



UNIVERZITET U NOVOM SADU
PRIRODNO-MATEMATIČKI
FAKULTET
DEPARTMAN ZA FIZIKU



УНИВЕРЗИТЕТ У НОВОМ САДУ
ПРИРОДНО-МАТЕМАТИЧКИ ФАКУЛТЕТ

ПРИМЉЕНО:	23 СЕП 2008
ОРГАНИЗЈЕД	БРОЈ
ОГФЗ	9 1247

Efekti rasejanja unazad u gama spektrometriji

- diplomski rad -

Mentor: Dr. Dušan Mrđa

Kandidat: Marina Radujkov

Novi Sad, 2008

SADRŽAJ

UVOD	4
1.GAMA SPEKTROMETRIJA	5
1.1 Ge detektori	5
1.1.1 Litijom dopirani Germanium – Ge(Li)	5
1.1.2 Bezprimesni germanijum	6
1.2 Gama spektrometrija niskih aktivnosti sa Ge detektorima	6
2. INTERAKCIJA FOTONA SA SUPSTANCIJOM.....	7
2.1 Fotoelektrična apsorpcija.....	7
2.2 Komptonovo rasejanje.....	8
2.3 Proizvodnja parova.....	12
3. GEANT4	14
3.1 Istorijski razvoj	14
3.2 Osnovne osobine alata za simulaciju	14
3.2.1 Elektromagnetni procesi	15
3.3 Primena	17
4. OPIS SIMULACIONOG EKSPERIMENTA I REZULTATI	19
4.1 Ideja eksperimenta.....	19
4.2 Opis programskog koda	20
4.3 Rezultati	24
5. ZAKLJUČAK	36
6. LITERATURA	37
KRATKA BIOGRAFIJA	38

*Najiskrenije se zahvaljujem
svom mentoru Dr. Dušanu Mrđi
na stručnoj pomoći i korisnim savetima.
Zahvaljujem se i kolegi Gergely Šotiju
na svesrdnoj pomoći u izradi programskog koda.
Takođe hvala prof. Dr. Ištvan Bikitu na originalnim idejam
koje su ispunile ovaj rad.*

UVOD

Tehnika merenja niskih aktivnosti se koristi za rešavanje niza problema, od rutinske kontrole kontaminacije prehrambenih proizvoda, pa do proučavanja fundamentalnih procesa u fizici i astrofizici. Kod spektroskopije niskih aktivnosti, odnos broja događaja pod vrhovima totalne apsorpcije poreklom iz uzorka prema broju fonskih događaja je od primarne važnosti. Pored događaja registrovanih u gama spektru koji potiču od radio nuklida prisutnih u neposrednom okruženju detektora, na granicu detekcije spektrometarskog sistema utiču i događaji poreklom iz samog uzorka. Backscatter efekat je jedan od bitnih spektralnih komponenti i na određene načine on se može svesti na minimum. Ovaj efekat je povezan sa veličinom zapremine u kojoj je smešten gama detektor, međutim ova zapremina se ne može značajno povećavati zbog porasta sadržaja radioaktivnog gasa-radona (^{222}Rn) unutar nje, čiji potomci ^{214}Bi i ^{214}Pb daju značajan doprinos fonskim gama spektrima.

U ovom radu je simuliran rad Ge detektora sa štitovima od olova i gvožđa različitih dimenzija. Upoređene su vrednosti backscatter pika za određene geometrije štitova, kako bi se našla optimalna geometrija koja daje najmanji šum, odnosno gde je backscatter efekat najniži. Eksperiment je simuliran u CERN-ovom kompjuterskom programu *Geant4*, a rezultati su prikazani grafički kao i tabelarno.

Rad je podeljen u četiri celine. U prvom delu opisana je gama spektroskopija i Ge detektori, u drugom su prezentovane moguće interakcije fotona sa supstancijom koje su u ovom simulacionom eksperimentu od krucijalnog značaja. Zatim, u trećem delu dati su osnovni principi rada i primene *Geant4*, i na kraju u četvrtom odeljku prikazani su rezultati i izvučeni zaključci.

1.GAMA SPEKTROMETRIJA

Dok Gajgerov brojač određuje samo broj dogadaja, gama spektrometrijom pored broja dogadaja možemo odrediti i energije gama zraka emitovanih iz radioaktivnih uzoraka.

Većina radioaktivnih izvora proizvodi gama zrake različitih energija i intenziteta. Kada se ove informacije skupe i analiziraju, dobija se energetski spektar gama zraka. U mnogim primenama ova informacija se koristi da se identifikuju radionuklidi prisutni u uzorku i da se odredi njihov sadržaj.

1.1 Ge detektori

Za detekciju gama zraka Ge detektori su najbolji detektori sadašnjice. Germanijum je bolji od silicijuma zbog svog mnogo veceg atomskog broja ($Z(Si)=14$, $Z(Ge)=32$). Tako je fotoelektrični presek 60 puta veći kod Ge nego kod Si. Međutim, germaniju mora da se održava na veoma niskim temperaturama da bi se minimizirao efekat generisanja parova elektron-šupljina usled termalnih oscilacija kristalne rešetke.

1.1.1 Litijom dopirani Germanium – Ge(Li)

Prvi tanki detektori pravljeni su od Germanijuma dopiranog sa Litijumom. Ovi detektori poznati su kao Ge(Li) detektori. Maksimalna debljina aktivne zapremine koja je postignuta je oko 15-20 mm. Korišćena je koaksijalna geometrija kako bi se maksimizirala osetljivost. Zbog velike pokretljivosti litijumskih jona u germanijumu na sobnoj temperaturi, Ge(Li) detektori moraju da se drže na temperaturi tečnog azota.

Osetljivost koaksijalnog Ge(Li) detektora generalno je ograničena debljinom mrvog sloja litijuma na prednjem delu kristala koji apsorbuje nisko energetske fotone. Tipična granica osetljivosti je oko 30 keV.

1.1.2 Bezprimesni germanijum

Rastom tehnologije omogućena je proizvodnja germanijuma visoke čistoće sa koncentracijom nečistoće manje od 10^{10} atoms/cm³. Ovaj tip detektora ima tu prednost što neće doći do oštećenja detektora ukoliko se on zagreje do sobne temperature.

Detektori od bezprimesnog germanijuma, tj. HPGe (*High Purity Germanium*), su konstruisani i rade na istom principu kao i Ge(Li) detektori i danas ih u potpunosti zamenjuju. U sklopu sa p i n slojem, čine PIN spoj koji se inverzno polariše i tako se stvara jako električno polje u I (Intrinsic-bezprimesan) sloju. Dejstvom fotona u bezprimesnom sloju dolazi do jonizacije atoma Ge, gde slobodni elektroni i šupljine doprinose strujnom impulsu koji je proporcionalan energiji upadnog fotona. Kod njih je moguće postići značajnu efikasnost i za detekciju fotona sa energijama od samo nekoliko keV. Još jedna prednost ovih detektora je i u tome što su otporniji na radijativna oštećenja.

1.2 Gama spektrometrija niskih aktivnosti sa Ge detektorima

U tehnici merenja niskih aktivnosti koriste se različiti detektori i sistemi, od malih i srednjih poluprovodničkih, preko gasnih, do vrlo velikih detektora sa tečnim scintilatorima. U gama spektroskopiji niskih aktivnosti najvažniji su poluprovodnički detektori i detektori sa čvrstim scintilatorima, kao što je NaI(Tl) scintilacioni detektor. Najveću rezoluciju postižu Ge detektori (1 keV-2 keV), i u ovom radu je simuliran rad jednog takvog detektora.

Za precizna spektralna merenja najbitniji parametri su energetska rezolucija i odnos broja spektralnih događaja pod vrhovima totalne apsorpcije poreklom iz ispitivanog uzorka prema broju fonskih događaja. Kako bi se što više smanjio fonski odbor potrebno je detektor opkoliti debelim spoljašnjim zaštitnim slojem materijala visoke gustine (olova ili gvožđa). Takođe bitno je voditi računa i o brzini brojanja događaja. Ona ne bi trebala biti previše velika kako bi se izbegao efekat nagomilavanja (eng. *pile-up*) koji može deformisati spektar.

U cilju merenja aktivnosti radionuklida u uzorku, potrebno je izvršiti energijsku i kalibraciju efikasnosti detektora. Kalibracija se vrši sa kalibracionim izvorom koji obuhvata celu oblast energije koja će se snimati.

Kod merenja niskih aktivnosti geometrija izvor – detektor mora biti takva da se obezbedi detekcija maksimalno mogućeg broja gama kvanata emitovanih iz izvora, što podrazumeva kontaktну geometriju izvora u odnosu na detektor.

Bitno je da ispitivani uzorak ima isti oblik i veličinu kao i kalibracioni izvor i što približniji sastav. Geometrija u kojoj se vrši ispitivanje uzorka treba da bude identična onoj koja je primenjena za kalibraciju efikasnosti detektora.

Kod spektralnog merenja izvora visokih aktivnosti, važno je održavati brzinu brojanja na razumnoj nivou. U slučaju visokih brzina brojanja koincidentno sabiranje između dva

gama zraka iz istog izvora dovodi do toga da se oni registruju kao jedan dogadaj sa energijom koja odgovara njihovoj sumi.

Poslednji faktor koji utiče na broj registrovanih događaja je mrtvo vreme detektora. Tokom trajanja jednog signala, detektor nije u stanju da snimi drugi signal iz dva razloga: jer nije osetljiv tokom trajanja signala ili zbog toga što bi se energija drugog signala sabirala sa prvom i nastao bi pile-up efekat.

2. INTERAKCIJA FOTONA SA SUPSTANCIJOM

Tri najvažnija procesa interakcije fotona sa supstancijom su fotoelentkrična apsorpcija, Komptonovo rasejanje i proizvodnja parova. U sva tri procesa se stvaraju slobodni elektroni, koji dalje interaguju sa atomima supstance stvarajući parove ion-elektron ili elektron-šupljina. U detektorima fotona koriste se ovi parovi nelektrisanja da se detektuje prolaz fotona, ili da se odredi njegova energija merenjem količine proizvedenog elektriciteta.

2.1 Fotoelektrična apsorpcija

U procesu fotoelektrične apsorpcije foton interaguje sa vezanim elektronom, pri čemu se celokupna energija fotona apsorbuje. Iz atoma se izbacuje elektron energije E_e , koja je približno jednaka

$$E_e = E_\gamma - E_b,$$

gde je E_b energija veze ($b=bound$) elektrona. Mali deo energije, koji je zanemaren u prethodnoj formuli, saopštava se atomu zbog uzmaka. Fotoelektrična apsorpcija se ne može dogoditi na slobodnom elektronu, jer se tako ne bi mogli održati istovremeno i energija i impuls.

Izbačeni elektron će biti usporen u okružujućem materijalu i njegova energija će biti apsorbovana. Pošto izbačeni elektron ostavlja šupljinu u nekoj ljudsci atoma, atom će se

deekscitovati emisijom jednog ili više X zraka ili Ožeovih elektrona, koji nastaju kada X zraci izazovu fotoefekat. Ako se interakcija odigrava u kompaktnom materijalu, ovi X zraci će takođe biti apsorbovani u okružujućoj supstanci. Zbog toga, u najvećem broju slučajeva, ovaj tip interakcije podrazumeva potpunu predaju energije fotona supstanciji koja okružuje mesto interakcije.

Posledica fotoelektričnog efekta je pobudeni atom koji emituje karakteristične X zrake. Zato u gama spektru možemo videti, na primer, K i/ili L X zrake iz olovne zaštite i drugih materijala koji su u neposrednom okruženju Ge kristala.

2.2 Komptonovo rasejanje

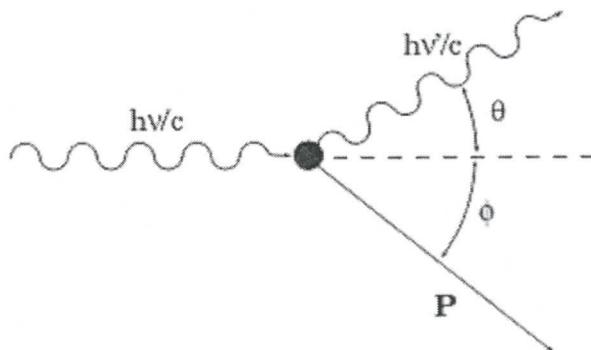
U procesu Komptonovog rasejanja samo jedan deo energije fotona se prenosi elektronu, dok se ostatak pojavljuje u vidu energije rasejanog fotona.

