti odgovarajuće električne kontakte. Električni kontakti na kristalu mogu biti ostvareni tankim slojem driftovanog litijuma koj je N^+ kontakt, ili tankim slojem jonskog implantanta koji je P^+ kontakt. Debljine N^+ i P^+ kontakata su 0.5 mm i 0.3 μ m, respektivno. Zavisno od tipa poluprovodnika koji se upotrebljavaju (p ili n tip), primenjuju se i različiti kontakti. U slučaju poluprovodnika p tipa, upotrebljava se tanak litijum driftovan kontakt na spoljašnjoj površini kristala i tanak jonski implantski kontakt u unutrašnjoj šupljini kristala koja služi za povezivanje sa elektrodom, dok se za materijale n tipa upotrebljavaju obrnuti kontakti.

Tabela 3: Tipovi *HPGe* detektora i karakteristična specifikacija[3].

Тип детектора	Димензије детектора	Опсег енергије	FWHM и FWTM у eV			Релативна ефикасност детектора (1332 keV)	Однос пик/Комптон за 1332 keV
			Енергија (keV)	FWHM	FWTM		
Ниске енергије	20-200mm ²	14-1000 keV	5.9	145-400	-	-	-
	5-20mm	~3-	1.22	500-700	-	-	-
LEGe	20-200mm ²	1000keV	5.9	145-400	-	-	-
			122	500-700	350-500		
BEGe	20-50cm ²	~3keV-	5.9	650-750	3400-	9-50%	35-60
	20-30mm	~3MeV	122	1700-	4520		
Стандардни коаксијалан	20-90mm радијус 20-90mm дужина	~30keV- 10MeV ~4keV- 10MeV	1332	2200	-	-	-
			122	750-850	3400-	10->200%	38-80
REGe	20-90mm радијус 20-90 дужина	~4keV- 10MeV	1332	1800- 2100	4200		
			122	750-850	3400-	10-100%	38-60
			1332	1800- 2100	5200		

4.2 Izvori fona u niskofonskim gama spektroskopskim merenjima

Svi detektovani događaji koji nisu od interesa u datom merenju predstavljaju fon. Smanjenje fona je često jedini način za poboljšanje praga detekcije prilikom različitih merenja u niskofonskoj gama spektroskopiji. Zbog toga je tokom obrade snimljenih spektara važna analiza kojom se fonski događaji odvajaju od onih koji su od interesa.

Izvori fona u niskofonskim gama spektroskopskim merenjima su:

1. Prirodna radioaktivnosti od radionuklida iz okruženja detektorskog sistema;
2. Aktivnost produkovana sekundarnim kosmičkim zračenjem;
3. Aktivnost od radionuklida sadržanih u materijalima samog detektorskog sistema;
4. električne smetnje.

Prirodna radioaktivnost iz okruženja potiče od radioaktivnih nizova ^{40}K , ^{238}U i ^{235}U , kao i radionuklida antropogenog porekla koji su u životnu sredinu dospeli upotrebotom nuklearne tehnologije. Otklanjanje ove komponente fona se postiže postavljanjem masivnih zaštita oko detektora koje apsorbuju zračenje iz okruženja. Sekundarno kosmičko zračenje može produkovati merljivu gama aktivnost interakcijama čestica kosmičkog zračenja sa različitim materijalima iz detektorskog okruženja i samim detektorom. Redukcija komponente fona koja potiče od kosmičkog zračenja postiže se upotrebotom aktivnih zaštita i izgradnjom podzemnih laboratorijskih prostorija. Prilikom proizvodnje detektorskog sistema mora se voditi računa o radiočistoći materijala koji se koriste.

4.3 Niskofonski gama spektroskopski sistemi

Izgradnjom niskofonskog gama detektorskog sistema valja obezbediti optimalne uslove merenja u datom eksperimentu. Prvo, treba odabratи povoljan detektor koji će se koristiti,

a nakon toga i ostale komponente samog sistema. Jedan od načina za ostvarivanje najpovoljnijih uslova za merenje niskih aktivnosti se postiže redukcijom fona koji se detektuje gama spektroskopskim sistemom. Na ovaj način se smanjuje donji nivo detektibilnosti, što je izuzetno bitno prilikom istraživanja retkih nuklearnih događaja.

Nivo radioaktivne kontaminacije materijala svakog dela konstrukcije gama detektorskih sistema mora biti proveren pre njihove upotrebe. Naravno, potrebno je birati najčistije moguće materijale. Na ovaj način se redukuje nivo fona koji potiče od prisutne radioaktivne kontaminacije u samom detektorskom sistemu.

Smanjivanje nivoa fona od radionuklida prisutnih u okruženju gama spektroskopskog sistema vrši se pomoću glavnog štita detektora od materijala koji dobro apsorbuju gama zračenje i pogodnom izgradnjom prostorije u kojoj će biti smešten detektor. Redukcija fona koji do detektorskog sistema stiže iz okruženja postiže se prvo odgovarajućom izgradnjom prostorije u koju se smešta detektorski sistem. Pored oblaganja zidova materijalima koji dobro apsorbuju gama zračenje, prilikom izgradnje laboratorije, mogu se izabrati materijali čisti od radioaktivne kontaminacije (npr. beton). Na taj način se fon iz okruženja može smanjiti i 25 puta[3].

Nakon izgradnje prostorije za detektorski sistem, sledi izgradnja glavnog štita detektora koji se pravi od materijala koji dobro apsorbuje gama zračenje. Detektor se sa svih strana okružuje odabranim materijalom odgovarajuće debljine. Najpogodniji materijal za ovu upotrebu je olovo. Međutim, treba odrediti neku optimalnu debljinu štita, pri čemu se mora voditi računa o interakcijama sekundarnog kosmičkog zračenja sa materijalima štita. Optimalna debljina štita od olova je od 10 do 15 cm[3]. Za debljine veće od ove, dominantna komponenta fona postaje zakočno zračenje miona i aktivnost produkovana interakcijama kosmičkih neutrona. Navedene komponente fona se ne mogu redukovati povećanjem debljine štita. U glavnom štitu dolazi do atenuacije zračenja apsorpcijom i Komptonskim rasejanjem. Komptonski rasejani fotoni koji se proizvode u štitu dominiraju energetskim spektrom sa maksimalnim intenzitetom na oko 150 keV.

Pored olova, za zaštitu detektorskog sistema se koristi i gvožđe. Prednost gvožđa može biti ta što smanjuje prisustvo neutrona proizvedenih kosmičkim mionima u detektorskog sistema zbog toga što produkcija neutrona zavisi od gustine i rednog broja materijala sa kojim mioni interaguju, što se da videti i iz relacije 3.3. Uz upotrebu savremenih olovnih zaštita nivo fona koji se toleriše u laboratorijama na površini sa Ge detektorom zapremine 200 cm^3 je 5 Bq/kg . Zaštita detektora se može napraviti i kombinacijom gvožđa i olova.

Prilikom konstrukcija niskofonskih germanijumskih detektorskih sistema treba voditi računa od eliminacije radona koji je jedan od glavnih eksternih izvora fona. Smanjenje nivoa fona od radona se može postići oblaganjem zidova prostorije u kojoj je smešten detektorski sistem sa materijalima koji će spreciti difuziju radona u prostoriju. Eliminacija radona iz spektroskopskog sistema male zapremine se može izvršiti pomoću gasovitog azota koji nastaje ključanjem tečnog azota. Tečni azot se koristi za hlađenje detektora tako da nije komplikovano dovesti tečni azot do detektora. Ako se gasoviti azot dovede u unutrašnjost zaštite, pomoću njega se može vršiti eliminacija radona.

Jedan od glavnih izvora fona u niskofonskoj gama spektroskopiji potiče od sekundarnog kosmičkog zračenja, prvenstveno miona. Da bi se on smanjio, izgrađuju se podzemne laboratorijske u kojima je fluks miona zbog atenuacije u pokrovnom materijalu mnogo manji nego na površini. Smanjenje odbroja fona izazvanog sekundarnim kosmičkim zračenjem vrši se i upo-

trebom zaštitnih detektora koji u antikoincidentnom načinu merenja sa glavnim detektorom dovode do eliminisanja fona. Redukcija fona čije je poreklo sekundarno kosmičko zračenje se postiže i odgovarajućom izgradnjom prostorija u kojoj se smešta detektorski sistem. Oblaganje zidova prostorije u kojoj se smešta detektorski sistem slojem olova ili gvožđa može se postići smanjenje fluksa sekundarnog kosmičkog zračenja od 5 do 20 puta[3].

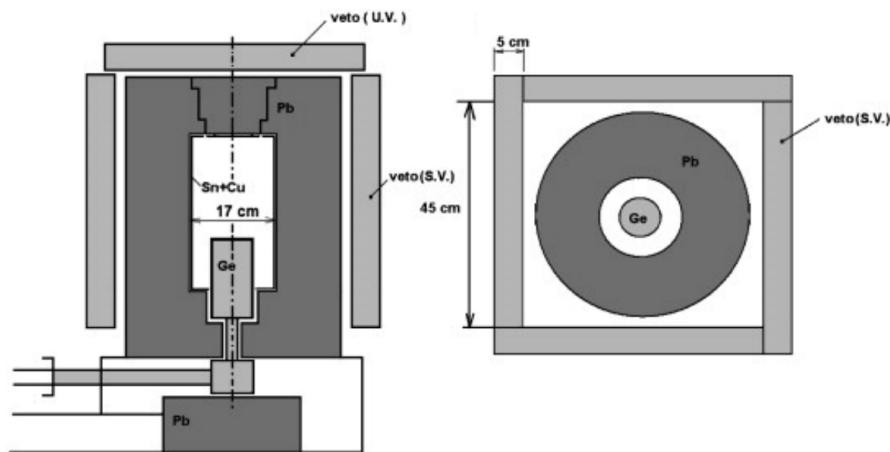
Jedna od tehnika smanjenja fona u gama spektroskopskim merenjima ostvaruje se upotrebom zaštitnih detektora na taj način što se glavni detektor okružuje sa jednim ili više drugih detektora. Na taj način čestica koja dolazi izvan detektorskog sistema okida samo glavni detektor. Ako se zaštitni detektor i glavni povežu antikoincidentno, iz spektra se eliminišu događaji koji potiču od čestica koje dolaze izvan detektorskog sistema i detektuju se samo događaji koji potiču od uzorka, tj. eliminiše se signal koji potiče od čestica izvan detektorskog sistema koji svojim interakcijama izazivaju povišenje fona. Ako signal u glavnem i zaštitnom detektoru bude proizveden istovremeno, tj. izazove ga čestica izvan detektorskog sistema, taj signal se blokira i odbacuje kao fon.

Zaštitni detektori se nazivaju i veto, antikosmički ili antikoincidentni detektori dok se blokirajući signal naziva veto signal. Sistem sastavljen od zaštitnih detektora naziva se aktivna zaštita detektora. Na slici 13 prikazana je šema detektorskog sistema koji kombinuje aktivni i pasivnu zaštitu a nalazi se u Laboratoriji za niskofonsku gama spektroskopiju, na Departmanu za fiziku u Novom Sadu[3].

