



UNIVERZITET U NOVOM SADU
PRIRODNO-MATEMATIČKI
FAKULTET
DEPARTMAN ZA FIZIKU



Procena efekta samoapsorpcije u nisko-
energetskom delu gama-spektra korišćenjem
EFFTRAN-a

Diplomski rad

Mentor:

Prof. dr Jovana Nikolov

Kandidat:

Aleksandar Rikalo

Jul, 2019

Veliku zahvalnost dugujem mom mentoru prof. dr Jovani Nikolov i mom prijatelju Andreju Vraničaru koji su mi pružili veliku pomoć i strpljenje tokom izrade ovog rada. Zahvaljujem se i članovima moje porodice koji su svakodnevno bili uz mene za sve uspone i padove sa kojima sam se susreo tokom školovanja.

Novi Sad 2019,

Aleksandar Rikalo

Sadržaj

1	Uvod.....	4
2	Jonizujuće zračenje	5
2.1	Alfa čestice.....	5
2.2	Beta čestice.....	6
2.3	Neutronska radijacija	6
2.4	Gama zračenje	6
2.5	Rendgensko X zračenje.....	7
3	Interakcija gama zračenja sa materijom	9
3.1	Fotoefekat	9
3.2	Komptonovo rasejanje	10
3.3	Nastajanje para elektron-pozitron.....	12
3.4	Atenuacioni koeficijent u funkciji energije fotona	13
3.5	Interakcije unutar detektora	14
3.5.1.	Veoma veliki detektor	14
3.5.2.	Veoma mali detektor.....	16
3.5.3.	Realan detektor	16
3.6	Interakcije sa zaštitom.....	18
4	Gama spektrometrija.....	20
5	Aktivna zaštita germanijumskih detektora	21
5.1	Spektrometar sa potiskivanjem Komptonovih događaja	21
5.2	Par-spektrometar.....	22
5.3	Detektorski sistem sa veto detektorima	23
6	Kalibracija efikasnosti	24
6.1	„Full energy peak efficiency”	25
6.2	Matematičke metode kalibracije efikasnosti.....	26
6.3	EFFTRAN	27
6.4	Kalibracija efikasnosti i merenje niskoenergetskog dela spektra	30
7	Ocena efekta samoapsorpcije	33
8	Karakteristike spektrometrijskog detekcionog sistema.....	36
8.1	B Detektor zračenja.....	36
8.2	Ekperimentalno određivanje kalibracione krive za B detektor pomoću standardnog referentnog materijala	37

8.3	Karakteristike uzorka IAEA-447.....	39
8.4	Karakteristike uzorka IAEA-RGU-1	41
8.5	EFFTRAN interfejs.....	42
8.6	Ocena masene aktivnosti uzorka	46
9	Zaključak.....	49
10	Literatura.....	50

1 Uvod

Gama spektrometrija je nedestruktivan metod ispitivanja radiaktivnosti uzorka. Pored jednostavne pripreme uzorka gama spektrometriju krasi brzina identifikacije i preciznost određivanja aktivnosti uzorka. Najveći problemi prilikom gama spektrometrijskog merenja se javljaju u niskoenergetskom delu spektra usled prisustva velikog broja fonskih događaja. Pored fonskih smetnji, na niskim energijama dolazi i do apsorpcije gama zračenja u samom uzorku što otežava precizno određivanje foto pikova, efikasnosti i aktivnost samog uzorka. U laboratorijama se uglavnom gamaspektrometrijska merenja vrše korišćenjem standardnog referentnog materijala, ali u slučaju da standardni referentni materijali nisu dostupni koriste se programski paketi kao što su: Angle[1], [2], LabSOCS[3], EFFTRAN[4], ETNA[5], MEFFTRAN[6], GESPECOR[7], GEANT4[8]... U ovom radu je korišćen programski paket EFFTRAN koji veoma jednostavan za korišćenje i baziran je na metodi transfera efikasnosti, a daje veoma dobre rezultate u situacijama kada nam nije dostupan adekvatan referentni materijal ili ako se geometrija referentnog materijala razlikuje od geometrije uzorka koji se ispituje.

Osnovna ideja ovog rada bila je da se ispituju efekti samoapsorpcije u niskoenergetskom delu gama spektra koji su od posebnog interesa pri analizi nuklearnog materijala i kako ih programski paket EFFTRAN uzima u obzir prilikom proračuna efikasnosti za uzorke različitih geometrija. U tu svrhu analizirani su uzorci IAEA-447 debljina: 3 mm, 5 mm, 8 mm, 10 mm, 15 mm, 23 mm, 30 mm i 60 mm, u kojem je ocenjena masena aktivnost ^{210}Pb pomoću pika na energiji od 46.539 keV i IAEA-RGU-1 debljina: 3mm, 5mm, 8 mm, 10 mm, 15 mm, 30 mm i 60 mm u kojem je ocenjena masena aktivnost ^{238}U pomoću pika na energiji 63.29 keV. Dobijeni rezultati pokazuju da EFFTRAN ne uzima adekvatno u obzir efekte samoapsorpcije te je potrebno uvesti i odgovarajuće samoapsorpcione faktore. U radu sa ovim softverom je potrebno pažljivo definisati karakteristike detektora, izvora i efikasnosti samog detekcionog sistema.