Prema zakonima održanja energije i impulsa, energije rasejanog fotona i elektrona povezane su sa uglovima pod kojima se oni izbacuju. Neka su uglovi rasejanja definisani kao na Slici 2.1, i neka je $E = h\nu/c$ energija upadnog fotona, $E' = h\nu'/c$ energija rasejanog fotona, a $E_e = P$ energija izbačenog elektrona i neka je $\varepsilon = E/(m_0 c^2)$, gde je $m_0 c^2$ energija koja odgovara masi mirovanja elektrona (511 keV). Tada će energija rasejanog fotona biti

$$E' = \frac{E}{1 + \varepsilon(1 - \cos\theta)},$$

dok će energija uzmaknutog elektrona biti

$$E_e = E \left[1 - \frac{1}{1 + \varepsilon(1 - \cos\theta)} \right].$$



Slika 2.1 Šematski prikaz Komptonovog rasejanja

Uglovi su povezani relacijom

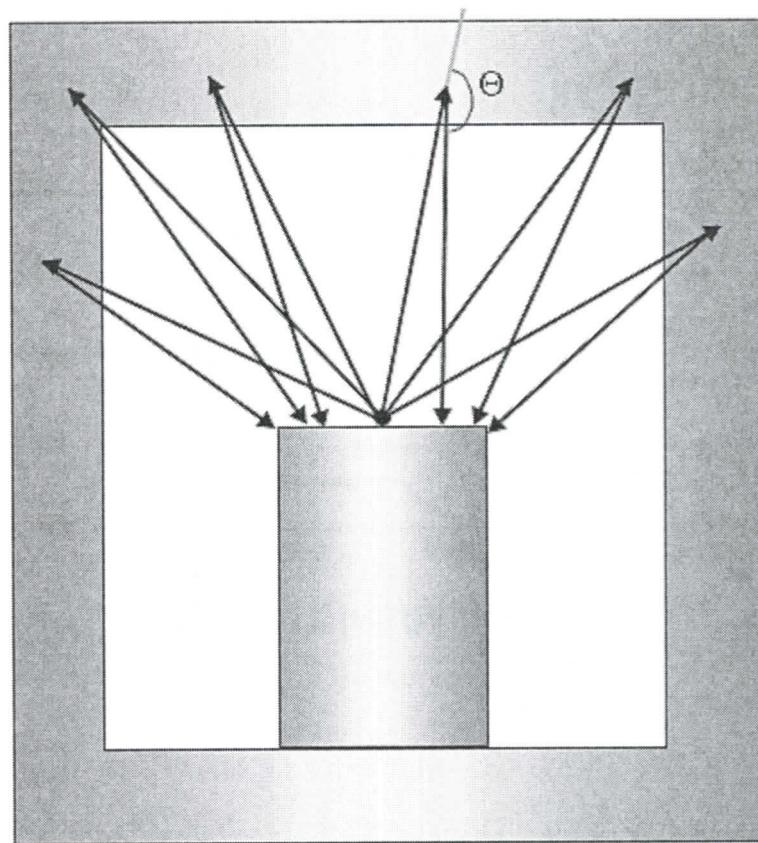
$$\tan \phi = \frac{1}{1 + \varepsilon \tan \frac{\theta}{2}}.$$

Za vrlo male uglove rasejanja energija elektrona teži nuli, pa rasejani foton ima skoro istu energiju kao upadni. Čak i za ugao rasejanja od 180° rasejani foton ima značajnu energiju $E' = E / (1 + 2\varepsilon)$, što kod, recimo, $E = 1 \text{ MeV}$ iznosi $E' = 204 \text{ keV}$.

Pošto ovaj proces podrazumeva rasejanje fotona, ukupna energija upadnog fotona se ne deponuje na mestu prve interakcije. Da bi se pratila depozicija energije fotona, mora se slediti rasejani foton i njegove dalje interakcije. Za visokoenergijske fotone, recimo sa 1 MeV , može nastati čitav niz Komptonovih rasejanja, gde se kod svakog smanjuje energija rasejanog fotona, sve dok se sekvenca događaja ne završi fotoelektričnom apsorpcijom. Na taj način se energija upadnog fotona može raspodeliti po značajnoj zapremini materijala.

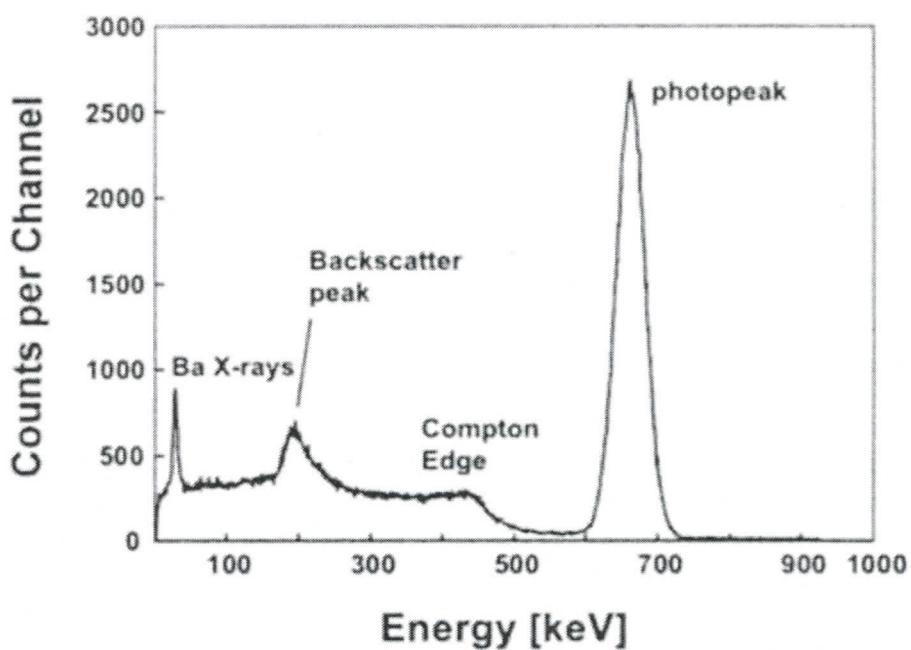
Fotoni emitovani iz izvora interaguju sa materijalima koji okružuju kristal. Rezultujući fotoni, tj. X zraci, komptoniski rasejani i anihilacioni kvanti, mogu dopreti do kristala i tako doprineti merenom spektru.

U ovom radu, najveća pažnja je posvećena onim fotonima koji su se Komptonski rasejali pod uglom od $\theta \approx 180^\circ$ (unazad). Kao što je prikazano na slici 2.2, rasejani sekundarni fotoni stižu do kristala detektora.



Slika 2.2 Backscatter efekat

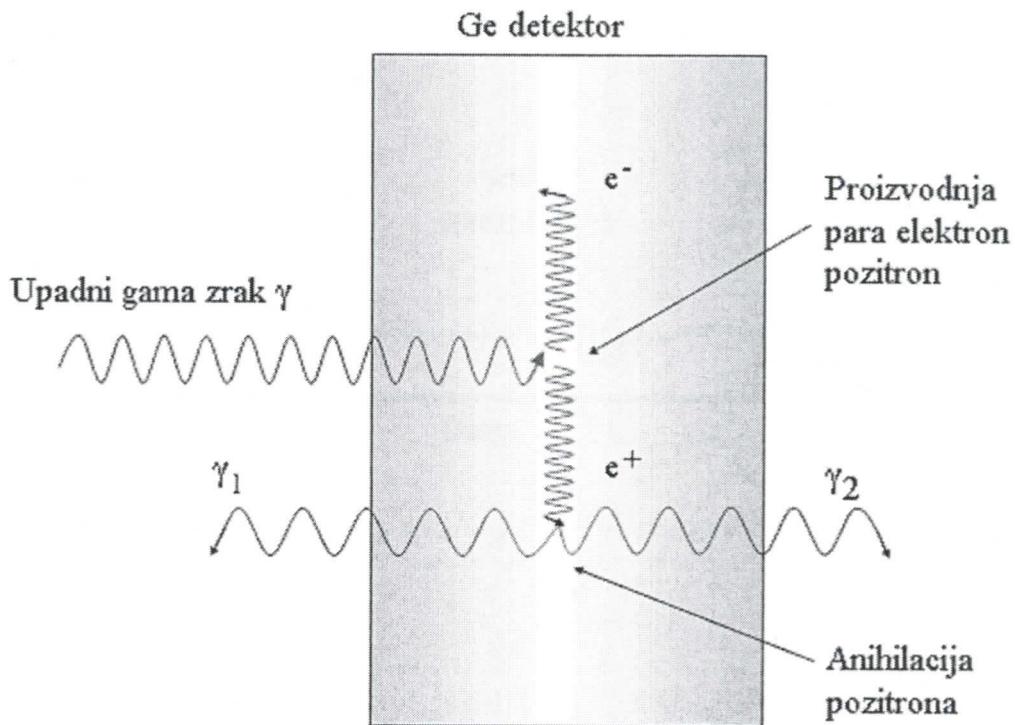
Ovaj efekat se naziva efekat rasejanja unazad (eng. *backscatter* i zbog jednostavnosti u daljem tekstu će se koristiti eng. izraz) i on se manifestuje pojavom pika u spektru, što se vidi na slici 2.3, koja prikazuje jedan tipičan gama spektar.



Slika 2.3 Tipičan spektar gama zračenja ^{137}Cs

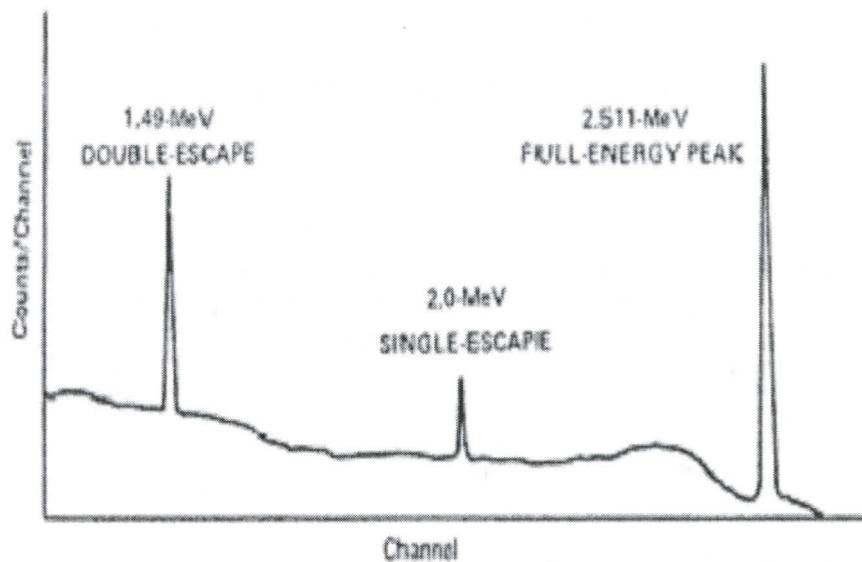
2.3 Proizvodnja parova

Za γ zrake energija iznad nekoliko MeV glavni mehanizam interakcije je proizvodnja parova. U ovom procesu energija fotona se u Kulonovom polju jezgra pretvara u par elektron-pozitron. Energija fotona mora zato biti veća od dvostrukog energije koja odgovara masi elektrona u mirovanju (tj. veća od $2m_e c^2 = 1022 \text{ keV}$). Višak energije, $E_\gamma - 2m_e c^2$, raspodeljuje se između dve čestice kao kinetička energija. Elektron i pozitron se usporavaju u okolnom materijalu. Pozitron na kraju interaguje sa nekim od elektrona i anihilira se. Ako do ovog dođe kada je pozitron izgubio praktično svu svoju kinetičku energiju, nastaju dva fotona sa energijama oko $m_e c^2 = 511 \text{ keV}$. Zbog održanja impulsa, ova dva fotona se emituju u približno suprotnim pravcima. Pošto je u opštem slučaju elektron slabo vezan u nekom atomu, mali deo energije mora da se, uz odgovarajući impuls, prenese na atom. Kao rezultat ovog gubitka energije, energije ova dva fotona biće nešto malo manje nego $m_e c^2$. Zbog Doplerovog efekta koji nastaje zbog kretanja elektrona na mestu anihilacije, prirodna širina linije fotona je oko 2 keV . Kao i kod Komptonovog efekta, energija originalnog fotona se ne deponuje na mestu prve interakcije. Kinetička energija para elektron-pozitron se na tom mestu apsorbuje, ali svaki od fotona od 511 keV nosi svoju energiju na neko drugo mesto gde će dalje ineragovati Komptonovim rasejanjem ili fotoelektričnom apsorpcijom. Šematski prikaz proizvodnje elektronsko-pozitronskog para u Ge detektru možemo videti na slici 2.4.