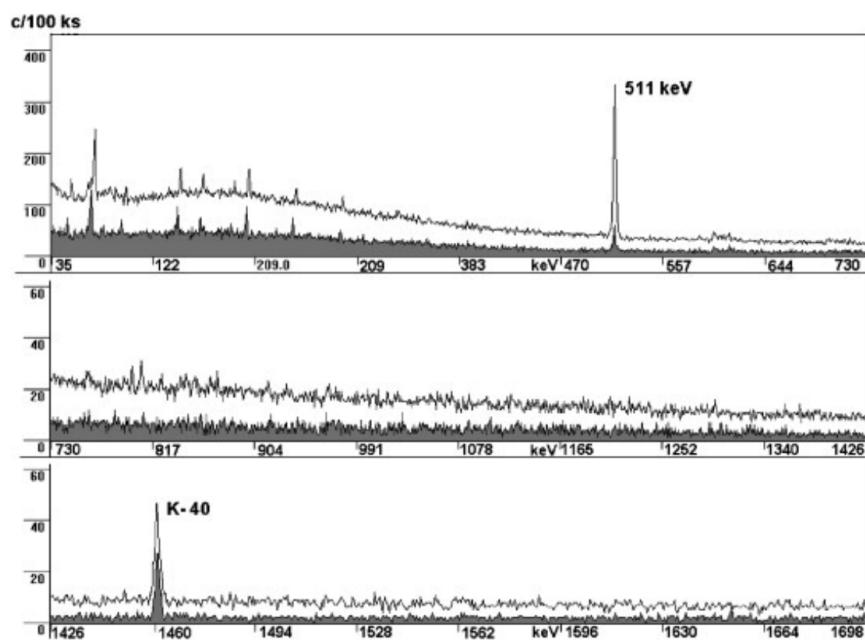
Prilikom ovakvih merenja sa veto detektorima koriste se metoda vremenske analize skupljenih signala (antikoincidentna merenja). Kao zaštitni detektori koriste se proporcionalni gasni brojači, vežežičani proporcionalni gasni brojači, scintilacioni brojači sa tečnim ili čvrstim scintilatorima. Zaštitni detektori se upotrebljavaju da eliminišu fon koji potiče od sekundarnog kosmičkog zračenja (uglavnom mioni i protoni) kao i da eliminišu zračenje nastalom Komptonovim rasejanjem gama fotona. Ako se glavni detektor sa svih strana okruži zaštitnim detektorima oni imaju efikasnost za detekciju miona od praktično 100% i predstavljaju antikosmički štit. Redukcija komptonski rasejanih fotona se obično vrši korišćenjem NI(Tl) detektora. U studijama se mogu naći objašnjenja korišćenja aktivnih zaštita prilikom različitih merenja niskih aktivnosti. Na slici 14 je pokazano poređenje fonskih spektara koji su snimljeni detektorom sa pasivnom i aktivnom zaštitom, na osnovu čega se može zapaziti uticaj aktivnih zaštita na suzbijanje fonskog zračenja.

Komponenta fona koja potiče od sekundarnog kosmičkog zračenja nakon izgradnje glavnog štita detektorskog sistema predstavlja dominantan izvor fona. Da bi se eliminisao ovaj izvor fona, grade se podzemne laboratorije. U pokrovnom sloju ovih laboratorijskih se apsorbuje kosmičko zračenje i na taj način se smanjuje njegov uticaj na fon.

Do sada je izgrađen veliki broj podzemnih laboratorijskih prostorija koji se razlikuju po nivou redukcije fonskog zračenja zavisno od dubine na kojoj se nalaze i načina na koji su izgrađene. Podzemne laboratorijske prostorije su izuzetno bitne za ispitivanja retkih nuklearnih procesa, kao što su oscilacije neutrina i dvostruki beta raspadi. Detektovanje ovako retkih procesa zahteva izuzetno niske vrednosti intenziteta fonskog zračenja[3].



Slika 13: Šema niskofonskog gama spektroskopskog sistema sa aktivnom zaštitom u Laboratoriji za gama spektroskopiju, Departman za fiziku u Novom Sadu[3].



Slika 14: Poređenje fonskih gama spektara snimljenih sa detektorom sa i bez aktivne zaštite u Laboratoriji za gama spektroskopiju, Departman za fiziku u Novom Sadu[3].

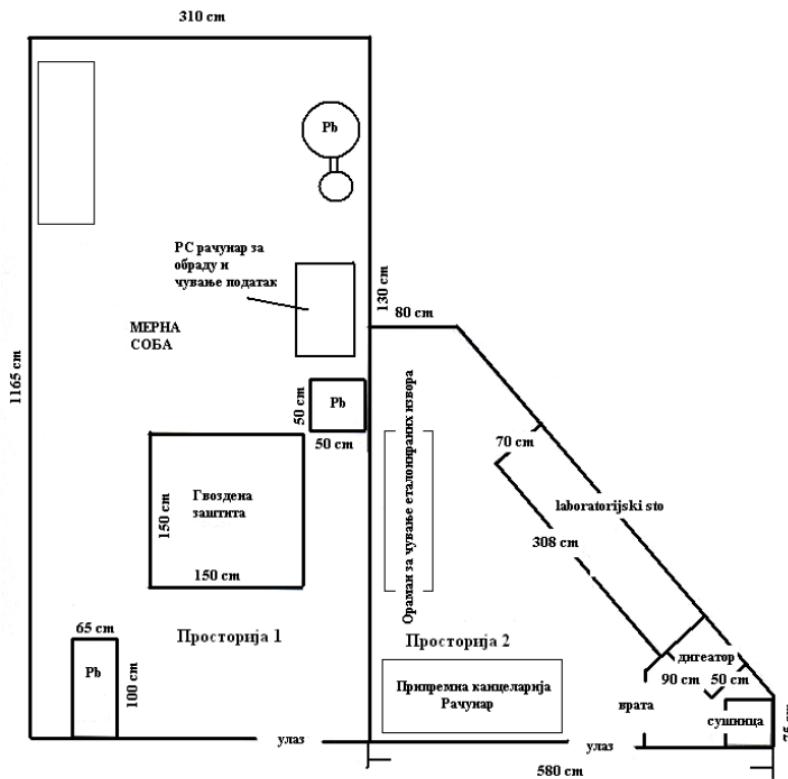
5 Opis eksperimenta

Registrovanje niskih aktivnosti korišćenjem niskofonskih gama detektorskih sistema zahtevaju dugotrajna merenja da bi skupljeni podaci bili dobijeni sa zadovoljavajućom statistikom potrebnom za obradu podataka. U ovom radu su snimani fonski spektri tokom relativno dugog perioda merenja (10^7 s) čijom analizom su dobijene informacije o generisanju gama aktivnosti putem zahvata miona na atomu i jezgru olova.

5.1 Detektorski sistem

Detektorski sistemi koji su korišćeni u ovom radu nalaze se u Laboratoriji za gama spektroskopiju, Katedre za nuklearnu fiziku, Departmana za fiziku, Prirodno-matematičkog fakulteta, Univerziteta u Novom Sadu. Laboratorija je opremljena sa četiri *HPGe* detektora sa različitim tipovima pasivnih i aktivnih zaštita. U ovom radu je korišćen detektor sa olovnom zaštitom.

Na slici 15 je predstavljen plan laboratorije. Laboratorija je izgrađena od čvrstog materijala (opeka, beton), nalazi se na nadmorskoj visini od oko 80 m sa pokrovnim slojem koji čini standardna betonska ploča debljine oko 0.3 m.



Slika 15: Plan gama spektroskopske laboratorije na Departmanu za fiziku u Novom Sadu[3].

Glavno polje istraživanja u Laboratoriji za gama spektroskopiju na Departmanu za fiziku u Novom Sadu je niskofonska gama spektroskopija i istraživanje retkih nuklearnih procesa. U ovoj laboratoriji postoji dugogodišnje iskustvo u istraživanju uticaja različitih nuklearnih

događaja na fon u gama spektroskopskim merenjima koji je doveo do podešavanja optimalne konfiguracije detektorskih sistema za merenja niskih gama aktivnosti.

Detektorski sistem koji je korišćen u eksperimentalnom radu bio je germanijumski spektrometar (*HPGe* detektor) proizvođača *Canberra* serijske oznake *GX10021* (slika 16). Detektor je koaksijalni (*close end*) n tipa, sa U tipom kriostatske konfiguracije. Njegova relativna efikasnost je 100%. Aktivna zapremina detektora je 380 cm^3 . Detektor je izgrađen od materijala koji su izrazito čisti od radioaktivne kontaminacije. Prednji prozor kućišta detektora je izgrađen od karbon fiber kompozitnog materijala visoke čvrstoće čija je debljina samo 0.89 mm. Ovakav prozor omogućava transparenciju veću od 80% za fotone energije od 15 keV i skoro 100% za fotone energije od 20 keV, te je na taj način omogućena i detekcija gama zraka niskih energija. U tabeli 4 je dat pregled parametara detektora.



Slika 16: Germanijumski detektor sa olovnom zaštitom[3].

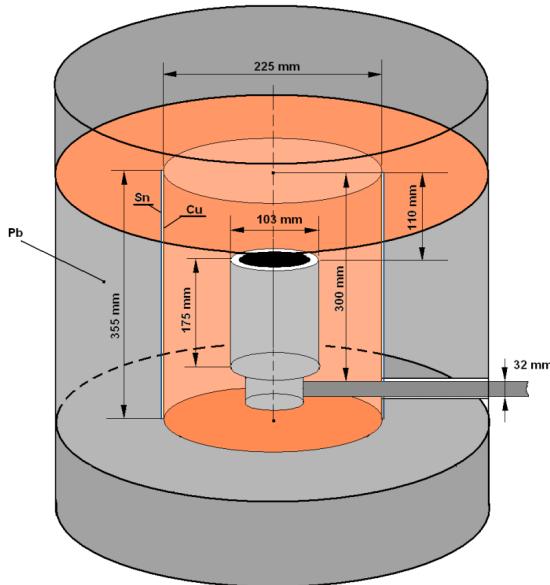
Tabela 4: Parametri *HPGe* detektora *GX10021* u olovnoj zaštiti[3].

Радна температура	77 K
Радни напон	4.5 kV
Спљашњи контакт	0.3 mm Ge(Li)
Унутрашњи контакт	0.3 μm Al
Улазни прозор	0.89 mm (Be)
Пречник кристала	80 mm
Висина кристала	77.5 mm
Полупречник језгра	4.5 mm
Висина језгра	38.5 mm
Дебљина кућишта	1.5 mm Al

Detektor se nalazi u pasivnoj zaštiti izgrađenoj od olova. Prozvođačka oznaka olovne zaštite je *Canberra* model *777B*. Ukupna masa zaštite je 1633 kg, dok je shematski prikaz dat na slici 17. Debljina olovne zaštite je 15 cm. Spoljašnjih 125 mm zaštite je izrađeno od običnog nisko radioaktivnog olova, dok je unutrašnjih 25 mm izrađeno od posebno selektovanog olova koji sadrži koncentraciju aktivnosti od ^{210}Pb od 20 Bq/kg. Pasivna zaštita detektora sadrži i sloj kalaja debiljine 1 mm i bakra visokog stepena čistoće debljine 1.5 mm.

Bakar i kalaj služe za zaustavljanje K serije X zračenja olova u opsegu energija 75-85 keV. Pomoću bakra se apsorbuje i X zračenje kalaja (u opsegu energija od 25 keV do 28 keV).

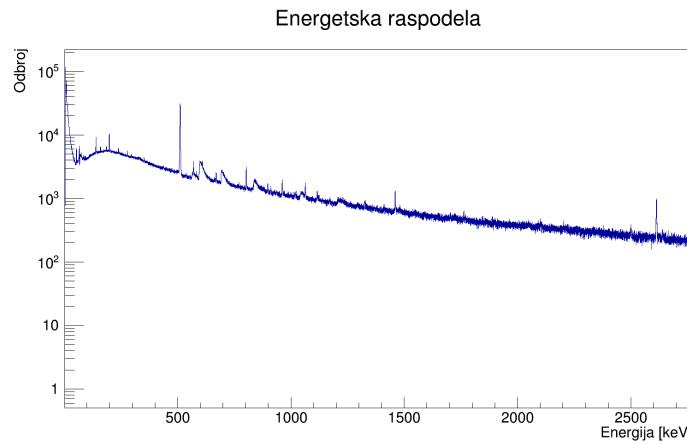
Olovna zaštita sadrži otvor koji služi za ubrizgavanje azota iz Dewar-ovog suda u unutrašnjost zaštite i na taj način se vrši izduvavanje radona što dovodi do sniženja fona koji potiče od radona i njegovih potomaka.



Slika 17: Shematski prikaz olovne zaštite *HPGe* detektora[3].

5.2 Sakupljanje fonskih spektara

Prikupljeno je više fonskih spektara koji su kasnije sabrani u programskom paketu *Genie 2000*. Ovako dobijeni podaci su obrađeni u *ROOT*-u i dobijen je grafik na slici 18.



Slika 18: Celokupni niskofonski gama spektar.

Napominje se da je osa Y na slici 18 data logaritamski.

6 Obrada spektroskopskih podataka

6.1 ROOT

ROOT je objektno orijentisani programski paket razvijen u CERN-u. Originalno je dizajniran za obradu i analizu podataka u fizici čestica i sve osobine koje ima su u velikoj meri povezane i baziraju se na pomenutom polju. Premda valja reći da svoju primenu nalazi i u obradama podataka u astronomiji kao i uopštenom radu sa podacima.

Dugo vremena CERN je koristio programske biblioteke napisane u FORTRAN-u, da bi početkom 2003. godine prešao na ROOT, koji je napisan u C++ kodu. Sam ROOT paket sadrži mogućnosti za:

1. Histograme i vizualizaciju podataka, raspodela i funkcija;
2. Fitovanje podataka i optimizaciju;
3. Statističke alatke za analizu podataka;
4. Rad sa matricama i vektorima;
5. Korišćenje neuronskih mreža;
6. Obrada fotografija, pogotovo u astronomiji;
7. 3D vizualizacija;
8. itd...

Ključna osobina ROOT-a je nešto što se naziva *tree*. U ovoj strukturi su sadržani svi podaci i njene podstrukture su *branches* i *leaves*. *Tree* se može zamisliti kao skup podataka koji su dobijeni u jednom unisu posle nekog merenja, dok se recimo unos za sledeće merenje dobija promenom indeksa u datom *tree*. Ovo daje mnoge olakšice prilikom alociranja memorije kada se radi sa objektima.

ROOT je dizajniran za visoko efikasni rad, što ne čudi obzirom na ogromnu količinu podataka koja se obrađuje u CERN-u. U ovom radu, obrada pikova jednim delom je rađena u programskom paketu ROOT.

6.2 Genie 2000

Genie 2000 je softver napravljen od strane firme *CANBERRA*. U svom paketu sadrži više programa kao što su *Gamma Analysis Software*, *Alpha Analysis Software*, *Interactive Peak Fit*, *Quality Assurance Software*, *Calibration Software*, *Waste Systems and Safeguards Systems Software*. U ovom radu je korišćen *Gamma Analysis Software* kao i *Interactive Peak Area*, pri obradi podataka koji su kasnije upoređivani sa istim podacima obrađenim u ROOT-u.

Gamma Analysis Software je paket koji u sebi uključuje set naprednih algoritama za analizu gama spektara koji su prikupljeni putem *Genie 2000* programskog paketa. Ovi algoritmi pružaju potpunu analizu gama spektra koji je snimljen bilo kojim detektorom.

Interactive Peak Fit je paket koji pruža razne alatke za analizu pikova u datom spektru. Ovaj paket je poprilično koristan kada se prikuplja veliki spektar, jer omogućava analizu pojedinačnih pikova neovisno o ostatku spektra. Takođe daje valjanu analizu kada su u pitanju ne samo singletni već i multipletni pikovi. Omogućava proizvoljno fitovanje fona u zavisnosti od broja kanala, kao i davanje kompletног izveštaja urađenog posla. Svi pikovi koji su obrađeni korisćenjem programskog paketa *Genie 2000* su obrađeni koristeći upravo *Interactive Peak Fit*.

6.3 Metodi obrade gama spektara

6.3.1 Obrada u ROOT-u

Kao što je to već navedeno u uvodnom delu rada, prvo će se posmatrati pikovi koji se nalaze na 938 keV, 972 keV i 2501 keV. Analiza je na početku raђena u ROOT-u, da bi se potom ista, za iste pikove, uradila i u *Genie 2000*, pomoću već pomenutih paketa.

Da bi se analizirali dati pikovi u ROOT-u potrebno je uvesti same podatke u kod i smestiti ih u *tree* i oformiti potrebne *branches* (linije 4-9). Oformljene su grane za energiju (linija 7), kanal (linija 9) i odbroj (linija 8). Dati podaci su izvučeni iz fajla sa nazivom *Dugacak.txt* (linije 12-24) i smešteni u već deklarisane *branches*. Kod napisan u ROOT-u, u ovom slučaju procedura *treew()*, koji radi navedene zadatke je dat na sledeći način:

```
1 void treew()
2 {
3     //Create tree with necessary branches
4     TFile f("tree1.root", "recreate");
5     TTree t("t", "Tree-with_energy_and_counts_as_variables");
6     Float_t ch, counts, energy, test;
7     t.Branch("energy", &energy, "energy/F");
8     t.Branch("counts", &counts, "counts/F");
9     t.Branch("channel", &ch, "ch/F");
10
11    //Fill the tree
12    ifstream in;
13    in.open("Dugacak.txt");
14    while(in.good())
15    {
16        in >> ch >> counts;
17        energy = ch*1.687e-001 + 2.499;
18        t.Fill();
19        for(Long64_t j=0; j<counts; j++){
20            t.Fill();
21        }
22    }
23    t.Write();
24 }
```

Kako su potrebni podaci smešteni u strukturu koja odgovara ROOT-u, odnosno u *tree*, sledi obrada podataka. Ali pre toga valja naglasiti da je prilikom popunjavanja *branches* energije, što je dato u liniji 17 u kodu iznad, urađena i kalibracija podataka na osnovu relacije:

$$Energy[keV] = channel \cdot 1.687 \cdot 10^{-1} + 2.499 \quad (6.1)$$

gde je sa **channel** označen broj kanala a sa **energy** energija na tom kanalu posle kalibracije izražena u keV. Sve linije koda koja slede se nalaze u okviru druge procedure **treer**.

Prvo su deklarisana platna na kojima će se dati podaci prikazati. Kod je dat na sledeći način:

```

1 TCanvas* his_gen = new TCanvas("General", "General", 10, 10, 1700, 1000);
2 TCanvas* his_2501 = new TCanvas("2501keV", "2501keV", 10, 10, 1700, 1000);
3 TCanvas* his_938 = new TCanvas("938keV", "938keV", 10, 10, 1700, 1000);
4 TCanvas* his_972 = new TCanvas("968keV", "972keV", 10, 10, 1700, 1000);
5 TCanvas* his_2501f = new TCanvas("2501keVf", "2501keVf", 10, 10, 1700, 1000);
6 TCanvas* his_938f = new TCanvas("938keVf", "938keVf", 10, 10, 1700, 1000);
7 TCanvas* his_972f = new TCanvas("972keVf", "968keVf", 10, 10, 1700, 1000);
```

Potom je potrebno povezati se na *tree* napravljenim u proceduri **treew**, kao i sa tamo deklarisanim *branches*. Kod koji odrađuje ovaj deo posla je:

```

1 TFile *f = new TFile("tree1.root");
2 TTree *t = (TTree*) f -> Get("t");
3 Float_t ch, energy, occur;
4 t -> SetBranchAddress("channel", &ch);
5 t -> SetBranchAddress("energy", &energy);
6 t -> SetBranchAddress("counts", &occur);
```

Zatim je potrebno deklarisati histograme na koje će se dati podaci prikazati. Usled prevelikog formata linije koda, data je samo generalna ideja kako bi ta deklaracija trebala da izgleda:

```
1 TH1F* H = new TH1F("Naziv", "Naslov ; Xosa ; Yosa", bin, A, B);
```

Primera radi, kada je deklarisana linija koda za generalni histogram, umesto **Naziv** стоји **Energetska raspodela**, umesto **Naslov** стоји takođe **Energetska raspodela**, за **Xosa** стоји **Energija [keV]**, dok za **Yosa** стоји **Odbroj**. Vrednost **bin** je važna jer to predstavlja broj kanala, može se iz pomenute datoteke iz koje se uvoze podaci videti koliko to iznosi, u ovom radu to je bilo 16384. Zatim vrednosti **A** i **B** su najmanja i najveća vrednost na histogramu, respektivno. Samo što je poenta da se ovde koristi i kalibracija koja je već pomenuta da bi se dobila dobra raspodela histograma posle kalibracije, na već pomenutih 16384 dela. Znači ovde je umesto **A** stavljen $0.1687 \cdot 0 + 2.499$, a umesto **B** je $0.1687 \cdot 16383 + 2.499$. Treba dodati da je deklarисано sedam histograma, jedan generalni, za čitav spektar i po dva za svaku od pomenutih pikova. Jedan za sam pik dok drugi za fon za isti taj pik.

Kada su strukture koje trebaju da prime podatke deklarisane treba objasniti način na koji će obrada pikova da se vrši. Ideja je da se svaki od tri posmatrana pika fituje kombinacijom linearne funkcije i Gausove funkcije, odnosno:

$$F(x) = p_0 + p_1x + p_2 e^{-\frac{(x - p_3)^2}{2p_4^2}} \quad (6.2)$$

gde su p_0 i p_1 parametri fita linearne funkcije, p_2 (predeskponencijalni član), p_3 (srednja vrednost) i p_4 (standardna devijacija koja direktno utiče na FWHM pika koji se fituje) su parametri Gausove funkcije. Sa x je označena energija.

Da bi se dobio intenzitet samog pika, tj. događaja, potrebno je bilo i odbiti fon. Procena fona je vršena na taj način što je sa leve strane svakog pika odabrana neka količina kanala, isto to je urađeno sa desne. Potom je, samo na osnovu te dve odabране regije, profitovana linearna funkcija čiji se parametri potom pamte, da bi se kasnije koristili za funkciju koja je zbir linearne i Gausove, tj. funkciju koja će da fituje sam pik.

U daljem tekstu će biti izložen primer koda za obradu samo pika energije 2501 keV. Za ostale dve sam postupak je analogan, samo sa drugim nazivima promenljivih.

Definisanje regije za posmatranje fona pika energije 2501 keV je dato pomoću:

```
1  Float_t lfon2501_1 = 2495.375;
2  Float_t lfon2501_2 = 2498.075;
3  Float_t rfon2501_1 = 2503.137;
4  Float_t rfon2501_2 = 2505.668;
```

Potom je potrebno formirati histogram za analizu fona pika energije 2501 keV, što je urađeno na sledeći način:

```
1  Long64_t N = t->GetEntries();
2  for (Long64_t i=0; i<N; i++)
3  {
4      t->GetEntry(i);
5      // if statement for background noise . 2501keV
6      if( ((energy>=lfon2501_1)&&(energy<lfon2501_2)) ||
7          ((energy>rfon2501_1)&&(energy<=rfon2501_2)) ){
8          fon2501 -> Fill(0.1687*ch + 2.499);
9      }
10
11     //Filling of histogram , 2501keV
12     hist->Fill(0.1687*ch + 2.499);
13 }
```

Kako je već pomenuto sa kojim funkcijama i kako će se fitovati pikovi, potrebno je date funkcije deklarisati:

```
1  TF1* tot2501 = new TF1("tot2501","pol1(0)+gaus(2)",lfon2501_1,rfon2501_2);
2  TF1* gaus2501_1 = new TF1("gaus2501_1","gaus",lfon2501_2,rfon2501_1);
3  TF1* fon_2501 = new TF1("fon_2501","pol1",lfon2501_1,rfon2501_2);
```

U liniji 1 je deklarisana totalna funkcija, ona koja se sastoji od zbiru linearne i Gausove. Da se primetiti da ova funkcija prima pet parametara. Dva parametra su za linearnu funkciju, zato je deo **gaus(2)** ide od broja dva a ne od nule. Od nule kreće **pol1(0)**. Naravno, takođe je važno dati granice u kojima se radi dati fit, što je za, primera radi fon (linija 3), urađeno pomoću već deklarisanih vrednosti za one pomenute delove levo od pika i desno od pika. Ranije nije naglašeno, ali na ovom mesto je to odlična prilika. Naime, u liniji 2 je deklarisana samo Gausova funkcija za oblast pika, bez oblasti fona, kako je to urađeno za fon, ili celokupne oblasti, kako je to urađeno za totalnu funkciju. Ovo je iz razloga što kada se nađe fit fona, odnosno parametri linearne funkcije, oni se totalnoj prosleđuju kao fiksirani, a kao rezultat fita dobijaju se parametri za Gausovu funkciju. Ovako dobijeni parametri za Gausovu funkciju se fiksiraju kada se prosleđuju u funkciju koja je deklarisana u liniji 2 u kodu iznad, odnosno funkciji **gaus2501_1**. Zatim kada se traži površina pika, odnosno broj događaja, integrali se samo ova funkcija, **gaus2501_1**. Alternativni metod je da se integrali

funkcija **tot2501** na nekom opsegu, potom funkcija **fon_2501** (na istom tom opsegu) i da se iz njihove razlike dobije ukupan broj događaja.