Slika 2.4 Kreacija para elektron-pozitron u Ge detektoru

Na slici 2.4 vidi se i anihilacija pozitrona, koja proizvodi dva γ zraka, označenih sa γ_1 i γ_2 (anihilacioni kvanti). U ovom slučaju oba zraka napuštaju detektor. Tada kristal detektuje energiju od $E_u - 2m_0c^2$ i u spektru se javlja pik na toj energiji, gde je E_u energija upadnog gama kvanta. Na slici 2.5 imamo upadni zrak energije 2.511 keV a kako je $\gamma_1 = \gamma_2 = 511$ keV, javiće se pik „dvostrukog izbegavanja“ (*double escape*) na energiji 1.49 MeV. Međutim postoji mogućnost da se jedan γ zrak apsorbuje u detektoru a drugi da ga napusti. Tada se u detektoru apsorbuje energija $E_u - m_0c^2$ tj. u ovom slučaju 2.0 MeV i stvara se vrh „jednostrukog izbegavanja“ (*single escape*). Ukoliko jedan anihilacioni kvant napusti detektor, a drugi se komptonski raseje u kristalu, takav će događaj doprinositi kontinuumu na energiji između $E_u - 2m_0c^2$ i $E_u - m_0c^2$. Ako se oba anihilaciona kvanta komptonski raseju u kristalu onda to dovodi do sumarnog impulsa koji odgovara vrhu pune energije, ili impulsa u kontinuumu između $E_u - 2m_0c^2$ i E_u .



Slika 2.5 Spektar za upadni gama zrak energije 2.511 MeV

3. GEANT4

3.1 Istorijski razvoj

Eksperimenti moderne nuklearne i čestične fizike postavili su ogroman izazov stvaranju kompleksnog i veoma jakog softvera za simulaciju detektoru čestica i prolaska čestica kroz materiju. Kao rezultat rada fizičara i softverskih inžinjera iz celog sveta, nastao je jedan takav softver po nazivu *Geant4 (for GEometry AND Tracking)*.

Poreklo *Geant-a 4* potiče nezavisno iz CERN-a i KEK-a još u 1993. godini. Obe grupe su videle mogućnost primene moderne kompjuterske tehnike na već postojeći *Geant3*, koji je tada bio trend ime i izvor ideja i dragocenog iskustva. Aktivnosti ove dve grupe su se spojile i dale su predlog konstrukcije programa za simulaciju, baziranog na objektno orijentisanoj tehnologiji. Ideja je prihvaćena od strane CERN-a tj. DRDC (*CERN Detector Research and Development Committee*). Januara 1999. izašao je *Geant4*, koji se svake 2 godine usavršavao na MoU (Memorandum of Understanding).

3.2 Osnovne osobine alata za simulaciju

Geant4 je softverski alat za simulaciju interakcije i prolaska čestica kroz materiju, koristeći Monte Carlo metod. Sadrži sledeće korisničke pakete: geometriju sistema, korišćenje materijale, fundamentalne čestice, generisanje primarnih događaja, praćenje čestica kroz materiju i elektromagnetno polje, fizičke procese vođene čestičnim interakcijama, odgovor osetljivih delova detektora, generisanje podataka o događajima, snimanje interesantnih događaja i tragova, vizualizaciju detektora i trajektorija čestica, zadržavanje i analiza podataka iz simulacije na različitim nivoima detaljnosti. Za razliku od *Geant-a 3* koji je dizajniran u *Fortran-u*, *Geant4* je urađen u programskom jeziku *C++*. Jedan od najvažnijih ciljeva bio je da dizajn i izvršavanje fizike budu otvoreni i lako dostupni. Korišćenje objektno orijentisane tehnologije omogućilo je korisniku programiranje jasnih i raznolikih veza između čestica i procesa. Sve izvršne komponente programa mogu se videti u izvornom kodu, što daje za rezultat visoku tačnost i kompatibilnost.

Kompleksnost softvera ogleda se u tome što sadrži niz klasa koje obavljaju različite funkcije. Tako imamo klasu *G4Event* koja je odgovorna za događaje, klasu *G4ParticleDefinition* u kojoj su definisane mase, nelektrisanja i druge osobine čestica, kao i procesi na koje su definisane čestice osetljive, kod klase *G4DynamicParticle* sadrži dinamičke informacije kao što su impuls i energija čestice. Zatim imamo klasu *G4TrackingManager* koja posreduje između kategorija događaja, trajektorije i praćenja. *G4SteppingManager* je klasa koja brine o svim informacijama koje razmenjuju objekti iz tačkastih kategorija, a koji su relevantni za transport čestica. Objekti tipa *G4TrajectoryPoint* sadrže informacije o stanju čestice posle izvršenog koraka: informacije o prostoru i vremenu,

energiji-impulsu, geometriji itd. I na kraju imamo klasu *G4Trajectory* koja skuplja sve *G4TrajectoryPoint* objekte koji pripadaju čestici koja se prati. Postoje i mnoge druge klase vezane za računanje dometa, raspada, preseka, osetljivosti detektora ali mi ih ovde nećemo pominjati.

Geant4 sadrži mnoštvo fizičkih modela pokrivajući fiziku fotona, elektrona, miona, hadrona i jona energija od 250 kV sve do nekoliko PeV. Postoji sedam osnovnih podkategorija procesa: elektromagnetni, hadronski, transportni, raspadi, optički, fotoleptonsko-hadronski procesi i parametarizacija. Prva dva, elektromagnetni i hadronski, se dalje dele na podkategorije. Kako su u ovom radu od interesa samo elektromagnetni procesi, zadržaćemo se na njima.

3.2.1 Elektromagnetni procesi

Elektromagnetna fizika obuhvata elektromagnetne interakcije lepotona, fotona, hadrona i jona. Elektromagnetni paket je podeljen u par kategorija:

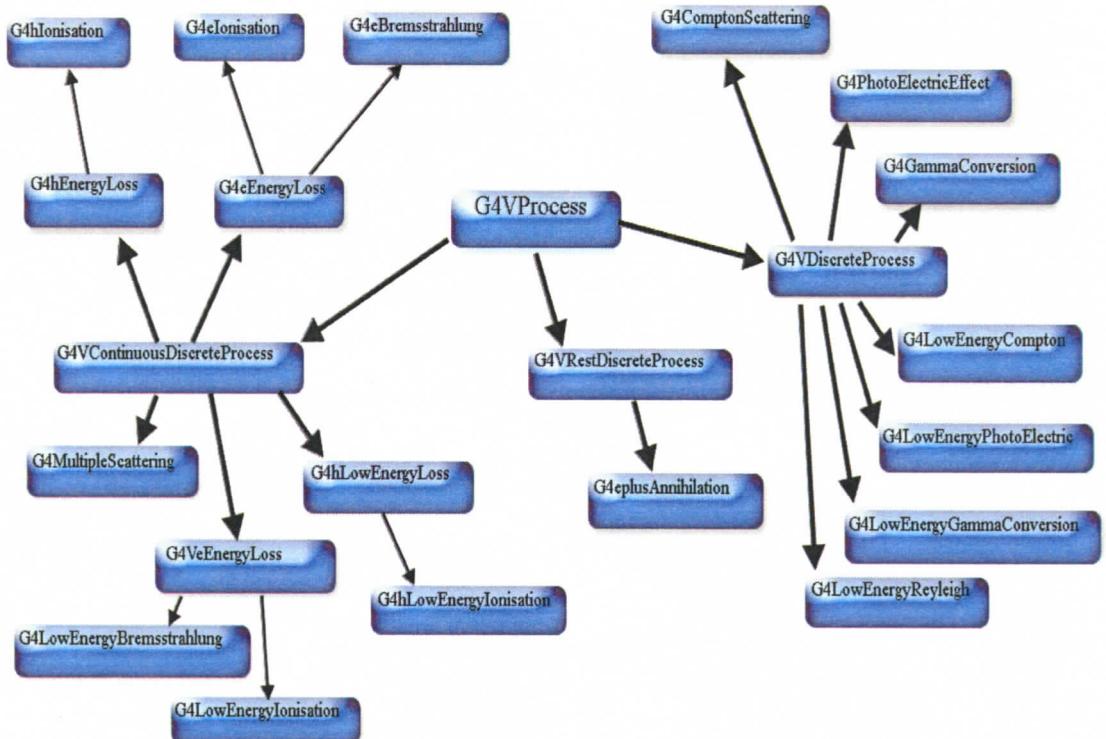
- Standardna kategorija: sadrži osnovne procese elektronskih, pozitronskih, fotonskih i hadronskih interakcija
- Niskoenergetska kategorija: sadrži fizičke modele sa energijama nižim od modela u standardnom modelu
- Mionska kategorija: upravlja mionskim interakcijama
- Kategorija X-zraka: sadrži specifičan kod za fiziku X-zraka
- Optička kategorija: sadrži specifičan kod za optičke fotone
- Razni: sakuplja korisne klase koje koriste ostale kategorije.

U elektromagnetskim procesima koristi se javna baza podataka koja je nezavisna, dok se fizička baza podataka drži otvorena za buduću evoluciju. Ova osobina takođe vodi do otvorenosti fizičke implementacije.

Paket uključuje procese jonizacije, zakočnog zračenja, višestrukog rasejanja, Comptonovog i Rayleighovo rasejanje, fotoelektrični efekat, proizvodnju parova, anihilaciju, sinhrotronsko zračenje, scintilaciju, reflekciju, refrakciju, apsorpciju i Chernekovov efekat.

U standardnoj kategoriji elektromagnetnih procesa, klasa *G4eIonisation* računa gubitke energije elektrona i pozitrona tokom jonizacije i simulira diskretne delove jonizacije (produkciju δ -zraka). Klasa *G4eBremsstrahlung* računa gubitke energije za jako i slabo zakočno zračenje. Za elektromagnetne procese hadrona, klasa *G4hIonisation* računa kontinualne gubitke energije i simulira kreaciju δ -zraka.

Na slici 3.1, prikazan je dijagram klase elektromagnetičnih procesa na kojem se jasno vidi njihova podela. Oznaka „e“ označava da se radi o elektronima a „h“ da su u pitanju hadroni.



Slika 3.1 Dijagram klase elektromagnetičnih procesa

Niskoenergetski elektromagnetični procesi uključuju energije sa donjom granicom od 250 eV (mogu biti korišćene energije i do 100 GeV). Softver pokriva elemente sa atomskim brojem od 1 do 99. Ovi procesi su malo kompleksnije dizajnirani, jer je potrebno razlikovati fizičke procese od modela. Fizički procesi mogu sadržati različite komponente, gde je svaka komponeneta prezentovana sa jednim modelom. Programerska strategija je bila da definiše familiju fizičkih modela, zapakuje ih i napravi ih razmenljive. Zahvaljujući ovom dizajnu, sistem je moguće dopuniti bez ikakvih unutrašnjih izmena.

Svi procesi prolaze kroz dve faze:

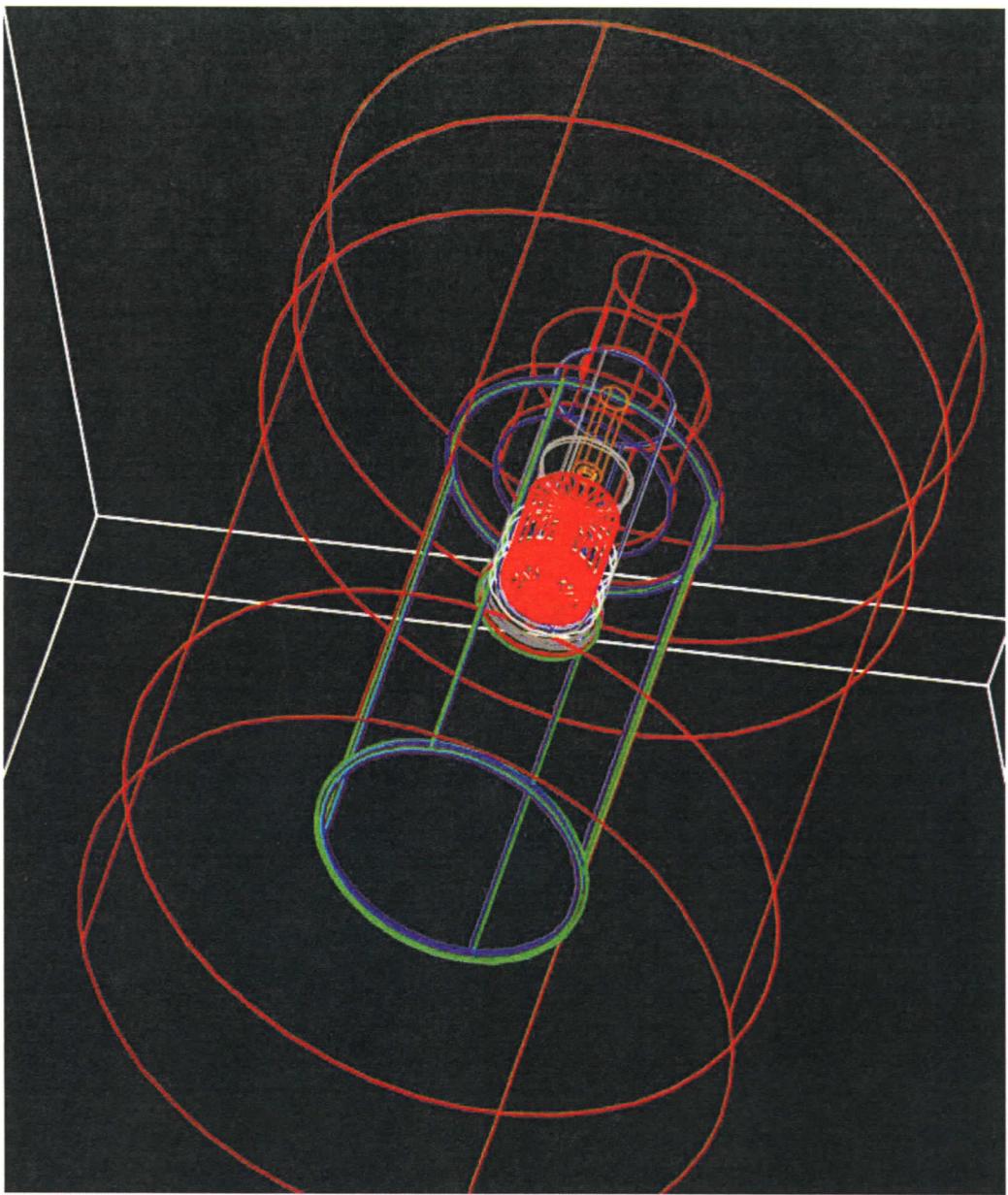
- računanje totalnog preseka i njegova primena
- generisanje krajnjeg stanja

Obe faze se baziraju na teoretskim modelima i na eksploraciji biblioteke podataka koja se sastoji iz pet delova: EPDL97 (Evaluated Photons Data Library), EEDL (Evaluated Electrons Data Library), EADL (Evaluated Atomic Data Library), SPD (Stopping Power Data) i vrednosti energija veze baziranih na podacima iz Scofielda. Ove biblioteke konkretno sadrže sledeće podatke relevantne za simulaciju niskoenergetskih procesa:

- totalni presek za fotoelektrični efekat, Comptonovo rasejanje, Rayleighovo rasejanje, proizvodnja parova i zakočno zračenje
- presek omotača za fotoelektrični efekat i ionizaciju
- energetska spektar sekundarnih procesa elektrona
- funkciju rasejanja za Comptonov efekat
- form faktore za Rayleighovo rasejanje
- energije veze za elektrone za sve omotače
- verovatnoće prelaza između elektronskih nivoa za fluorescenciju i Augerov efekat
- tabele zaustavne mogućnosti

3.3 Primena

Program je tako dizajniran da u njemu mogu da se isprogramiraju veoma kompleksne geometrije (npr. detektori na LHC-u u CERN-u) kao i da se sa lakoćom menjaju radi prilagodjavanja različitim eksperimentima. Jedan od kompleksnijih sistema jeste i HPGe GMX detektor, relativne efikasnosti 32% unutar olovnog štita, koji se nalazi na Prirodnomatematičkom fakultetu u Novom Sadu, čija je simulacija urađena na Departmanu za fiziku. Na slici 3.2 prikazano je kako izgleda trodimenziona vizualizacija sistema u *Geant-u 4*. Crvenom bojom je prikazan štit, kristal detektora sa pratećim konstrukcionim elementima je crveno, žuto, bele boje i nalazi se u vakuumu unutar zaštitne kape, dok su plavom i zelenom bojom prikazane obloge od kalaja i bakra na unutrašnjoj površini olovnog štita.



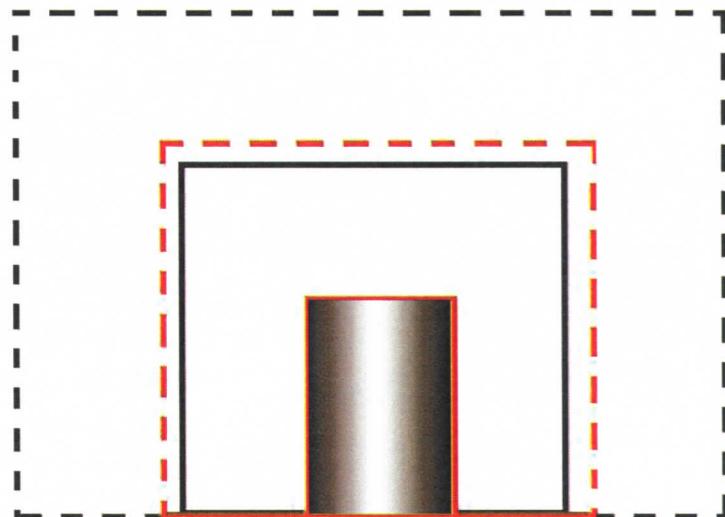
Slika 3.2 Simulacija Ge detektora, pogled iz ugla

Geant4 ima svoju primenu u fizici čestica, nuklearnoj fizici, dizajnu akceleratora, visoko energetskoj astrofizici i medicinskoj fizici.

4. OPIS SIMULACIONOG EKSPERIMENTA I REZULTATI

4.1 Ideja eksperimenta

U ovom simulacionom eksperimentu analizirani su gama spektri tačkastog radioaktivnog izvora ^{60}Co , koji emituje gama kvante energija 1332.5 keV i 1173.2 keV. Simuliran je rad ranije pomenutog HPGe detektora sa štitovima od olova i gvožđa debljine 10cm i 25cm respektivno. Kako bi se video uticaj geometrije štita na backscatter efekte u spektru, menjana je visina i poluprečnik štita. Na slici 4.1 šematski je prikazan položaj štita najbliže i najdalje od detektora.



Slika 4.1. Šematski prikaz položaja štita u dva ekstremna slučaja

Eksperiment je simuliran i napisan u kompjuterskom programu *Geant 4*. Rezultati su obrađeni u programu *Mathematica*, *Microcal Origin*, *CurveFit* i prikazani grafički kao i tabelarno.

4.2 Opis programskog koda

Programski kod za ovu simulaciju je obiman tako da neće biti ceo izložen već samo njegovi zanimljiviji delovi. Kako *Geant4* ima u sebi vec ugrađene softverske pakete za materijale, geometriju, fizičke procese itd. , na početku programa moraju se učitati ti paketi. Tome služe sledeći redovi koda:

```
#include "DetectorConstructionPC.hh"
#include "globals.hh"
#include "G4Element.hh"
#include "G4Material.hh"
#include "G4PVPlacement.hh"
#include "G4LogicalVolume.hh"
#include "G4Box.hh"
#include "G4Tubs.hh"
#include "G4Sphere.hh"
#include "G4Cons.hh"
#include "G4Polycone.hh"
#include "G4Colour.hh"
#include "G4VisAttributes.hh"
#include "SensitiveDetector.hh"
#include "G4SDManager.hh"
```

Kad je to urađeno sledi definisanje materijala, detektora, izvora i na kraju štitova. U ovom radu menjani su samo parametri geometrije štitova i njihov materijal. Deo koda u kojem se menjaju ovi parametri izgleda ovako:

```
//Shield
bool boolShield = true;
bool boolCoatings = false;
G4double SnThickness = 3*mm;
G4double CuThickness = 2*mm;
G4double MainShieldInnerRadius = 45*mm;
G4double MainShieldHeight=250*mm;
```

```

if(boolShield){

A=207.2*g/mole; Z=82; G4Element* elementPb= new G4Element("Lead","Pb",Z,A); //olovo
A=118.71*g/mole; Z=50; G4Element* elementSn= new G4Element("Tin","Sn",Z,A); //kalaj
A=63.55*g/mole; Z=29; G4Element* elementCu= new G4Element("Copper","Cu",Z,A); //bakar

G4Material* lead = new G4Material("lead",11.34*g/cm3,1);
lead->AddElement(elementPb,1);

G4Material* tin = new G4Material("tin",11.34*g/cm3,1);
tin->AddElement(elementSn,1);

G4Material* copper = new G4Material("copper",8.96*g/cm3,1);
copper->AddElement(elementCu,1);
}

```

Tamnim slovima je naznačen deo koda u kojem se menja poluprečnik (*Main Shield Inner Radius*) i visina (*Main Shield Height*) štita.

Još jedan zanimljiv deo koda je definisanje čestice i aktivacija fizičkih procesa:

```

void PhysicsList::ConstructEM()
{
theParticleIterator->reset();
while( (*theParticleIterator)() ){
    G4ParticleDefinition* particle = theParticleIterator->value();
    G4ProcessManager* pmanager = particle->GetProcessManager();
    G4String particleName = particle->GetParticleName();

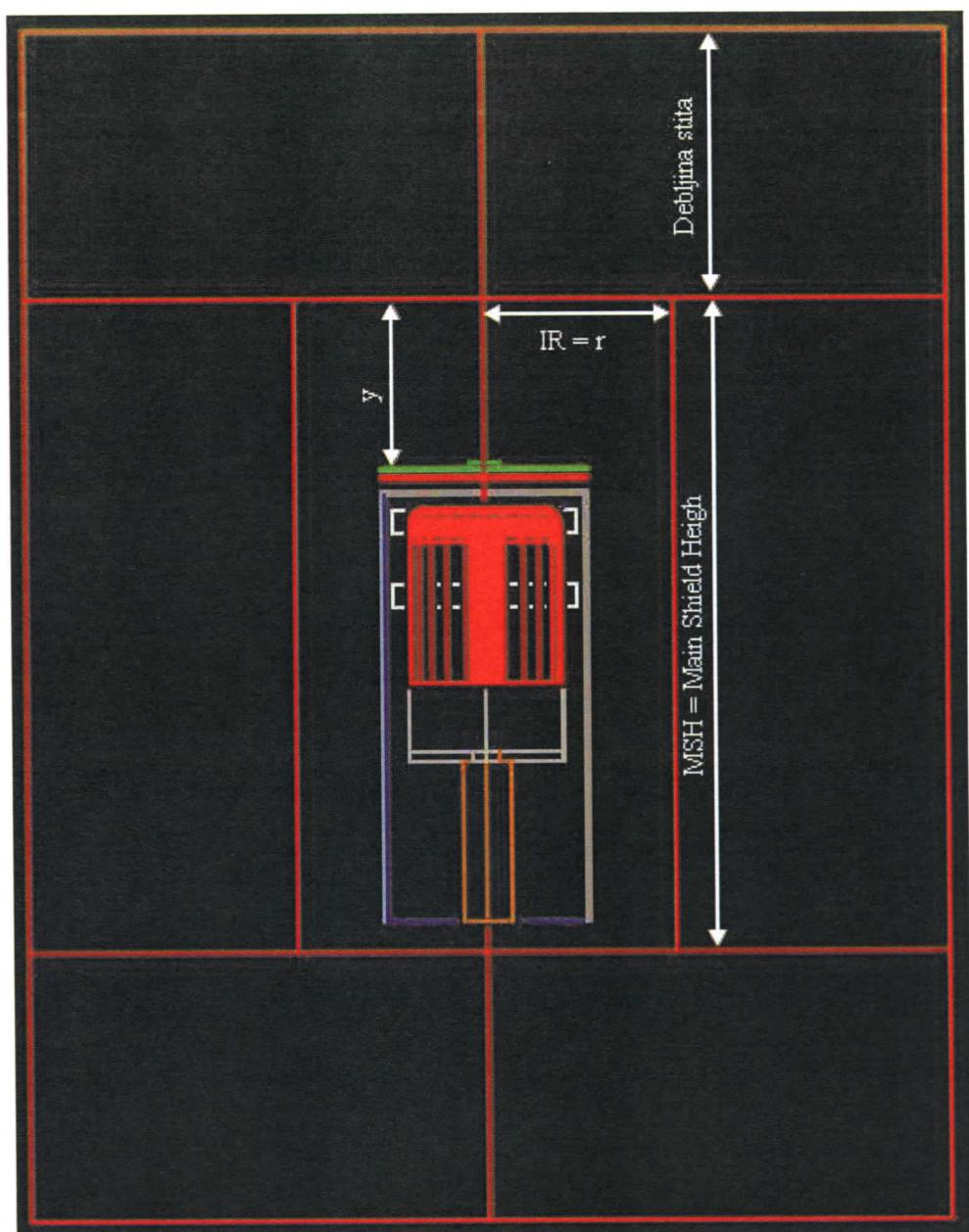
    if (particleName == "gamma") { // gamma
        pmanager->AddDiscreteProcess(new G4LowEnergyRayleigh);
        pmanager->AddDiscreteProcess(new G4LowEnergyPhotoElectric);
        pmanager->AddDiscreteProcess(new G4LowEnergyCompton);
        pmanager->AddDiscreteProcess(new G4LowEnergyGammaConversion); }

    else if (particleName == "e-") {
        //electron
        pmanager->AddProcess(new G4MultipleScattering,-1, 1,1);
        pmanager->AddProcess(new G4LowEnergyIonisation,-1,2,2);
        pmanager->AddProcess(new G4LowEnergyBremsstrahlung,-1,-1,3); }

    else if (particleName == "e+") {
```

```
//positron  
pmanager->AddProcess(new G4MultipleScattering,-1, 1,1);  
pmanager->AddProcess(new G4eIonisation, -1, 2,2);  
pmanager->AddProcess(new G4eBremsstrahlung, -1, -1,3);  
pmanager->AddProcess(new G4eplusAnnihilation, 0,-1,4);}
```