Zatim sledi konačna obrada pika energije 2501 keV koja je data kodom:

```

1 Double_t par2501_fon [2] , proPar2501 [5];
2
3 //Histogram drawing
4 histogram_2501 -> cd ();
5 hist -> SetFillColor(10);
6 hist -> GetXaxis() -> SetRangeUser(0.1687*14600+2.499, 15000*0.1687+2.499);
7 hist -> Draw();
8
9 //Background fit
10 fon2501 -> Fit(fon_2501, "R+");
11 fon_2501 -> SetLineColor(2);
12
13 //Background fit parameters - obtain
14 fon_2501 -> GetParameters(&par2501_fon [0]);
15
16 //Total function
17 tot2501 -> FixParameter(0, par2501_fon [0]);
18 tot2501 -> FixParameter(1, par2501_fon [1]);
19 tot2501 -> SetParameter(2, 1);
20 tot2501 -> SetParameter(3, 2499.5);
21 tot2501 -> SetParameter(4, 2);
22 TFitResultPtr r = hist -> Fit(tot2501, "WLSR+");
23
24 //Parameters for Gauss function
25 total2501 -> GetParameters(&proPar2501 [0]);
26 gaus2501_1 -> FixParameter(0, proPar2501 [2]);
27 gaus2501_1 -> FixParameter(1, proPar2501 [3]);
28 gaus2501_1 -> FixParameter(2, proPar2501 [4]);
29
30
31
32 //Draw, background fit
33 histogram_2501_fon -> cd ();
34 fon2501 -> SetFillColor(10);
35 fon2501 -> GetXaxis()->SetRangeUser(0.1687*14600+2.499, 15000*0.1687+2.499);
36 fon2501 -> Draw();
37
38 //Integral of Gauss function, obtaining number of events
39 Float_t N = gaus2501_1->Integral(lfon2501_2, rfon2501_1)/0.1687;
40 Float_t E = 100*(tot2501->IntegralError(lfon2501_2, rfon2501_1)/0.1687)/N;
41
42 //Print result to the terminal screen
43 Prom = tot2501->IntegralError(lfon2501_2, rfon2501_1)/0.1687;
44 printf("Linija2501keV:%.2f, RelG:%.2f%%ApsG:%.2f\n", N, E, Prom);

```

Prvo, počinje se sa crtanjem histograma (linije 3-7). Zatim sledi fitovanje histograma **fon2501** sa funkcijom **fon_2501**, pri čemu se stavlja oznaka **R+** da bi se na platnu **fon_2501** pokazao ne samo histogram već i fitovana funkcija (linija 10-11).

Posle toga izvlače se parametri fita fona, odnosno ona dva parametra koji trebaju za linearu funkciju koja će da figuriše u totalnoj funkciji (linija 14). Zatim se ova dva parametra

prosleđuju totalnoj funkciji (linije 17-18) i zadaju se okvirni parametri za ostatak totalne funkcije (linije 19-21). Na kraju se fituje data linija totalnom funkcijom (linija 22).

Posle fitovanja totalne funkcije se izvlače potrebni parametri za Gausovu funkciju (linije 25-28). I sledi predstavljanje fita fona na platnu (linije 33-36).

Na kraju se računa intenzitet pika na energiji 2501 keV (linija 39) kao i greška samog računa (linija 40). I rezultati se ispisuju na ekran terminala (linija 43-44). Ovde samo treba navesti sledeću ideju prilikom integracije a to je deljenje sa članom u 0.1687 u liniji 43. Ovo deljenje potiče od same kalibracije, jer se integracija ovde vrši preko energija a ne preko kanala, pa je potrebno dati rezultat podeliti ovim brojem.

Napomena je ta da je, radi jednostavnosti, prikazana samo celokupna obrada jednog pika, na energiji 2501 keV. Potpuno analogno se radi i za pikove na 938 keV i 972 keV. Po završetku data obrade izlazni rezultat su parametri fitovane funkcije za dati pik, intenzitet (odbroj) datog pika kao i greška za intenzitet (odbroj). Valja napomenuti da kada se parametri funkcije prosleđuju kao fiksni, što je slučaj sa prosleđivanjem parametara fona totalnoj funkciji, tada ROOT za grešku parametra uzima da je nula. Takođe, pik koji se nalazi na 972 keV je deo dubleta i ROOT nije u stanju da, bez prvobitne inicijalizacije za vrednosti parametra standardne devijacije, odnosno FWHM, prepozna dublet. Pa je u delu koji u kodu iznad označen linijom 19 potrebno koristiti funkciju **FixParameter** umesto **SetParameter**.

6.3.2 Obrada u Genie 2000

Obrada datih pikova u programskom paketu *Genie 2000* je daleko jednostavnija nego pisanje koda za isto u ROOT-u. Naime, potrebno je dati spektar otvoriti u ekstenziji **.CNF**. Otvaranjem spektra, potrebno je prvo naći pikove što se radi korišćenjem naredbe **Analyze → PeakLocate → Unidentified 2nd Differential**. Zatim se uradi **PeakArea → Sum**. Treba imati u vidu da su tokom ovih operacija date razne opcije, od kojih možda treba izdvojiti podešavanje FWHM kao i energetskog praga za identifikaciju pika. Detalji ovde neće biti dati, ali uopšteno rečeno važno je znati da takva mogućnost postoji jer može biti korisna ukoliko se traga za signalom koji je dublet ili koji ima mali intenzitet.

Po završetku navedenog pristupa se opciji **Interactive Peak Fit**. Sada, može se pristupiti pojedinačnoj obradi pika. Prilikom iste, data je opcija da se podešava broj kanala koji će se korisiti za fon kao i opseg energija koji se koristi za sam fit pika, a tako i fona.

7 Simulacija efikasnosti detektorskog sistema

7.1 Geant 4

Da bi se odredila efikasnost datog detektorskog sistema korišćen je programski paket *Geant 4*. Ovaj paket je baziran na Monte-Karlo metodu. Osnovni razlog za razvoj paketa je potreba za simulacionim paketom koji je fleksibilan i funkcionalan za ispunjenje potreba eksperimenata subatomske fizike. Razvoj **Geant 4** programa je postao velika međunarodna saradnja.

Napisan je u *C++* jeziku. Koristi napredne softversko-inženjerske tehnike i objektno orijentisani tehnologiju. Simulacioni procesi uključeni u paket su:

1. Geometrija sistema koji se modeluje,
2. Čestice od interesa i materijali,
3. Generisanje primarnih događaja,
4. Praćenje čestica kroz materiju i elektromagnetna polja i analiza,
5. Fizički procesi koji opisuju interakciju čestica,
6. Odgovor na osjetljive komponente detektora,
7. Stvaranje podataka o događajima i tragovima,
8. Vizualizacija detektora i trajektorija čestica.

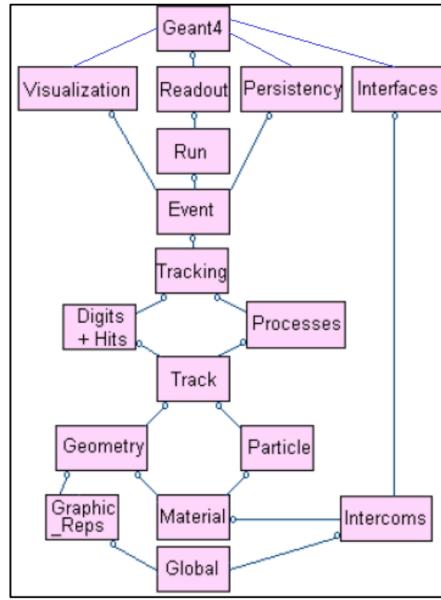
Geant 4 uključuje seriju paketa za simulaciju interakcije čestica sa materijom specijalizovanih za različite tipove čestica, energetski opseg ili pristup fizičkom modelovanju. Mnoštvo fizičkih pristupa koji su obezbeđeni doprinosi prilagodljivosti *Geant 4* za primenu u mnogim različitim eksperimentalnim domenima, od nuklearne fizike, preko elementarnih čestica, do medicinske tomografije i astrofizike.

7.1.1 Struktura Geant 4 programskog paketa

Geant 4 je sastavljen od komponenata koje korisnik može da upotrebi da izgradi simulaciju. Svaka osnovna komponenta je *C++* klasa koja često poziva objekte koji su formirani u drugim klasama programskog paketa. Na slici 19 je prikazana struktura kategorija klasa.

Opšta kategorija, *Global*, pokriva sistem jedinica, konstante, brojeve i rukovanje slučajnim brojevima. Kategorije *Materials* i *Particles*, koriste neophodna oruđa za opisivanje fizičkih osobina čestica i materijala za simulaciju interakcija čestica-materijala. Kategorija *Geometry* omogućava opisivanje geometrijske strukture i efikasno prolazeњe čestica kroz nju. Iznad ovih kategorija su kategorije za praćenje čestica i opisivanje fizičkih procesa kojima one podeljuju. Kategorija za *Track* sadrži klase za trage i korake koje koristi kategorija *Processes*, koja sadrži izvršenja modela fizičkih interakcija. Sve procese poziva kategorija za *Tracking*, koja upravlja njihovim doprinosom u evoluciji stanja traga i daje informaciju u osjetljivim zapreminama za udare i digitalizaciju. Iznad ovih, kategorija *Event* upravlja događajima

u smislu njihovih putanja. Kategorija *Run* skuplja događaje koji imaju sličan snop i implementaciju detektora. Korišćenje *Readout* omogućava rukovanje nagomilavanjem. Postoji mogućnost korišćenja svih ovih kategorija povezivanjem sa postrojenjima izvan programskog paketa preko apstraktnih interfejsova, putem kategorija *Visualization*, *Persistency* i *Interface*.



Slika 19: Dijagram kategorija klasa u *Geant 4* programskom paketu.

7.1.2 Geant 4, fizički modeli i procesi

Geant 4 se sastoji od velikog broja različitih fizičkih modela koji omogućuju simulacije interakcija čestica sa materijom u širokom energetskom ospegu, kao i da na svakom nivou simulacije korisnik ima pristup interfejsu i komandama. Treba napraviti razliku između procesa (interakcija, raspad)-koji imaju dobro definisan poprečni presek i srednji život, i modela-koji proizvodi sekundarne čestice. Moguće je istom procesu dodeliti više modela.

Hijerarhijska struktura *Geant 4* kategorije za procese je podeljena u sledeće podkategorije:

1. Transport čestica: transport čestica je određen dužinom slobodne putanje čestica, a uzorkovanje dužina slobodne putanje čestice proizvodi korake na granicama materijala. Fizički procesi ograničavaju veličinu koraka prema dužini slobodne putanje uzorka. Računa se dužina koraka kojim putanja čestice prelazi u drugu zapreminu.
2. Elektromagnetne interakcije: fizički procesi (Komptonovo rasejanje, gama konverzija, fotoefekat, proizvodnja para miona), elektron/pozitron procesi (jonizacija, zakočno zračenje, anihilacija), mionski procesi (jonizacija, zakočno zračenje i proizvodnja para elektron-pozitron), hadron/jon procesi (jonizacija), višestruko rasejanje, niskoenergetski elektromagnetni procesi (Rejlijevo rasejanje).
3. Hadronske interakcije: jezgro-jezgro reakcije, lepton-hadron interakcije, elastično rasejanje, interakcije zaustavnih čestica, nuklearne kaskade, fisija, evaporacija, modeli

raspada, niskoenergetske neutronske interakcije, radioaktivni raspad, fotonuklearne i elektronuklearne reakcije.

4. Foton-lepton-hadron interakcije
5. Raspad čestica: simuliran je od strane *G4Decay* klase koja je implementirana unutar *Geant 4* fizičkih procesa koji su bazirani na odnosima granjanja. Svaki od modova raspada je implementiran kao klasa i generiše sekundarne čestice koje se proizvode u procesu raspada.
6. Optički efekati: uključuju procese kao što su Čerenkovo zračenje, scintilacija, pomerenje talasnih dužina i apsorpcija.

Fizički procesi opisuju kako čestice interaguju sa materijom. Prema kvantnoj teoriji, fizički proces je mikroskopski opis interakcije čestice sa drugom česticom materijala ili spoljašnjeg polja. Verovatnoća za interakciju unutar puta dužine L usled fizičkog procesa je:

$$p(L) = 1 - e^{-L/\lambda} \quad (7.1)$$

gde je sa λ označen srednji slobodan put čestice.

Monte Karlo algoritam se sastoji od sledećeg:

1. Definiše osobine upadne čestice(impuls recimo),
2. Uzima vrednosti λ za sve relevantne procese,
3. Uzima dužinu slobodne putanje L iz raspodela svih učestvujućih procesa,
4. Bira najmanju dužinu putanje
5. Pomera česticu za ovaj korak
6. Simulira interakciju
7. Ako čestica još postoji, vraća se na prvi korak.

Za datu simulaciju, određen broj fizičkih procesa je pripisan svakom tipu čestice. Svakom od ovih procesa pripisuje se nekoliko modela i podataka o poprečnim presecima, odnosno verovatnoćama. Svi procesi prolaze kroz fazu računanja totalnog preseka i njegove primene kao i generisanja krajnjeg stanja.

Za svaki proces, ukupni poprečni presek na datoj energiji E se dobija interpolacijom dostupnih podataka prema relaciji:

$$\log(\sigma(E)) = \log(\sigma_1) \frac{\log\left(\frac{E_2}{E}\right)}{\log\left(\frac{E_2}{E_1}\right)} + \log(\sigma_2) \frac{\log\left(\frac{E}{E_1}\right)}{\log\left(\frac{E_2}{E_1}\right)} \quad (7.2)$$

gde je sa E_1 i E_2 označena najблиža donja i gornja energija za koju su poprečni preseci σ_1 i σ_2 dostupni u bibliotekama podataka.

Generisanje krajnjeg stanja učesnika određenog procesa se vrši tako što se iz distribucija izvedenih iz teorijskih modela računaju relevantne fizičke veličine, npr. ugaona raspodela deponovane energije. Pri tome se atom materijala na kom se vrši interakcija bira nasumično, a simulira se njegova deekscitacija.

Geant 4 je sposoban za opisivanje i propagaciju različitih elektromagnetskih polja. Mogu se specizirati magnetna polja, električna polja i elektromagnetna uniformna i neuniformna polja. U cilju propagacije traga unutra polja, jednačina kretanja čestice u polju je uključena u *Geant 4* paket.

7.1.3 Izgradnja simulacije

Pošto se sadržaj programa menja na osnovu potreba simulacije, ne postoji osnovni program. On se mora napisati, premda su neki primjeri dati. Program koji korisnik prilagođava svojim primenama je implementiran u dati paketa klase, *G4RunManager*-sadrži tri obavezne klase koje korisnik mora izgraditi, kao i *G4UIManager*-sadrži pet klase koje služe korisnik da izmeni definisane kodove u *Geant 4* koji su povezani sa pokretanjem simulacije, događajima, praćenjem čestica i svakog koraka. Na taj način se mogu napraviti samostalni programi.

Korisnik mora najpre da izgradi primer *G4RunManager* klase. Ova klasa je odgovorna za početne procedure i mora biti snadbevena informacijama neophodnim za izgradnju i pokretanje simulacije. U ove informacije spadaju: konstrukcija detektora, lista fizičkih procesa i generisanje primarnih čestica.

7.2 Metod

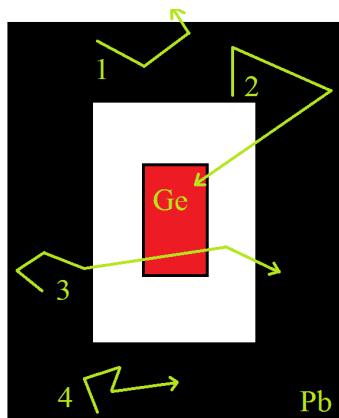
Da bi se valjano interpretirali rezultati simulacije koji se baziraju na eksperimentalnim posmatranjima, potrebno je uraditi korekciju na efikasnost. Korekcija na efikasnost u ovom radu je rađena putem programskog paketa *Geant 4*.

Naime, ideja je sledeća. U stvarnom eksperimentu mioni koji bivaju zahvaćeni na olovu emituju gama zrake, bilo to prelaskom miona po diskretnim atomskim nivoima, bilo to deekscitacijom jezgra, emituju gama zrake iz te oblasti, odnosno oblasti olovne zaštite detektora. U simulaciji je to odrađeno na sledeći način. U oblasti olovne zaštite, inicijalizovni su gama zraci iz određenog opsega energija, onog koji odgovara emisiji iz mionskog atoma ili deekscitaciji jezgra i usmeravani su u nasumičnim smerovima (slika 20).

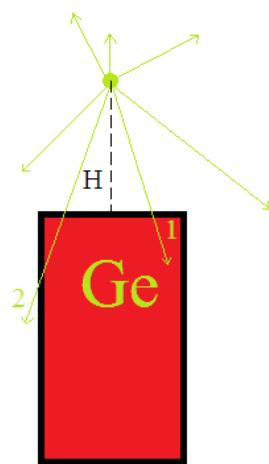
Kao što je to prikazano na slici 20, gama zrak može da se inicijalizuje u zaštiti i izađe iz detektora (zrak 1), može da dođe do detektora i ostavi svu svoju energiju (zrak 2), može da prođe kroz detektor i ostavi deo energije (zrak 3), kao i da nikada ni ne napusti zaštitu (zrak 4). U ovom slučaju, radi određivanja efikasnosti, slučaji od interesa su oni poput zraka 2.

Da bi se napravila valjana simulacija realnog sistema, potrebno je poznavati u celosti geometriju čitavog detektorskog sistema. Od veličine zaštite, materijala, geometrije detektora i slično. Opšta diskusija je data na početku ovog poglavlja prilikom kratkog uvoda u programske paket *Geant 4*. Ono što se nameće kao problem, možda se može reći kapitalističkog društva[6], je taj što proizvođači detektora nikada u potpunosti ne daju tačne specifikacije geometrije samog uređaja pa je potrebno na neki način saznati što vernije te vrednosti da bi se one mogle proslediti programu napisanom u *Geant 4* radi što, opet, vernije simulacije. Ovo se može rešiti na više načina. U ovom radu je to urađeno na sledeći način.

Eksperimentalno je određena efikasnost sistema prikazanog na slici 21, za 11 pikova, kada je za izvor zračenja dat ^{152}Eu . Zatim je napravljena gruba simulacija istog sistema, za iste pikove, u *Geant 4*. Gruba, zato što pomenute specifikacije detektora u celosti nisu poznate. Kada je određena efikasnost eksperimentalnim putem, kao i putem simulacije, pomoću odnosa ove dve veličine definiše se bezdimenzionalni korekcioni faktor koji će praviti korekciju na vrednost efikasnosti sistema prikazanog na slici 20, usled grubog poznavanja specifikacija detektora. U ovom poglavlju neće biti izložen kod napisan u *Geant 4* koji se koristio prilikom simulacije detektorskog sistema, jer akcenat rada nije bio na ovom delu. Po potrebi, autor može proslediti dati kod. Od postojećih klasa, u ovoj simulaciji korišćene su *DetectorConstructionPC.cc*, *PhysicsListPC.cc*, *RunActionPC.cc*, *SensitiveDetector.cc* i *PrimaryGeneratorActionPC.cc*



Slika 20: Shematski prikaz detektora sa olovnom zaštitom i primeri nekih od inicijalizovanih gama zraka.

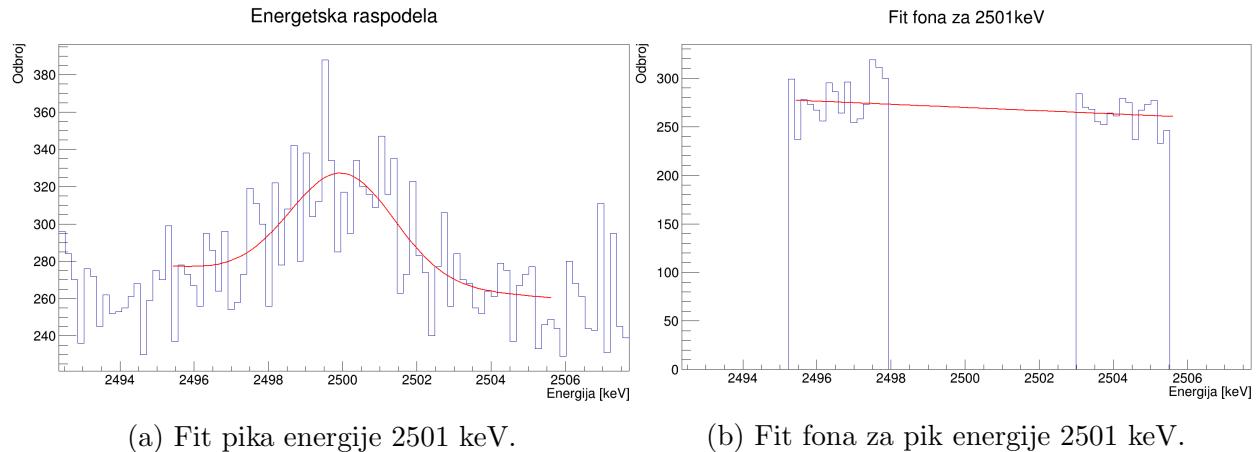


Slika 21: Shematski prikaz detektora bez olovne zaštite sa izvorom zračenja (H -visina izvora zračenja u odnosu na detektor).