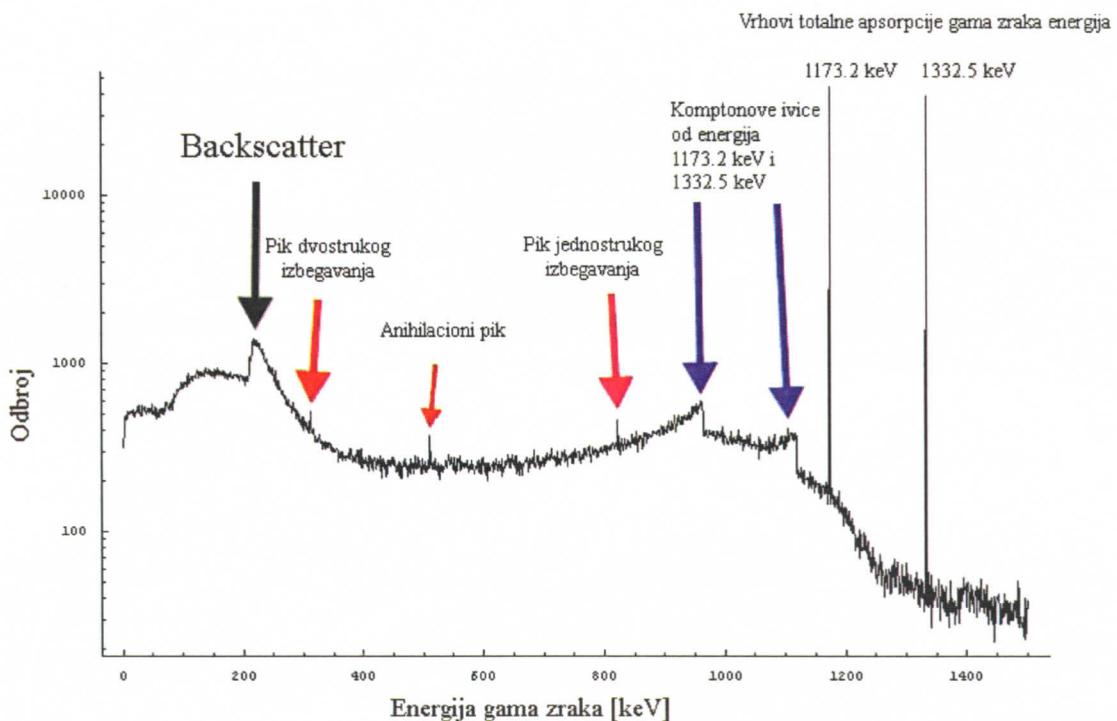
Geometrija detektorskog sistema u ovom radu je malo izmenjena u odnosu na detektor prikazan na slici 3.2. Zbog potrebe česte promene unutrašnjih dimenzija Pb štita isključeno je prisustvo unutrašnjih slojeva Sn i Cu. Naravno i Fe štit je simuliran bez ikakvih unutrašnjih slojeva. Na slici 4.2 prikazan je izgled simuliranog detektora. Tačkasti izvor je u svim simulacijama postavljen na osu detektora neposredno uz njegov prednji deo zaštitne kape na tankom plastičnom nosaču.



Slika 4.2. Vizualizacija geometrije sistema detektor štit

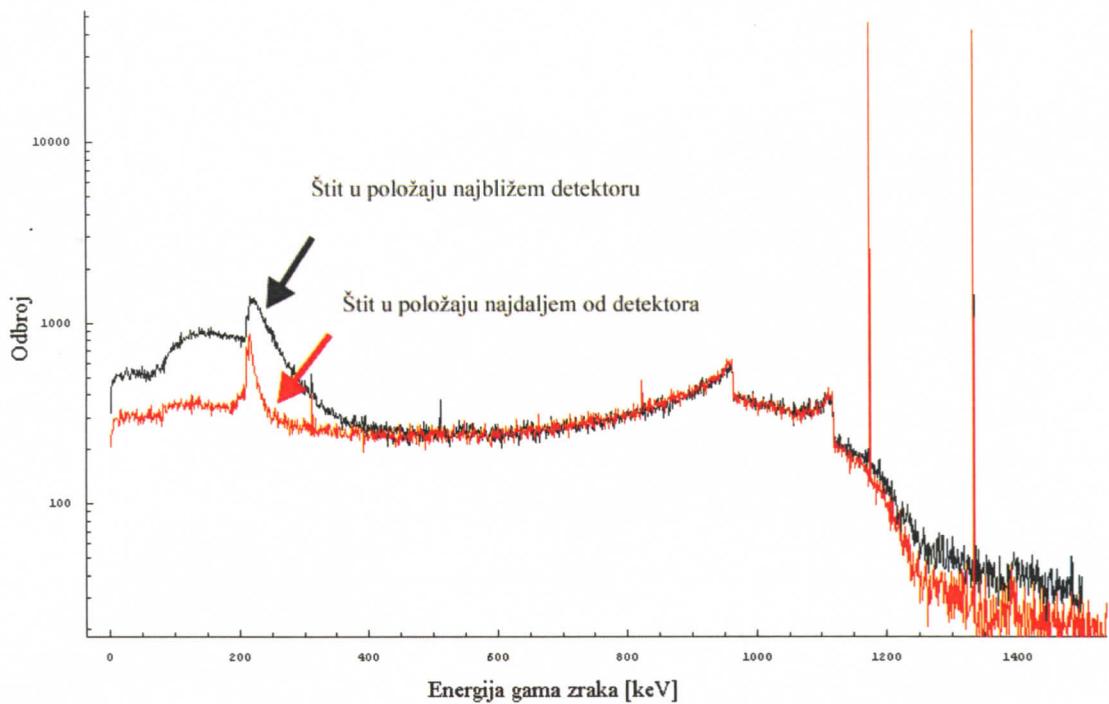
4.3 Rezultati

Simulirano je 16 spektara sa statistikom od po 2×10^6 događaja poreklom iz izvora za štit od olova i isto toliko za štit od gvožđa. Svakako treba napomenuti da jedna simulacija traje 20h na savremenom PC-u, tj. za ove 32 simulacije bilo je potrebno 32 dana. Na slici 4.3 prikazan je simulirani spektar ^{60}Co u slučaju kada je štit od gvožđa i kada se nalazi najbliže detektoru. Tada je pik backscatter-a najvećeg intenziteta i proteže se u energetskom regionu od 100 do 300 keV. Na 821 keV vidljiv je pik jednostrukog izbegavanja, a na 310 keV pik dvostrukog izbegavanja, poreklom od gama zraka energije $E_u=1332$ keV. Budući da imamo dva pika totalne apsorpcije, javljaju se i dve Komptonove ivice, na 1118 keV koja potiče od gama zraka energije 1332.5 keV, i druga koja se nalazi na 963.4 keV i potiče od gama zraka energije 1173.2 keV.



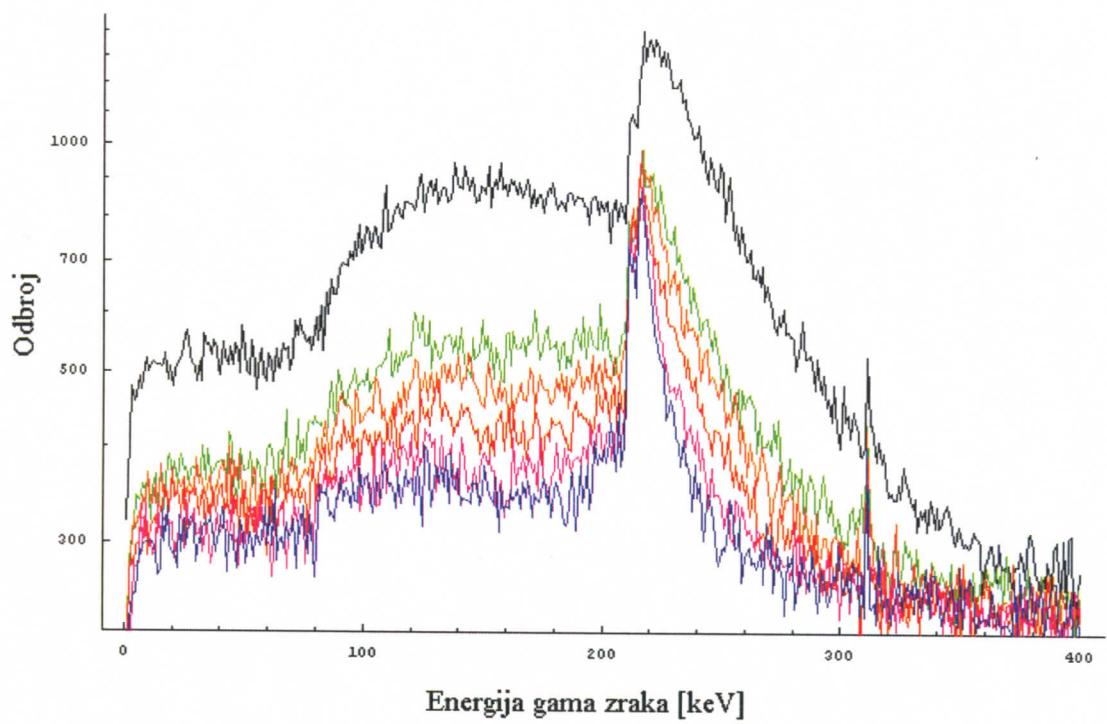
Slika 4.3 Spektar ^{60}Co sa štitom od Fe

Kod promene unutrašnjih dimenzija Fe štita dolazi do izražaja velika promena odbroja backscatter pika. Na slici 4.4 prikazana su dva spektra dobijeni različitom postavkom štitova u dva ekstremna slučaja. U slučaju kada se štit nalazi najbliže detektoru ($y=182\text{mm}$, $r=40\text{mm}$), odnosno izvoru, backscatter tada ima svoj maksimum.