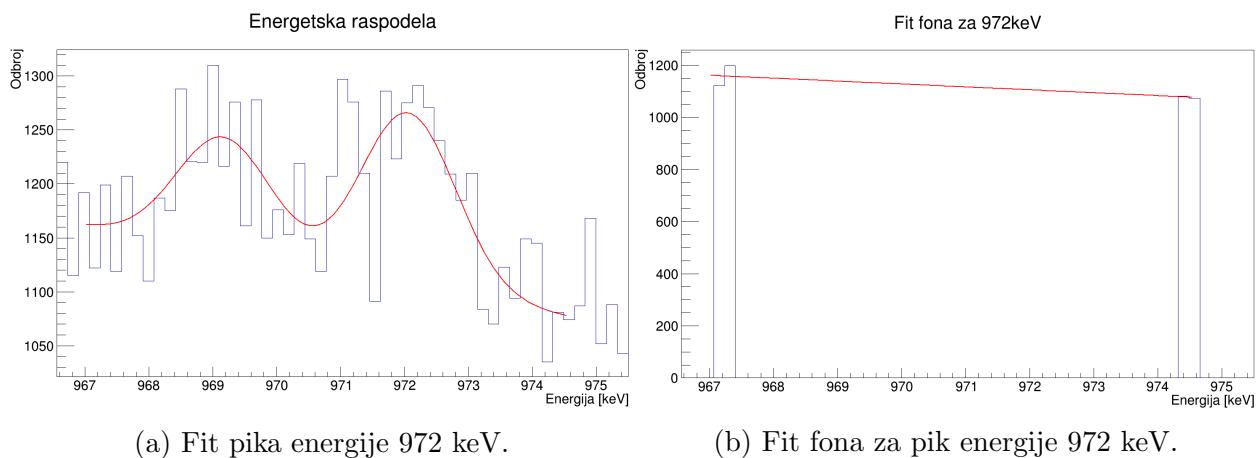
8 Rezultati i diskusija

8.1 Detektovani inteziteti gama pikova

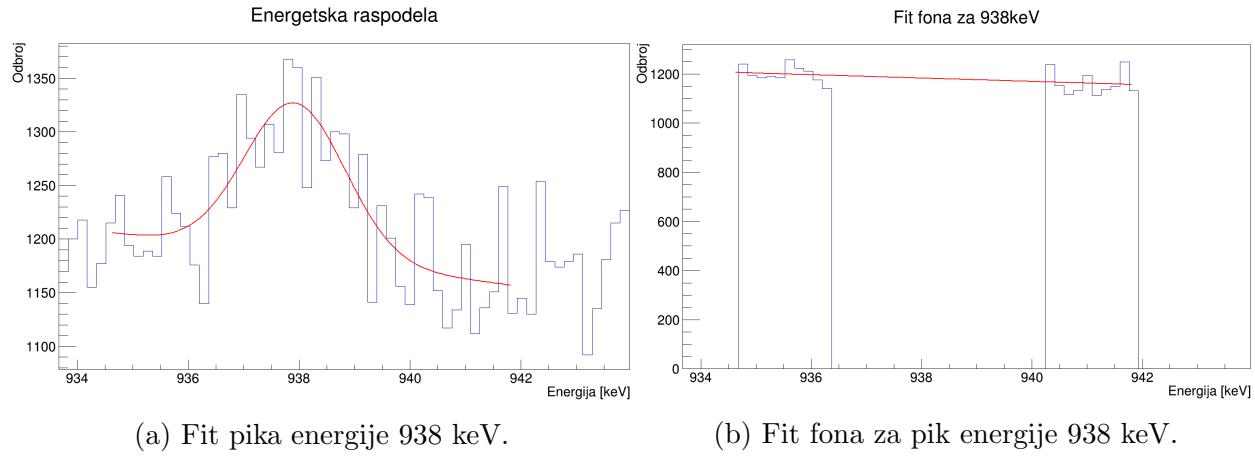
Počinje se od izlaganja obrade pojedinačnih pikova od interesa u ovom radu, a to su oni na energijama 2501 keV, 972 keV i 938 keV. Na slikama 22, 23 i 24 su prikazani rezultati obrade dobijeni u programskom paketu ROOT. Dati su fitovi pikova na energijama od interesa uporedno sa fitovima odgovarajućeg fona za dati pik.



Slika 22: Rezultati obrade za pik energije 2501 keV.



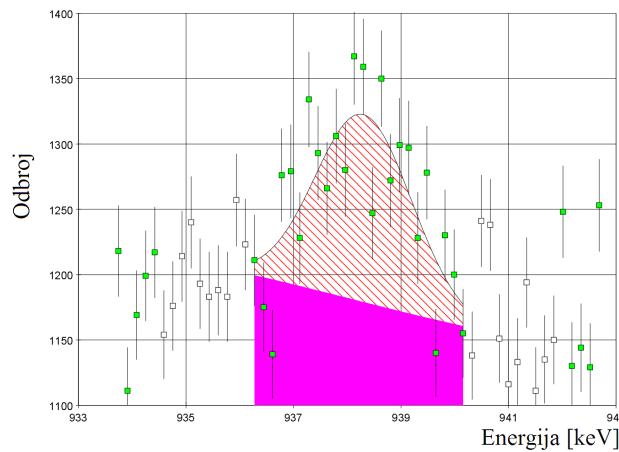
Slika 23: Rezultati obrade za pik energije 972 keV.



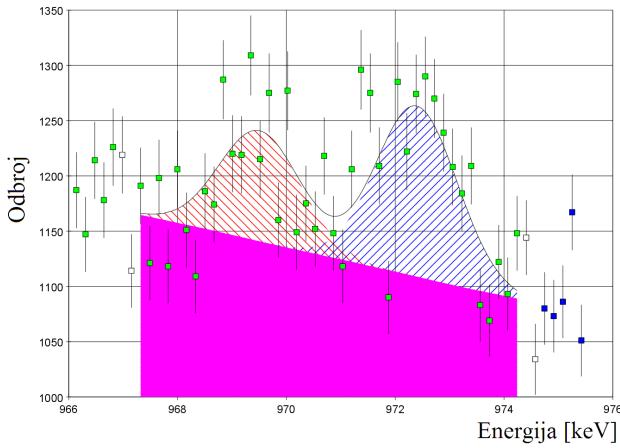
Slika 24: Rezultati obrade za pik energije 938 keV.

Primećuje se da pri fitovanju fona za pikove je uzeta drugačija količina kanala za fit. Razlog ovome je taj jer se težilo da se uzme sličan broj kanala kao što se to uzima koristeći programske pakete *Genie 2000*. Na ovaj način može se što vrnije napraviti upoređivanje rezultata obrade u jednom programskom paketu i u drugom, iako to nije bio cilj samog rada.

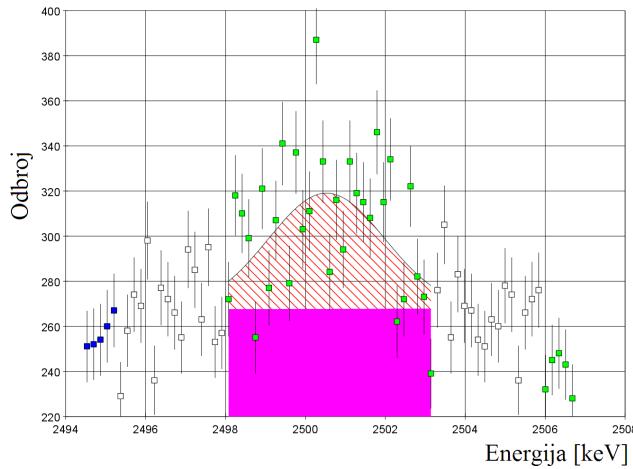
Ono što je dalje urađeno je da su isti pikovi obrađeni u programskom paketu *Genie 2000* (prikaz dat na slikama 25, 26 i 27). Kao rezultat, nisu dobijeni samo grafici već i podaci o intenzitetu samih pikova, odnosno onome na čemu je u ovom radu najviše poklanjana pažnja prilikom upoređivanja ova dva programska paketa, ROOT i *Genie 2000*. Naime ovaj intenzitet kasnije je potrebno korigovati na efikasnost samog detektora, upravo na onaj način kao što je to opisano u delu 7.2. Uporedni rezultati, pre korišćenja same korekcije na efikasnost detektora, dati su u tabeli 5. Ono što se odmah može uočiti je poprilična sličnost u vrednostima odbroja pikova kao i relativnim greškama za iste, između programskog paketa ROOT i *Genie 2000*.



Slika 25: Fit pika energije 938 keV, *Genie 2000*.



Slika 26: Fit pika energije 972 keV, *Genie 2000*.



Slika 27: Fit pika energije 2501 keV, *Genie 2000*.

Tabela 5: Detektovani ukupan odbroj za pikove od interesa (bez korekcija na efikasnost i deljenja sa vremenom).

Energija [keV]	Odbroj	ROOT	$\delta(\text{Odbroj})[\%]$	Genie 2000	
				Odbroj	$\delta(\text{Odbroj})[\%]$
2501	1080.22	8.34	8.34	1079.90	9.16
938	1859.99	8.71	8.71	1905.97	9.26
968	1162.90	13.39	13.39	1104.90	14.53
972	1762.11	7.88	7.88	1706.77	10.07

Da se primetiti da u tabeli 5, postoji i vrednost za energiju od 968 keV. Data vrednost je deo dubleta kojem pripada i pik 972 keV. Jedan od razloga zašto je ona ubaćena u rezultate

je taj da se ima više pikova između kojih se vrši poređenje načina obrade, kao i taj da se proveri koliko dobro podatak o vrednosti FWHM dobijen putem *Genie 2000* može da pomogne ROOT-u prilikom obrade pikova koji nisu singletni već doubletni, jer ROOT sam po sebi nema opciju da sam prepozna doublete. Shodno tome je potrebno naći zaobilazan način kako do istog doći, što je u ovom radu urađeno tako što je vrednost za FWHM dobijena u *Genie 2000* prosleđena u parametre fita za ROOT koristeći funkciju **FixParameter**.

Takođe, valja ukazati da su relativne greške za fit dobijene u ROOT-u manje od onih koje su dobijene u *Genie 2000*. Ovo može biti pokazatelj da numerički algoritam koji ROOT koristi za integraciju je bolji od numeričkog algoritma koji se koristi u *Genie 2000*. Nарavno ovaj stav valja pokazati proverom same dokumentacije o programskim paketima kao i upoređivanjem obrada još pikova.

8.2 Određena efikasnost detektorskog sistema

Određena je efikasnost detektora, $\epsilon_{det}(E)$, da bi se napravile potrebne korekcije na intenzitete (tabela 5) i time mogli uporediti dobijeni eksperimentalni rezultati sa teorijskim proračunima koji su dati u tabeli 9.

Korišćenjem programskog paketa *Genie 2000*, analiziran je snimljeni spektar zračenja ^{152}Eu za sistem predstavljen na slici 20. Na osnovu poznate aktivnosti datog izvora i detektovanih 11 gama pikova za različite energije određena je efikasnost detektorskog sistema. Za isti sistem je napravljena simulacija u programskom paketu *Geant 4* i određene su efikasnosti za istih 11 pikova. To je urađeno na taj način što je za svaku energiju generisano 10^6 čestica i beležili su se događaji, odnosno gama zraci, koji su u celosti ostavili svoju energiju u detektoru. Rezultati su prikazani u tabeli 6.

Tabela 6: Rezultati efikasnosti za sistem sa slike 21 i izvorom ^{152}Eu dobijeni eksperimentalno i preko simulacije.

Energija[keV]	ϵ_{eks}	$\delta(\epsilon_{eks})[\%]$	ϵ_{sim}	$\delta(\epsilon_{sim})[\%]$
121.78	0.00068	2.58	0.001111	6.39
244.69	0.00063	2.28	0.000848	7.36
344.27	0.00056	1.69	0.000747	7.23
411.11	0.00054	2.05	0.000661	7.72
443.98	0.00051	2.73	0.000611	8.20
778.89	0.00038	2.12	0.000465	9.25
867.32	0.00036	3.49	0.000439	9.57
964.01	0.00034	2.23	0.000404	9.90
1085.78	0.00029	3.11	0.000363	10.47
1112.02	0.00032	2.39	0.000365	10.41
1407.95	0.00027	2.54	0.000308	11.36

Na osnovu ovih rezultata, posle fitovanja istih, dobijene su sledeće jednačine za efikasnosti. U slučaju *Geant 4* simulacije:

$$\ln(\epsilon) = a_0 + a_1 \ln x + a_2 \ln^2 x + a_3 \ln^3 x + a_4 \ln^4 x + a_5 \ln^5 x \quad (8.1)$$

gde ϵ je efikasnost, x predstavlja odnos P/E ($P = 764.9(22)$, dok je E energija). Vrednosti za parametre fita su: $a_0 = -7.66(4)$, $a_1 = 0.67(3)$, $a_2 = -0.127(12)$, $a_3 = -0.067(21)$, $a_4 = 0.067(19)$, $a_5 = -0.0140(5)$.

U slučaju eksperimentalnih podataka, efikasnost je fitovana relacijom identičnog oblika poput one označene sa 8.1, kao i identičnom vrednosti za parametar $P = 764.9(22)$. Naravno, drugačije vrednosti su dobijene za ostale parametre i one iznose: $a_0 = -7.85(4)$, $a_1 = 0.616(21)$, $a_2 = -0.156(23)$, $a_3 = -0.19(4)$, $a_4 = 0.241(17)$, $a_5 = -0.078(7)$.

Da bi se još korigovali intenziteti na efikasnost, potrebno je naći korekcioni faktor za svaku od energija, koristeći dobijene jednačine fita kao i efikasnost dobijenu putem simulacije sistema na slici 20 napravljene u *Geant 4*. Ukoliko se posmatra relacija:

$$\epsilon_{det}(E) = \alpha(E) \cdot \epsilon_{G4}(E) \quad (8.2)$$

gde je sa $\epsilon_{det}(E)$ označena efikasnost detektorskog sistema za posmatranu energiju E (koja u ovom slučaju može biti 2501 keV, 972 keV ili 938 keV), $\epsilon_{G4}(E)$ označava efikasnost detektora (slika 21) dobijenu iz *Geant 4*, a korekcioni faktora $\alpha(E)$ dat je kao:

$$\alpha(E) = \frac{\epsilon_{detEu}(E)}{\epsilon_{G4Eu}(E)} \quad (8.3)$$

gde je sa $\epsilon_{detEu}(E)$ označena efikasnost koja je data relacijom fita 8.1 u slučaju eksperimentalnih podataka (za energiju E), a sa $\epsilon_{G4Eu}(E)$ označena je efikasnost koja je data relacijom fita 8.1 u slučaju simulacije odradene u *Geant 4* (opet, za energiju E).

Za svaku od tri energije od interesa može da se sračuna $\alpha(E)$ preko relacije 8.3. Zatim se koristeći sračunato $\alpha(E)$ za energiju E i rezultate simulacije (koji daju član $\epsilon_{G4}(E)$) preko relacije 8.2 dobija potrebna efikasnost za svaku od tri energije, tj. $\epsilon_{det}(E)$. Rezultati su dati u tabeli 7.

Tabela 7: Izračunate vrednosti za efikasnost detektorskog sistema.

Energija[keV]	$\alpha(E)$	$\eta_{G4}(E)$	$\eta_{det}(E)$
938	0.836(6)	0.000186(27)	0.000155(23)
972	0.838(6)	0.000170(26)	0.000142(22)
2501	1.69(7)	0.000151(24)	0.00026(4)

8.3 Relativni intenziteti elektromagnetskih prelaza nakon zahvata miona na atomima olova

Poznavajući vrednosti za efikasnost detektorskog sistema (tabela 7), mogu se izračunati intenziteti za sva tri pika od interesa. To se radi tako što se odbroj za svaki pik podeli sa vremenom detekcije, u ovom slučaju to je iznosilo 158388580 s. Ovako sračunati intenziteti su normirani na intenzitet najintenzivnijeg pika. U eksperimentalnim podacima dobijenim u ovom radu to je bio pik na energiji od 972 keV. Radi poređenja eksperimentalnih rezultata sa teorijskim proračunima datim u radu [8], pikovi na istim energijama su normirani takođe na intenzitet pika energije 972 keV. U tabeli 8 dat je pregled ovako sračunatih relativnih intenziteta.

Tabela 8: Pregled izračunatih relativnih intenziteta u ovom radu i teorijski dobijenih relativnih intenziteta iz rada [8].

Energija[keV]	Int. $[s^{-1}]$	Nor.Int. $[\%]$ u ovom radu	Nor.Int. $[\%]$ u radu [7]
938	1.174(10)	81(10)	140
972	1.11(9)	100(18)	100
2501	0.68(6)	33(6)	165

Kao što se da primetiti, postoji dosta veliko odstupanje između eksperimentalnih rezultata dobijenih u ovom radu (u tabeli označeni sa *Nor.Inten.[%]*) i teorijskih rezultata dobijenih u radu [8] (u tabeli označeni sa *Nor.Inten.[%]/[8]*). Postoji dva moguća objašnjenja za ovo neslaganje.

Prvo, način na koji se dobija efikasnost detektora u ovom radu možda zahteva promenu ili doradu u vidu preciznije definisane geometrije detektora i uslova kada se radi simulacija u slučaju sistema sa slike 21 i izvorom ^{152}Eu . Jer se rezultati ove simulacije direktno koriste u računu za efikasnost detektora u slučaju kada se posmatra sistem koji je prikazan na slici 20. Štaviše, možda i neki alternativni metod za dobijanje efikasnosti može biti daleko učinkovitiji.

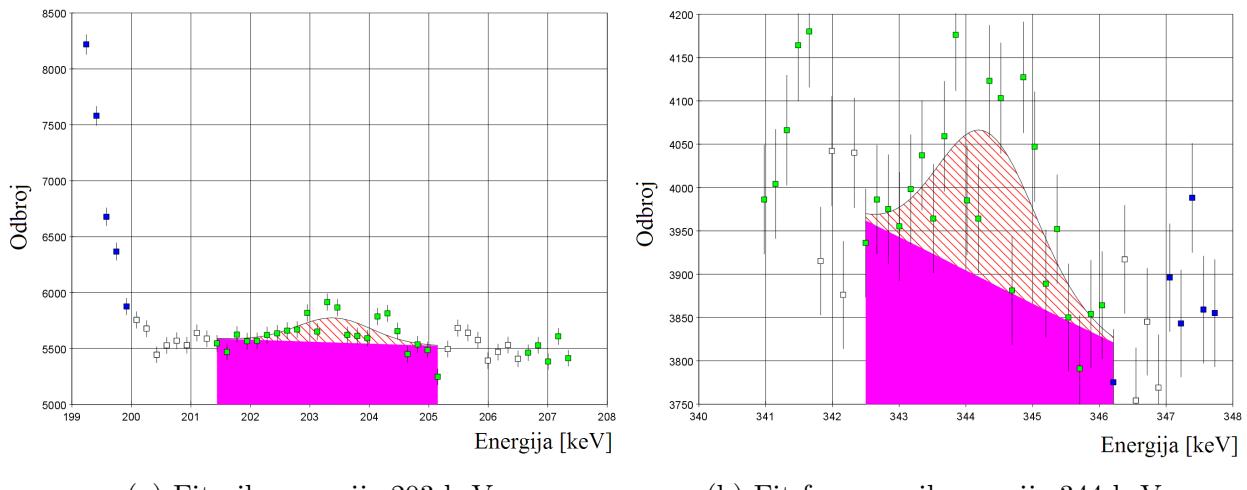
Za drugo moguće objašnjenje treba se setiti relacije 3.4 i člana j koji je vezan za spin-orbitalnu interakciju. Treba napomenuti da je u samom izvođenju naglašeno da teorijski pristup nije nužno tačan i da je sama situacija oko uključivanja spin-orbitalne interakcije dosta komplikovana[8]. Tako da valja imati na umu da ovaj teorijski pristup možda zahteva dodatne izmene uzimajući u obzir veliko neslaganje sa eksperimentalnim rezultatima izloženim u ovom radu (tabela 8). Naime, ukoliko se pogleda i tabela 9, da se primetiti da eksperimentalnih podataka za ovako fine prelaze u slučaju olova ni nema. Tako da samo eksperimentalno posmatranje nekih od ovih pikova je ujedno i jedan od rezultata ovog rada.

Na kraju valja se pozvati na takođe jedan od ciljeva rada, a to je da na neki način utvrdi da li se u datom spektru prikazanom na slici 18 nalaze i gama pikovi koje potiču od nekih drugih konkurentnih procesa. Takav je na primer deekscitacija jezgra olova nakon zahvata miona. Ovi procesi mogu dovesti do emisije gama kvanata veoma bliskih energija prelazima koji su bili od interesa u ovom radu. To može da dovede do sistematskih grešaka prilikom određivanja relativnih intenziteta elektromagnetskih prelaza u atomima olova. Zbog toga je izvršena analiza koja je trebalo da pokaže da li je detekcija ovakvih procesa moguća.

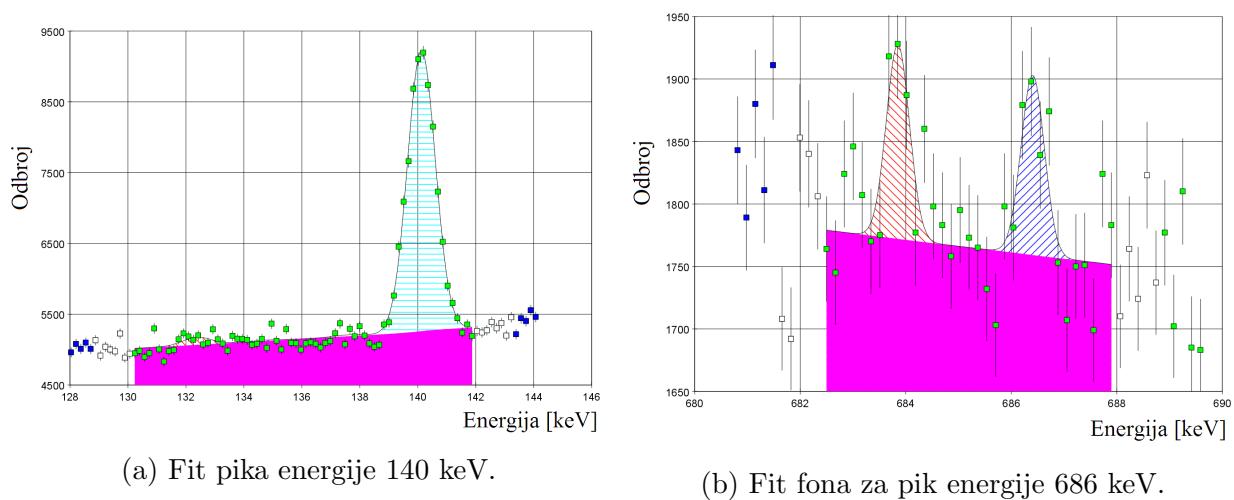
Tabela 9: Intenziteti za X zrake dobijeni u različitim mionskim procesima u atomu[8].