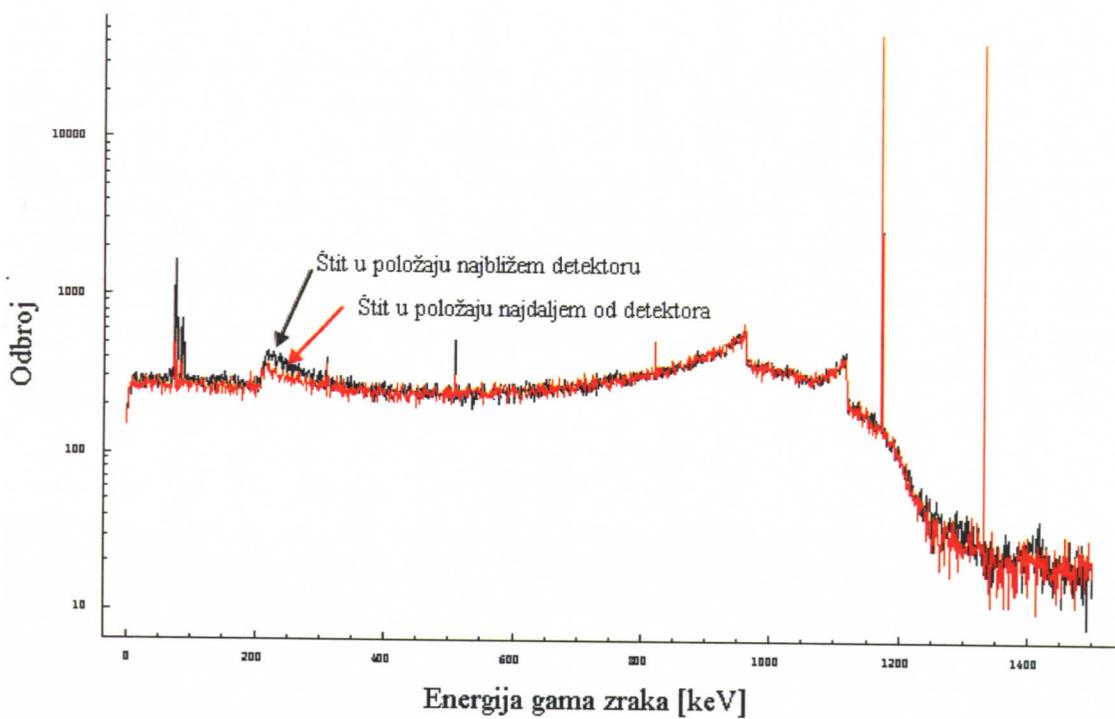
Slika 4.4 Spektar u slučajevima najveće i najmanje geometrije za Fe štit

Ako bismo poređali backscatter pikove iz svih spektara na jedan grafik (slika 4.5), videli bismo da njegova vrednost sa porastom unutrašnje zapremine štita u početku naglo opada a posle sve sporije.

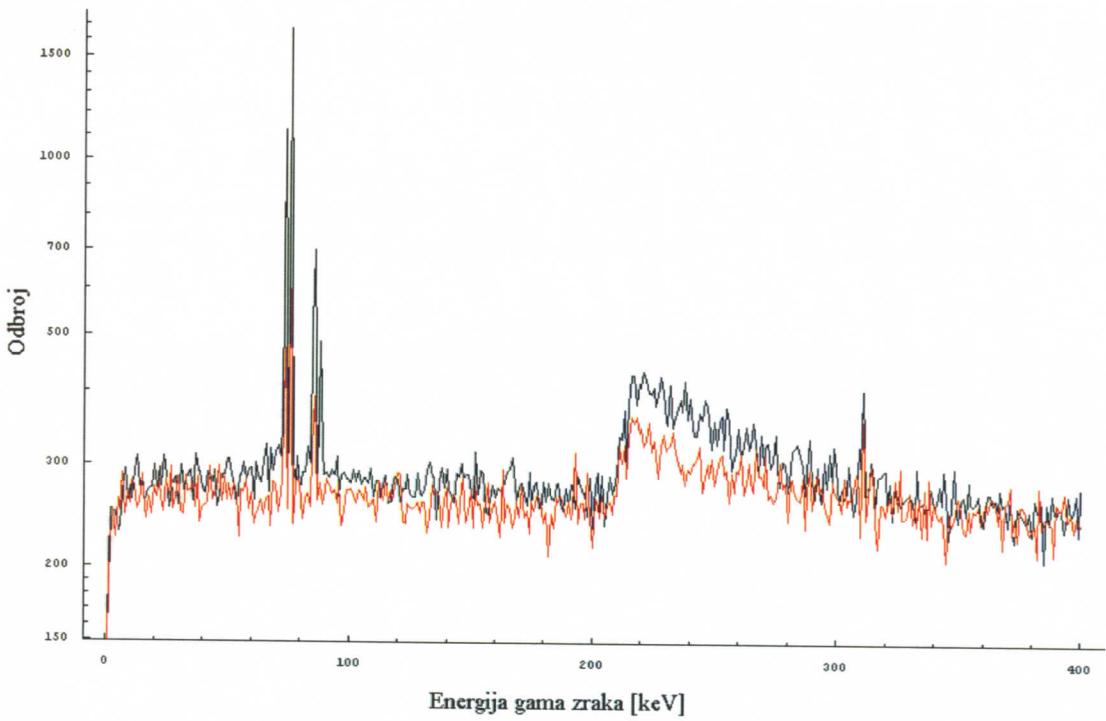


Slika 4.5 Promena backscatter pika za Fe štit

Međutim kod simulirane upotrebe Pb štita nemamo tako izraženu relativnu promenu backscatter pika što je prikazano na slici 4.6, 4.7.



Slika 4.6 Spektar najveće i najmanje geometrije za Pb štit



Slika 4.7 Promena backscatter pika za ekstremne geometrije Pb štita

Površina ispid backscatter pika je sumirana za svaku geometriju, i prikazana u tabeli 1 (za Fe) i tabeli 2 (za Pb). Sumiranje u oba slučaja je izvršeno u regionu od 100 keV do 300 keV. Sumirana je i površina kontinuma od 0 keV do 1100 keV, čije su vrednosti takođe navedene u tabeli 2 i 3. Prikazivanje integralnog odbroja kontinualnog dela spektra izvršeno je sa ciljem da se ilustruje ideo backscatter regiona u ukupnom kontinuumu, odnosno da bi se videlo kako se promene u niskoenergetskom regionu manifestuju preko odbroja celokupnog spektralnog kontinuma.

U ekstremnom slučaju, kada Fe štit naleže na detektor ($y \approx 0\text{mm}$, $r=40\text{mm}$), suma u backscatter oblasti spektra iznosi 174 200 događaja, a suma kontinuma do prvog pika totalne apsorpcije iznosi 479 400 događaja.

Fe štit						
y [mm]	30		60		90	
r [mm]	odbroj u kontin.	odbroj u backscatter piku	odbroj u kontin.	odbroj u backscatter piku	odbroj u kontin.	odbroj u backscatter piku
45	472,300	113,300	390,200	108,200	389,000	107,000
55	384,200	104,000	376,500	98,000	375,600	96,600
70	371,000	94,500	362,900	87,400	360,000	85,700
90	361,100	86,100	351,100	78,200	348,000	76,200
110	355,100	82,100	345,700	73,300	340,700	70,400

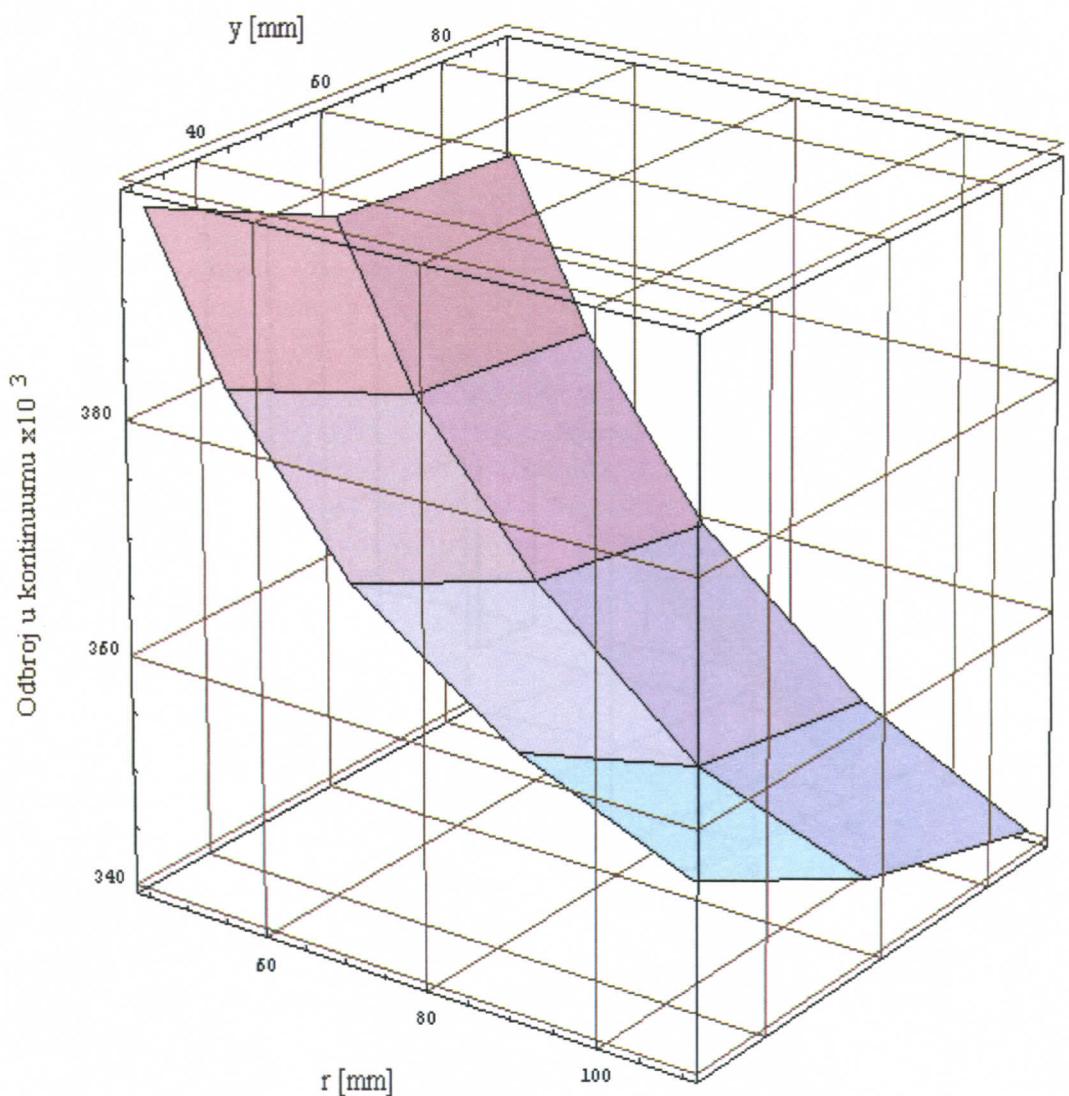
Tabela 1. Površine ispod kontinuma i backscatter pika za Fe štit

U ekstremnom slučaju, kada Pb štit naleže na detektor ($y \approx 0\text{mm}$, $r=40\text{mm}$), suma u backscatter oblasti spektra iznosi 74 500 događaja, a suma kontinuma do prvog pika totalne apsorpcije iznosi 363 400 događaja.

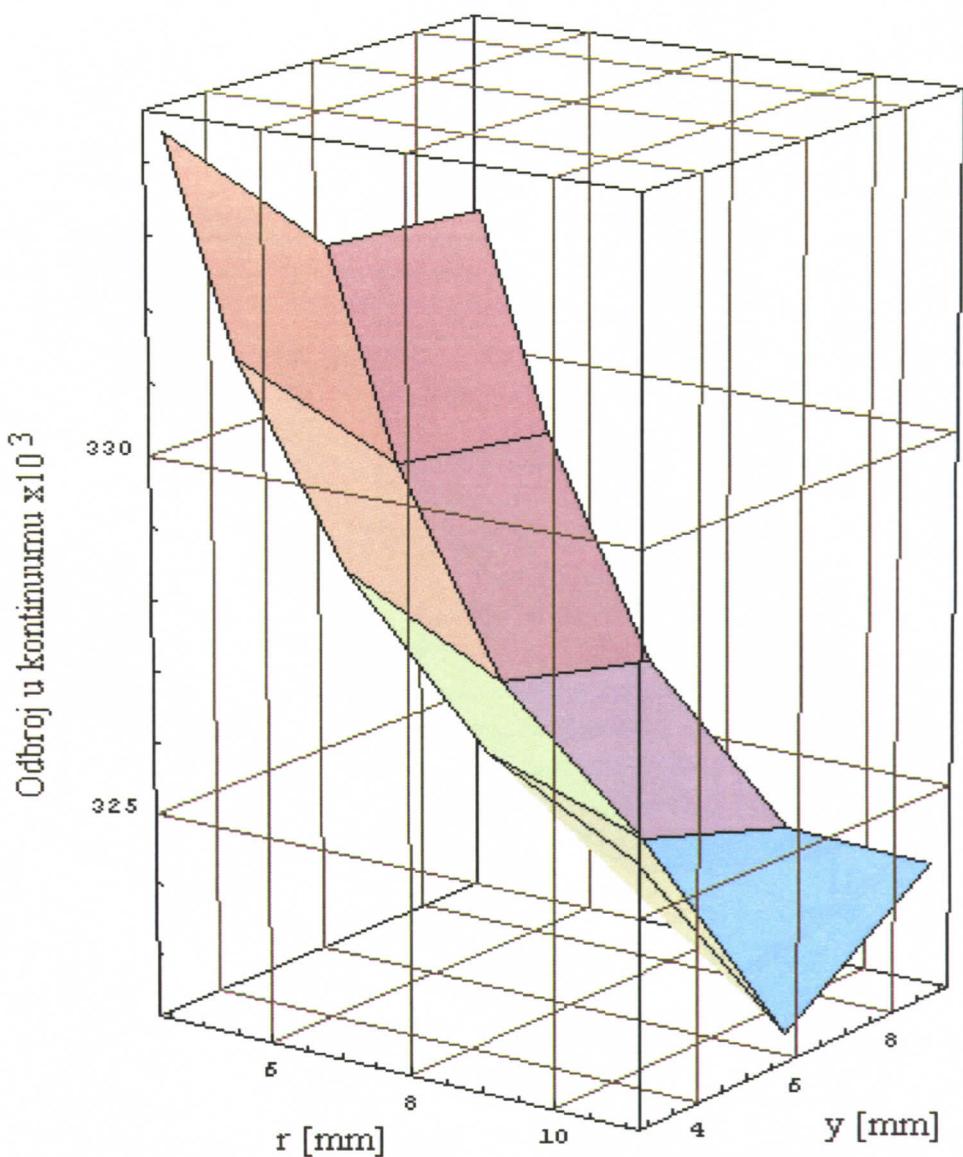
Pb štit						
y [mm]	30		60		90	
r [mm]	odbroj u kontin.	odbroj u backscatter piku	odbroj u kontin.	odbroj u backscatter piku	odbroj u kontin.	odbroj u backscatter piku
45	334,400	60,400	332,200	59,900	332,000	59,800
55	331,500	59,300	329,300	58,000	329,000	58,200
70	328,900	58,100	326,500	57,000	326,000	56,700
90	326,800	56,900	324,700	56,000	324,000	55,500
110	325,700	56,500	322,400	55,000	323,900	55,200