Element	Prelaz	Energija [keV]	Intenzitet eksperimentalni [%]	Intenzitet teorijski [%]
Na	$2p-1s$	250.2	79.2 (1.0)	79.3
	$3d-2p$	47.2		60.6
	$4f-3d$			33.2
Al	$2p-1s$	346.8	79.7 (6)	79.8
	$3d-2p$	66.1	62.5 (1.8)	60.2
	$4f-3d$		33.5 (5.3)	41.9
Cl	$2p-1s$	578.6	85.8 (1.0)	85.2
	$3d-2p$		67.6 (1.7)	66.4
	$4f-3d$			
Fe	$2p-1s$	1255	71.6 (1.7)	74.1
	$3d-2p$	267	44.1 (1.2)	44.9
	$4f-3d$		33.2 (1.2)	33.2
Au	$2p-1s$	5677	89.9 (3.7)	94.7
	$3d-2p$	2408	80.4 (2.7)	84.3
	$4f-3d$	884	75.6 (1.5)	76.0
Pb	$2p_{3/2}-1s_{1/2}$	5974		64
	$3d_{3/2}-1s_{1/2}$	2643		30
	$3d_{5/2}-2p_{3/2}$	2501		53
	$4f_{5/2}-3d_{3/2}$	972		32
	$4f_{7/2}-3d_{5/2}$	938		45

Detalji o nekim konkurentnim pikovima koji su posmatrani u ranijim studijama mogu se naći u radu [31]. Tokom procesa potrage za pikovima izloženim u radu [31] u spektru dobijenom u ovom radu nisu pronađeni pikovi koji odgovaraju emisiji gama zraka usled deeksicacije jezgra. Pikovi koji su pokazani na slikama 28 i 29 su bili najbolji kandidati za upravo neke od pikova na kojima je došlo do deeksicacije jezgra putem emisije gama zraka, ali valja napomenuti da je za sve pikove koji su pokazani greška fita veća od 50%, tako da mogućnost da su ovi pikovi tog porekla u ovom radu je odbačena. Ujedno ni ne odudaraju mnogo od šuma. Treba samo naglasiti da pik koji se nalazi na energiji od 140 keV, potiče od zahvata neutrona na ^{74}Ge pri čemu nastaje ^{75}Ge koji emituje gamu na energiji oko 140 keV, tako da nema uzroka u bilo kakvom procesu koji potiče od zahvata miona, što je bila delatnost ovog rada.



Slika 28: Rezultati obrade potencijalnih pikova, *Genie 2000*.



Slika 29: Rezultati obrade potencijalnih pikova, *Genie 2000*.

9 Zaključak

U ovom radu dat je pregled procesa koji se mogu dogoditi prilikom zahvata kosmičkih miona na atomu olova. Posebno su izdvojeni procesi prilikom kojih mion prelazi po energetskim stanjima elektronskog omotača. Tom prilikom mion prvo emituje Augerove elektrone, da bi od nivoa $n = 5$, započinje emisija X zraka. Ukoliko mion bude zahvaćen od strane jezgra, stvara se neutron, posle čega slede reakcije koje su date relacijama 3.8, 3.9 i 3.10.

Opremom za niskofonsku gama spektroskopiju koja se nalazi na Departmanu za fiziku u Novom Sadu, snimljen je dugačak fonski spektar. Ovaj spektar je kasnije obrađen u cilju traženja procesa koji potiču od prelaza miona između elektronskih nivoa atoma kao i onih gama pikova koji potiču od zahvata miona na jezgru atoma. Pikovi kojima je posvećena posebna pažnja su oni na energijama 938 keV, 972 keV i 2501 keV. Za date energije u dostupnoj literaturi ne postoje eksperimentalni podaci i dati su samo teorijski proračuni intenziteta[8].

Obrada podataka je vršena u programskim paketima ROOT i *Genie 2000*. Dobijeni su poprilično slični rezultati za intenzitete (tabela 5). Ukazano je da su greške integracije koje je napravio ROOT manje od onih koje je dobio *Genie 2000*, što može biti indikator boljeg algoritma za numeričku integraciju.

Potom je usledila korekcija detektovanih intenziteta na efikasnost detektora. Kada je urađena korekcija na efikasnost dobijeni rezultati za intenzite su pokazali poprilična odstupanja od ranijih teorijskih proračuna intenziteta za posmatrane energije (tabela 6). Ovo može biti pokazatelj da je potrebna ili bolja procena efikasnosti detektora ili provera samog teorijskog modela za računanje intenziteta ovih pikova, jer je očito da eksperimentalni rezultati dobijeni u ovom radu, preko opisanih metoda, nisu dosledni sa teorijskim proračunima dobijenim u radu [8].

Nisu uočeni pikovi koji bi sa sigurnošću mogli da potiču od emisije gama zraka usled deekscitacije jezgra, nastalog zahvatom miona. Pikovi koji su traženi su dati u radu [31]. Shodno tome, zaključeno je da pikovi na energijama od 938 keV, 972 keV i 2501 keV vrlo pouzdano potiču samo od procesa prelaska miona koji su dati u tabeli 5, a ne od kombinacije tih prelaza i onih gama zraka koji nastaju usled deekscitacije jezgra.

Treba podvući da su u ovom radu prvi put predstavljeni eksperimentalni podaci o zahvatu miona na atomima olova, na energijama od 938 keV, 972 keV i 2501 keV.

10 Biografija

Rođen sam 5.6.1993. u Sremskoj Mitrovici. Stanujem u Šišatovcu. Osnovnu školu *Slobodan Bajić Paja* završavam u Sremskoj Mitrovici. Godine 2008. upisujem specijalno-matematički smer gimnazije *Jovan Jovanović Zmaj* u Novom Sadu. Po završetku gimnazije upisujem studije fizike, smer istraživački, na Prirodno-matematičkom fakultetu u Novom Sadu. Svoje osnovne studije završavam 2016. godine, kada i upisujem master, smer nuklearna fizika.

Literatura

- [1] LEO WILLIAM R., *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*, Springer, Berlin, 1987.
- [2] GRIEDER PETER K.F., *Cosmic Rays at Earth: researcher's reference and manual data book*, Elsveier, United Kingdom., 2005.
- [3] JOVANČEVIĆ NIKOLA, *Analiza neutronima generisanih aktivnosti u niskofonskim gama spektroskopskim sistemima*(Doktorska disertacija), Departman za fiziku, Univerzitet u Novom Sadu, Novi Sad, 2010.
- [4] BOSSEW P., *A very long-term HPGe background gamma spectrum*, Applied Radiation and Isotopes 62, 2005.
- [5] POVINEC P.P., VOJTYLA P., COMANDUCCI J.F., *Monte Carlo simulation of background characteristics of gamma ray spectrometers a comparison with experiment*, Analysis of environmental radionuclides, Amsterdam, Elsevier, 2008.
- [6] MARKS KARL, ENGELS FRIDRIH, *Manifest komunističke partije*, Bigz, Beograd, 1982.
- [7] FERMI E., TELLER E., *Phys. Rev.* 72, 1947.
- [8] MEASDAY D. F., *Physics Reports* 354, 2001.
- [9] EGIDY VON T. et al, *Phys. Rev. A* 23, 1981.
- [10] STANISLAUS S. et al, *Nucl. Phys. A* 475, 1987.
- [11] SCHNEUWLY H. et al, *Nucl. Phys. A* 312, 1978.
- [12] DANIEL H., *Nucl. Phys. A* 291, 1979.
- [13] GIFFON M. et al, *Phys. Rev. C* 24, 1981.
- [14] DANIEL H., *Nucl. Instr. and Meth.* 150, 1978.
- [15] GRIN G.A., KUNSELMAN R., *Phys. Lett. B* 31, 1970.
- [16] ABAZOV V.M., *Nucl. Instr. and Meth.* 169, 1980.
- [17] EHRHART P. et al, *Phys. Rev. A* 27, 1983.
- [18] SCHELLENBERG L. et al, *Hyperfine Interactions* 101/102, 1996.
- [19] HORVATH D., *Radiochim Acta* 28, 1981.
- [20] FRICKE G. et al, *Atom. Data Nucl. Data Tables* 60, 1995.
- [21] BACKE H. et al, *Nucl. Phys. A* 234, 1974.
- [22] WALTER H.K., *Nucl. Phys. A* 234, 1974.

- [23] ENGELHARDT H.D. et al, *Nucl. Phys. A* 258, 1976.
- [24] VOGEL P., *Phys. Rev. A* 22, 1980.
- [25] HARTMANN F.J. et al, *Z. Phys. A* 305, 1982.
- [26] UBERALL H., *Z. Springer Tracts in modern physics, vol 71*, Springer, Berlin, 1974.
- [27] SINGER P., *Springer Tracts in modern physcs, vol 71*, Springer, Berlin, 1974.
- [28] HADERMANN J., JUNKER K., *Nucl. Phys. A* 271, 1976.
- [29] LIFSHITZ M., SINGER P., *Phys. Rev. Lett.* 41, 1978.
- [30] BUDICK B., ANIGSTEIN R., KAST J.W., *Phys. Lett. 106 B*, 1981.
- [31] BUDICK B., ANIGSTEIN R., KAST J.W., *Nucl. Phys. A* 393, 1983.

**UNIVERZITET U NOVOM SADU
PRIRODNO - MATEMATIČKI FAKULTET
KLJUČNA DOKUMENTACIJSKA INFORMACIJA**

Redni broj:

RBR

Identifikacioni broj:

IBR

Tip dokumentacije: Monografska dokumentacija

TD

Tip zapisa: Tekstualni štampani materijal

TZ

Vrsta rada: Diplomski rad

VR

Autor: Sava Mirković

AU

Mentor: dr Nikola Jovančević

MN

Naslov rada: Detekcija elektromagnetsnog zračenja atoma olova indukovanih zahvatom kosmičkih miona

NR

Jezik publikacije: srpski (latinica)

JP

Jezik izvoda: srpski/engleski

JI

Zemlja publikovanja: Republika Srbija

ZP

Uže geografsko područje: Vojvodina

UGP

Godina: 2016.

GO

Izdavač: Autorski reprint

IZ

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

MA

Fizički opis rada: 9 poglavlja/49 strana/31 reference/29 slike/9 tabele

FO

Naučna oblast: Fizika

NO

Naučna disciplina: Nuklearna fizika

ND

Predmetna odrednica/ ključne reči: Zahvat kosmičkih miona, detekcija, atomi olova

PO

UDK

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

ČU

Važna napomena: nema

VN

Izvod: Na nivou mora dominantnu komponentu kosmičkog zračenja čine mioni. Zbog toga je analiza njihovih interakcija sa detektorskim sistemima izuzetno važna u niskofonskim merenjima. U ovom radu izvršeno je prikupljanje fonskog spektra sa HPGe detekorskim sistemom u olovnoj zaštiti. Analizom snimljenog spektra identifikovani su pikovi koji potiču od X zračenja koje prati zahvat kosmičkih miona na atomima olova. Na ovaj način su po prvi put određeni relativni intenziteti prelaza mionskog X zračenja u atomima olova.

IZ

Datum prihvatanja teme od NN veća: Novembar, 2015.

DP

Datum odbrane: 3.10.2016.

DO

Članovi komisije:

KO

Predsednik: prof. dr Miodrag Krmar, redovni profesor

član: prof. dr Srđan Rakić, redovni profesor

član: prof. dr Nikola Jovančević, mentor

UNIVERSITY OF NOVI SAD
FACULTY OF SCIENCE AND MATHEMATICS
KEY WORDS DOCUMENTATION

Accession number:

ANO

Identification number:

INO

Document type: Monograph publication

DT

Type of record: Textual printed material

TR

Content code: Final paper

CC

Author: Sava Mirković

AU

Mentor: dr Nikola Jovančević

MN

Title: NASLOV

TI

Language of text: srpski (latinica)

LT

Language of abstract: English

LA

Country of publication: Republika Srbija

CP

Locality of publication: Vojvodina

LP

Publication year: 2016.

PY

Publisher: Author's reprint

PU

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

PP

Physical description: 4 chapters/49 pages/31 references/29 pictures/9 tables

PD

Scientific field: Physics

SF

Scientific discipline: Nuclear physics

SD

Subject/Key words: Cosmic muons capture, detection, atoms of lead

SKW

UDK

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

HD

Note: none

N

Abstract: Muons represent dominant component of secondary cosmic rays on a sea level. That being said, it is important to analyse interactions between muons and detector system, especially in low background spectrometry. In this paper, low background data has been collected using HPGe detector, which has been put inside lead protection. For the first time, parts of the spectra which belong to X rays produced by muons capturing inside atoms of lead have been identified and their intensity determined.

AB

Accepted by the Scientific Board: November, 2015.

ASB

Defended on: 3.10.2016.

DO

Thesis defend board:

DB

President: prof. dr Miodrag Krmar, Full professor

Member: prof. dr Srđan Rakić, Full professor

Member: prof. dr Nikola Jovančević, mentor