Tabela 2. Površine ispod kontinuma i backscatter pika za Pb štit

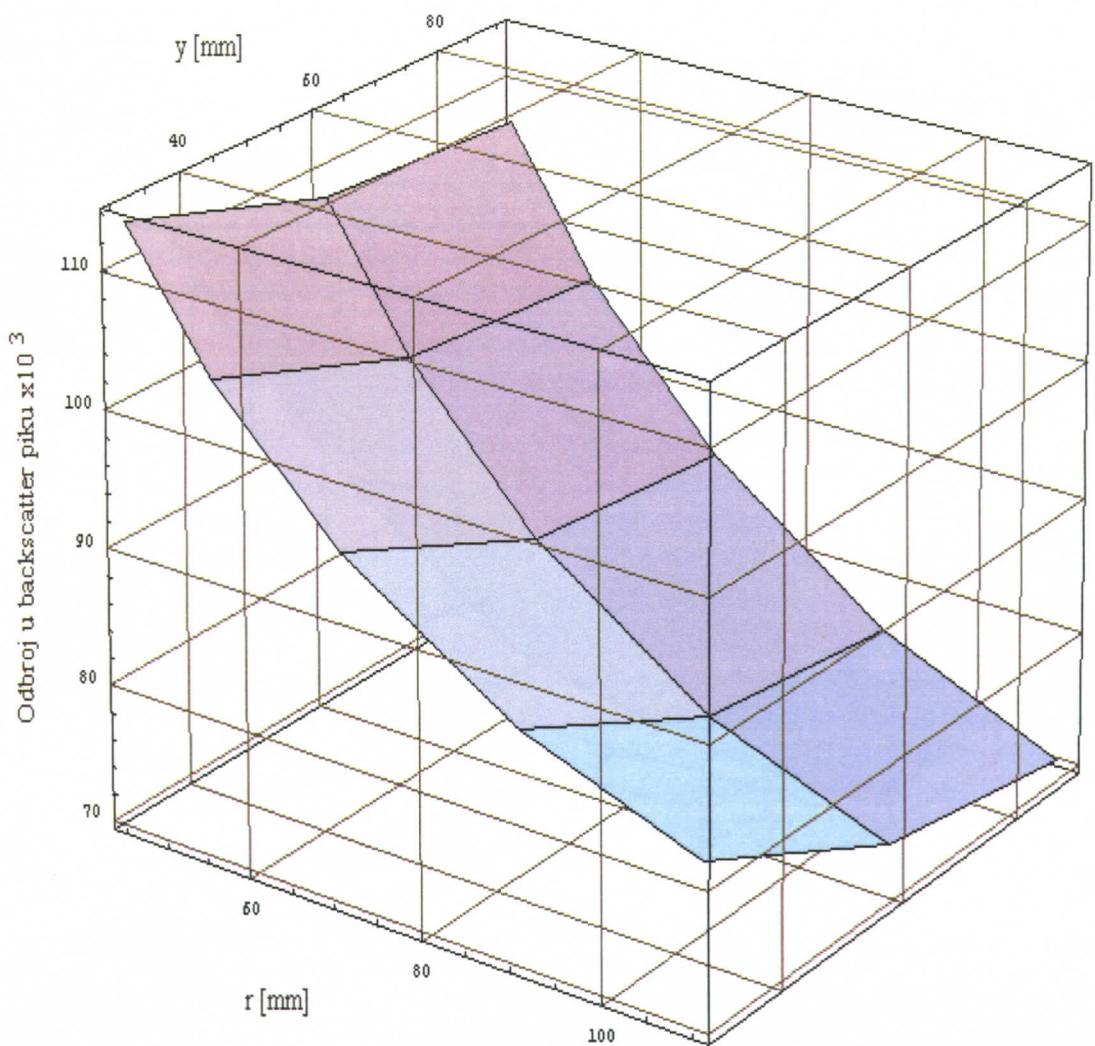
U cilju jasnije slike promene spektralnog kontinuuma od velicine štita, nacrtani su i 3D grafici te zavisnosti, koristeći program *Mathematica* (slika 4.8, 4.9, 4.10, 4.11).



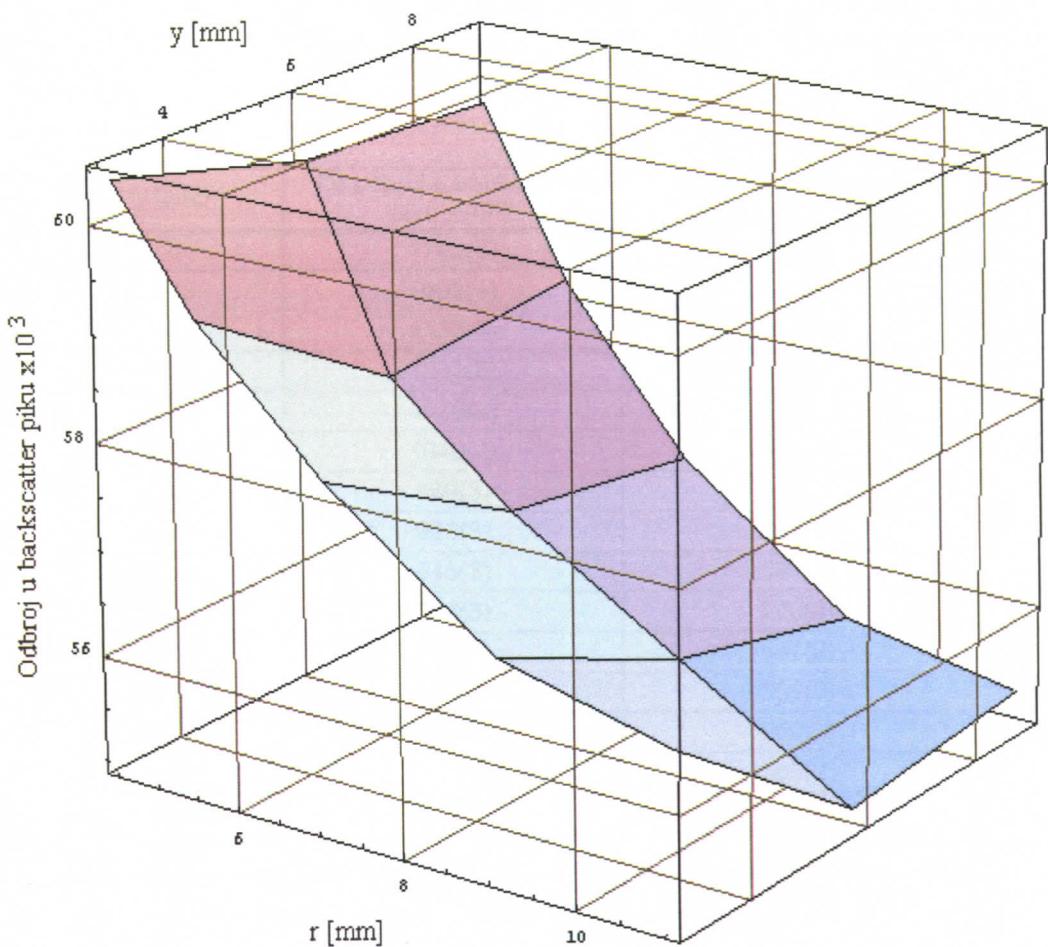
Slika 4.8 Zavisnost odbroja u kontinumu od dimenzija Fe štita



Slika 4.9 Zavisnost odbroja u kontinuumu od dimenzija Pb štita



Slika 4.10 Zavisnost odbroja backscatter komponente spektra od dimenzija Fe štita



Slika 4.11 Zavisnost odbroja backscatter komponente spektra od dimenzija Pb štita.

Greska površine backscatter regiona jednaka je \sqrt{N} što u slučaju najmanjeg Fe štita iznosi 420 događaja, a u slučaju najvećeg 265 događaja. Promena odbroja između ove dve ekstremne veličine štita iznosi 103 800 tako da je vrednost statističke greške zanemariva. U slučaju Pb štita greške za najmanju i najveću geometriju iznose 250 i 235 događaja respektivno, dok je promena odbroja u backscatteru 6 200 događaja. Vrednost greške dostiže 4 % ove apsolutne razlike.

U Tabeli 3 prikazane su zapremine slobodnog vazdušnog prostora u unutrašnjosti štita za svaku analiziranu veličinu štita , kao i vrednosti odbroja u backscatter piku za oba materijala, Fe i Pb.

V [cm ²]	Fe odbroj u backscatter piku x10 ²	Pb odbroj u backscatter piku x10 ²
5	1742(4)	745(3)
248	1693(4)	614(2)
439	1133(3)	604(2)
630	1082(3)	599(2)
821	1070(3)	598(2)
1105	1040(3)	593(2)
1390	980(3)	580(2)
1675	966(3)	582(2)
2354	945(3)	581(2)
2815	874(3)	570(2)
3277	857(3)	567(2)
4485	861(3)	569(2)
5248	782(3)	560(2)
6012	762(3)	555(2)
7149	821(3)	565(2)
8289	733(3)	550(2)
9430	704(3)	552(2)

Tabela 3. Odbroji u backscatter piku u zavisnosti od slobodne vazdušne zapremine

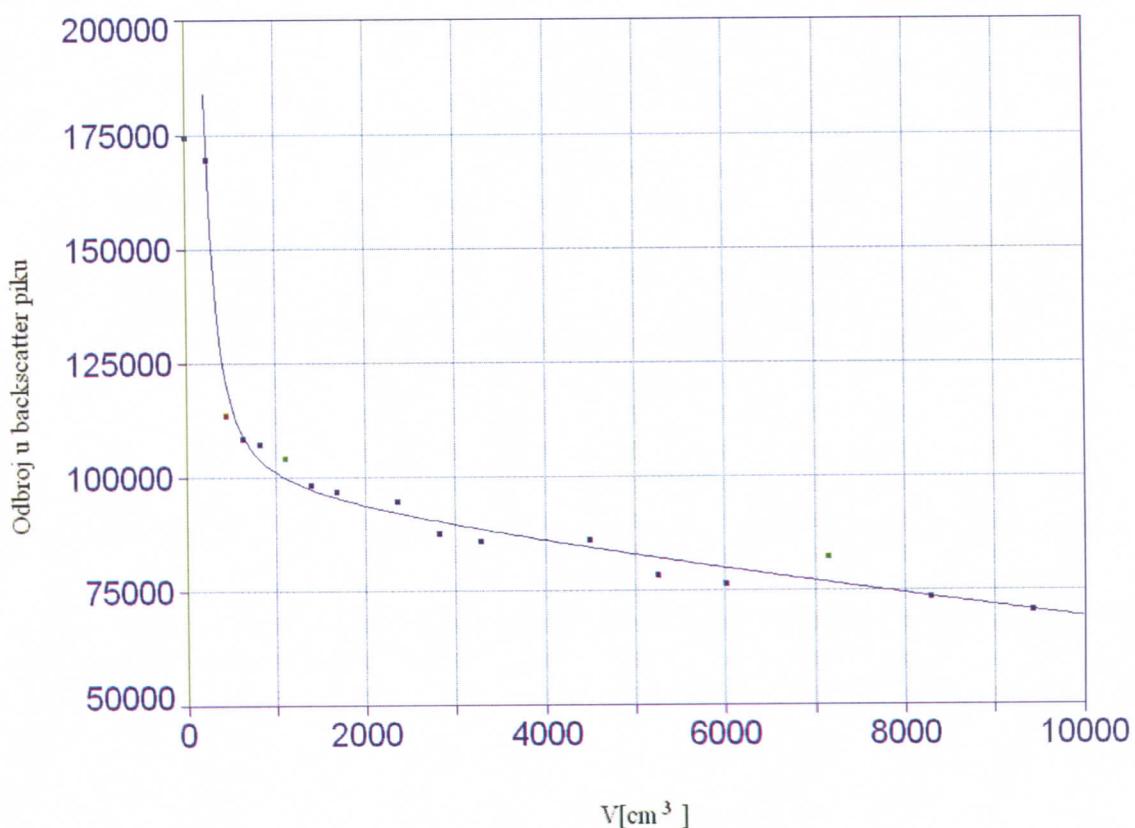
Na osnovu ovih podataka nacrtani su grafici zavisnosti odbroja u backscatter piku od unutrašnje vazdušne zapremine (slika 4.12, 4.13). Vrednosti su fitovane matematičkim softverom *TableCurve2D* i nadjena je sledeća funkcionalna zavisnost ($r^2=0.98$):

$$y = a + bx + cx^{0.5} + \frac{d}{x^2} + ee^{-x},$$

pri čemu su vrednosti koeficijentata prikazane u tabeli 4:

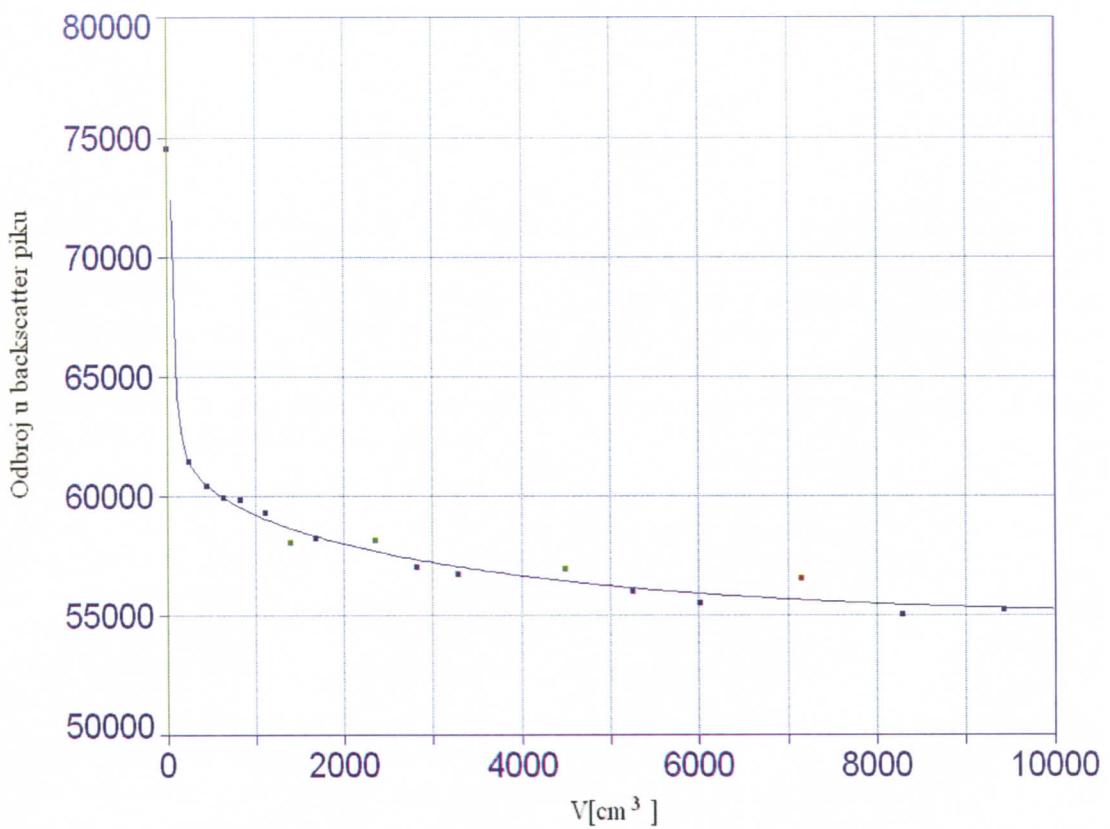
koeficijent	Vrednost u slučaju Fe štita	Vrednost u slučaju Pb štita
a	105123.05	62901.508
b	-1.4457492	0.61288346
c	-216.30794	-138.00144
d	4.0545041e+09	32334846
e	-2.4059346e+10	-1.9018995e+08

Tabela 4.



Slika 4.12 Zavisnost odbroja u backscatter piku od unutrašnje vazdušne zapremine za Fe štit

Ovakva tendencija ponašanja backscatter odbroja ukazuje na potrebu znatnijeg povećanja unutrašnjosti Fe štita i preko 10 dm^3 da bi se efekat rasejanja unazad sveo na prihvatljiv nivo.



Slika 4.13 Zavisnost odbroja u backscatter piku od unutrašnje vazdušne zapremine za Pb štit

Uočavamo da je sa povećanjem unutrašnje slobodne zapremine Pb štita preko 8 dm^3 redukcija backscatter pik u neznatna.

5. ZAKLJUČAK

Imajući u vidu značajan uticaj efekta rasejanja u nazad na niskoenergetski region gama spektra, odnosno granicu detekcije u ovoj oblasti, simulirani su spektri HPGe detektora, poreklom od tačkastog izvora ^{60}Co smeštenog neposredno ispred detektora. Naime, slobodnu unutrašnju zapreminu štita koji opkoljava detektor nije moguće proizvoljno povećavati zbog povećanja ukupnog sadržaja radona unutar te zapreme iz koje se tada ne može efikasno otklanjati ovaj radioaktivni gas, uzročnik jednog od osnovnih doprinosa fonskom odboru u gama spektrometriji.

Rezultati simulacija su pokazali da se efekti rasejanja unazad manifestuju u spektralnom regionu 100 keV - 300 keV, sa maksimumom na oko 220 keV. Odbor u pomenutoj oblasti spektra je 2.3 puta veći u slučaju Fe štita najbližeg HPGe detektoru, u odnosu na istu situaciju sa Pb štitom. Utvrđeno je da promena veličine Fe štita, od najmanje do najveće analizirane, dovodi do redukcije backscatter regiona za 60 %, dok se pri identičnoj promeni geometrije Pb štita backscatter odbor redukuje za 25 %.

Nadjena funkcionalna zavisnost odbroja u backscatter oblasti od slobodne unutrašnje zapremine štita pokazuje i u slučaju Pb i Fe štita njegovo brzo opadanje sa početnim porastom zapremine, sve do dostizanja zapremine od oko 1.5 dm^3 (pad za 44% od Fe i 22% od Pb). Dalje povećanje zapremine sa 1.5 dm^3 na 10 dm^3 vodi redukciji backscatter odbroja za 30 % kod Fe, odnosno 5 % kod Pb štita.

Rezultati simulacije pokazuju da je u cilju minimiziranja efekta rasejanja unazad Pb štit pogodniji u odnosu na Fe zaštitu. Takođe, procenjeno je da bi slobodna unutrašnja zapremina Pb štita trebala da bude oko 8 dm^3 budući da se na taj način dovoljno dobro redukuje efekat rasejanja unazad, moguća je upotreba većih voluminoznih uzoraka, a radon se može efikasno "ispirati" gasovitim azotom iz Dewar-ovog suda koji sadrži tečni azot i služi za hlađenje detektora. U slučaju Fe štita kompromisno rešenje predstavljala bi zapremina od oko 15 dm^3 . Naravno, u ovim razmatranjima poredazumeva se približno jednakost rastojanja frontalnog dela detektora od unutrašnjosti štita i bočne površine detektora od unutrašnjosti štita.

6. LITERATURA

1. J. Slivka, I. Bikit, M. Veskovć, Lj. Čonkić, *Gama Spektrometrija specijalne metode i primene*, Novi Sad 2000.
2. W.R. Leo, *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*, Germany, 1994.
3. Geant4 Collaboration, *Geant4-a simulation toolkit*, 2003.
4. CERN Program Library Long Writeup W5013, *Geant Detector Description and Simulation Tool*, CERN Geneva, Switzerland, 1994.
5. *Physics Reference Manual*, Version: geant4 9.1, 14 Decembar, 2007.
6. Geant4 Collaboration, *Geant4 User's Guide for Application Developers*, Decembar 2007.
7. <http://geant4.web.cern.ch/geant4/>
8. <http://nucleardata.nuclear.lu.se>
9. <http://en.wikipedia.org>

KRATKA BIOGRAFIJA



Marina Radujkov je rođena 23.10.1982. u Novom Sadu. Osnovnu školu „Jovan Popović“ završila je sa Vukovom diplomom. Uporedo završava i osnovnu muzičku školu „Josip Slavenski“ na instrumentu klavir. Od sedme do sedamnaeste godine aktivno trenira stoni tenis u klubu „Vojvodina“. Po upisu u gimnaziju „Isidora Sekulić“ prirodno-matematički smer, postaje redovni polaznik astronomskih seminara istraživačke stanice Petnica, gde objavljuje prve radove i priključuje se Petničkoj meteorskoj grupi. Godine 2001. upisuje Prirodno-Matematički fakultet u Novom Sadu, odsek fizika, smer dipl. fizičar. Godine 2003. učestvuje u ICPS (International Conference of Physics Students) u Danskoj, sa posterom „Solar Magnetic Fields and Sunspots“. U roku daje prve tri godine, a u četvrtoj godini studija učestvuje u pilot projektu razmene studenata „Campus Europae“, odlaskom u Portugal, na univerzitet Aveiro. Tamo polaže 6 stručnih ispita i 2 iz portugalskog jezika. Jula 2008. polaže sve ispite predviđene planom i programom.

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: Marina Radujkov

AU

Mentor: Dr. Dušan Mrda

MN

Naslov rada: Efekti rasejanja unazad u gama spektrometriji

NR

Jezik publikacije: srpski (latinica)

JP

Jezik izvoda: srpski/engleski

JI

Zemlja publikovanja: Srbija

ZP

Uže geografsko područje: Vojvodina

UGP

Godina: 2008

GO

Izdavač: Autorski reprint

IZ

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

MA

Fizički opis rada:

FO

Naučna oblast: Fizika

NO

Naučna disciplina: Nuklearna fizika

ND

Predmetna odrednica/ ključne reči: rasejanje unazad, gama spektrometrija

PO

UDK

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

ČU

Važna napomena: nema

VN

Izvod: Ispitan je uticaj geometrije štitova na efekat zračenja unazad kod Co60 za štitove od Fe i Pb. Eksperiment je simuliran u Geant-u 4.

IZ

Datum prihvatanja teme od NN

veća:

DP
Datum odbrane: 27.09.2008
DO
Članovi komisije: Dr. Dušan Mrđa, Dr. Ištvan Bikit, Dr. Radomir Kobilarov
KO
Predsednik: Dr. Ištvan Bikit
član: Dr. Dušan Mrđa
član: Dr. Radomir Kobilarov
član: Dr. Miroslav Veskuć

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:

Marina Radujkov

AU

Mentor/comentor:

Dr. Dušan Mrđa

MN

Title:

Backscatter effects in gamma spectrometry

TI

Language of text:

Serbian (Latin)

LT

Language of abstract:

English

LA

Country of publication:

Serbia

CP

Locality of publication:

Vojvodina

LP

Publication year:

2008

PY

Publisher:

Author's reprint

PU

Publication place:

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

PP

Physical description:

5/182/32/0/71/0/3

PD

Scientific field:

Physics

SF

Scientific discipline:

Nuclear physics

SD

Subject/ Key words:

backscatter, gamma spectrometry

SKW

UC

Holding data:

Library of Department of Physics, Trg Dositeja Obradovića 4

HD

Note: none

N

Abstract:

AB

Backscatter effekts for different geometries were tested, for Pb and Fe shield. Experiment was simulated in Geant4.

Accepted by the Scientific Board:

ASB

Defended on:

24.09.2003

DE

Thesis defend board:

DB

President:

Dr. Ištvan Bikit

Member:

Dr. Dušan Mrđa

Member:

Dr. Radomir Kobilarov

Dr. Miloslav Vesknović