2 Jonizujuće zračenje

Radioaktivnost je proces u kome dolazi do spontane transformacije jezgra pri čemu ono menja svoj sastav ili energetska stanje. Jezgro menja svoj sastav ukoliko se prilikom radioaktivnog raspada emituje čestica, a energetska stanje se menja ako dolazi samo do emisije γ -zračenja. Radioaktivnost je otkrio francuski naučnik Anri Bekereel 1896. godine proučavajući uranijum. Pjer i Marija Kiri su otkrili da se uranijum raspada na druge elemente. Prilikom radioaktivnog raspada nestabilno jezgro ili radionuklid se raspada i naziva se predak. Ono emituje lake naelektrisane čestice (α, β čestice) i fotone (γ -zračenje). Jezgro koje nastaje se naziva potomak, ono je stabilnije i ima drugačiji atomski broj u odnosu na jezgro pretka.

Prema efektima na materiju radijacija se može podeliti na:

- Jonizujuće zračenje
- Nejonizujuće zračenje

Nejonizujuće zračenje ne poseduje dovoljnu energiju da izazove stvaranje jona, tu spadaju UV i IC svetlo, toplota, radio talasi i mikrotalasi. Jonizujuće zračenje je elektromagnetno ili čestično zračenje koje poseduje dovoljnu energiju da u materiji kroz koju prolazi izazove stvaranje jona. Tako nastali joni izazivaju oštećenja živih ćelija organizama. Dolazi do narušavanja biohemijskih procesa u ćelijama što se odražava na njihovo funkcionisanje i deljenje. Izloženost većoj količini jonizujućeg zračenja može izazvati ozbiljne bolesti poput tumora. U jonizujuće zračenje spadaju neutroni, kosmički zraci, X zraci, γ -zračenje, α i β čestice. [9]

2.1 Alfa čestice

Alfa čestica je jezgro helijuma, sastoji se od dva pozitivno naelektrisana protona i dva neutralna neutrona koji su čvrsto vezani. Energija veze po nukleonu u jezgru helijuma iznosi oko 7 MeV. Mnoga teška jezgra, atomskog broja preko 84, emisijom alfa čestice prelaze u niže energetska stanje. Maseni broj nastalog jezgra je manji za 4 i predstavlja element koji je u periodnom sistemu elemenata pomeren za dva mesta ulevo u odnosu na jezgro koje se raspada. Sve alfa čestice koje su emitovane ovim procesom imaju istu vrednost energije ili su im energije podeljene u nekoliko grupa. To znači da emitovane alfa čestice imaju diskretnu raspodelu energije. Energija alfa čestica je u energetska opsegu od 4 do 10 MeV. Iz ovog energetska opsega se može videti da su brzine alfa čestica dovoljno spore da mogu relativno dugo da interaguju sa materijom. To im omogućava da poseduju jako jonizaciono dejstvo. Zbog svoje veličine često se sudaraju sa atomima. Pri svakom sudaru alfa čestice gube deo svoje kinetičke energije. Zbog velike frekvencije sudara oni brzo gube svoju energiju i zaustavljaju se. Njihov domet u vazduhu je svega 1-2 cm, a mogu se zaustaviti listom papira ili kožom. Velike posledice mogu nastati ukoliko se alfa čestica unese u organizam putem hrane ili disanja zbog jakog jonizacionog dejstva. [10]

2.2 Beta čestice

Beta čestice su visoko energetski elektroni ili pozitroni koji su stvoreni i emitovani od strane radionuklida. Elektroni su negativno naelektrisani, a pozitroni su pozitivno naelektrisani. Za razliku od alfa čestica, energetski spektar beta čestica je kontinualnog karaktera. Ukoliko jezgro poseduje više neutrona nego što je potrebno za njegovu stabilnost dolazi do emisije elektrona (β^- raspad) da bi se postigla stabilnost jezgra. Ako je u jezgru višak protona u odnosu na broj koji zahteva njegova stabilnost, dolazi do emisije pozitrona (β^+ raspad). Nakon emisije β čestica maseni broj jezgra ostaje nepromenjen, ali se atomski broj menja za 1. Jonizujuće dejstvo β čestica je mnogo slabije od α čestica, ali im je domet u vazduhu znatno veći (dostiže nekoliko metara). Mogu biti zaustavljene pomoću metalne ploče debljine nekoliko milimetara. Ne prodiru iza površine obloge kože, ali veliko izlaganje visokoenergetskim β emiterima može da izazove opekotine na koži. Ukoliko se udahnu ili progutaju β emiteri mogu da izazovu ozbiljne posledice.[10]

2.3 Neutronska radijacija

Neutron je elektroneutralna čestica mase neznatno veće od mase protona. Možemo ga podeliti u tri kategorije:

- Termalni neutroni su neutroni koji imaju energiju koja odgovara termodinamičkoj ravnoteži okoline. Nema razmene energije između termalnih neutrona i termički pobudjenih atoma iz okoline u kojoj se neutroni nalaze. Možemo im pripisati Maksvelovu raspodelu energije.
- Intermedijalni neutroni su neutroni čiji je energetski opseg od 0.5 eV do 10 eV
- Brzi neutroni su neutroni sa energijom preko 10 eV

Neutronska reakcija predstavlja emisiju neutrona iz nestabilnog jezgra. Najčešće se pojavljuje za vreme atomske fisije i nuklearne fuzije. Pošto su neutralne čestice mogu da prođu duboko unutar materije. U interakciji sa tkivom izazivaju emisiju β i γ radijacije. Za zaštitu od neutronske zračenja se uglavnom koristi voda ili beton.

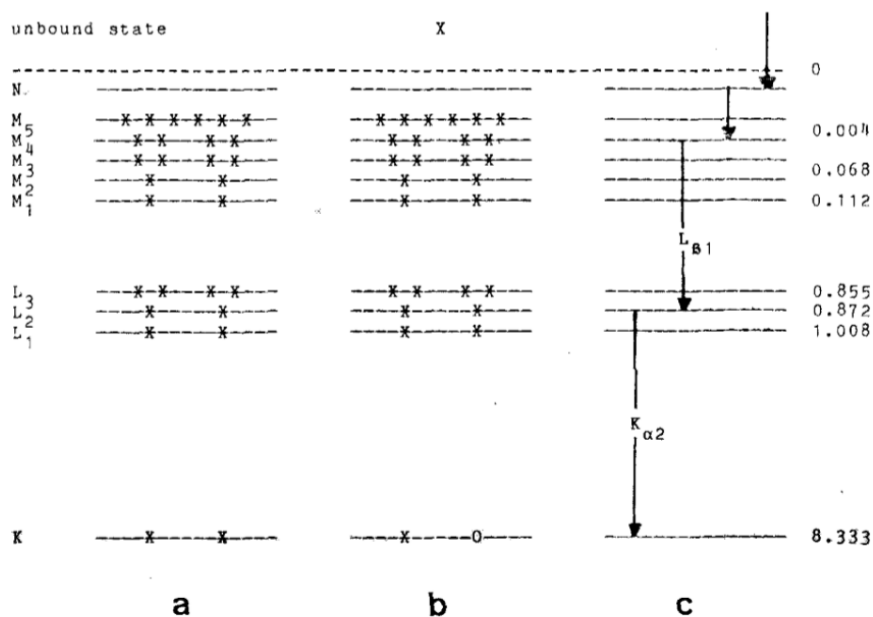
2.4 Gama zračenje

Gama zračenje je elektromagnetno zračenje velike energije. Potiče iz atomskog jezgra i prostire se brzinom svetlosti. Pošto su otkriveni posle alfa i beta čestica dobili su ime gama zraci. Slabijeg su jonizacionog dejstva od beta čestica, ali im je domet veći. Ovaj oblik elektromagnetnog zračenja je najprodorniji i može da prođe kroz ljudsko telo. Prodornost gama zračenja se može redukovati pomoću debelog sloja betona, olova ili vode. Gama zraci imaju najmanju talasnu dužinu u elektromagnetnom spektru. Potiču od interakcija između subatomske čestice kao što su anihilacija čestice i antičestice i u procesu radioaktivnog raspada. Tokom radioaktivnog raspada emituju se alfa i beta čestice, a novonastalo jezgro se može naći u pobuđenom stanju. Ono se viška energije oslobađa i prelazi u osnovno stanje putem emisije gama kvanta. Prilikom emisije gama kvanta važi zakon o održanju energije, te je energija koju gama kvant poseduje jednaka energetskoj razlici jezgra pre i posle emisije. Ova energija može da dostigne vrednost od 2.62 MeV ukoliko je emitovana sa prirodnog radio nuklida. Pošto su energetski nivoi jezgra tačno određeni, energetski spektar gama zračenja je diskretan. [9]

2.5 Rendgensko X zračenje

X zračenje je otkrio nemački fizičar Vilhelm Rentgen 1895. godine. Pokazao je da X zraci ne skreću u električnom i magnetnom polju što znači da nisu naelektrisane čestice u pitanju. Laue kasnije potvrđuje njihovu talasnu prirodu. X zračenje nastaje kada elektroni pri velikim brzinama udare u metal. Dolazi do njihovog naglog zaustavljanja usled sudara, a ukoliko su elektroni imali dovoljno visoku energiju dolazi do izbijanja elektrona iz unutrašnjih ljuski atoma metala. Pošto elektroni naglo usporavaju dolazi do emisije kontinualnog elektromagnetnog zračenja i ono čini spektar zakočnog zračenja. Na unutrašnjim ljuskama metala sa kojih su izbijeni elektroni ostaju prazna mesta. Njih popunjavaju elektroni sa viših energetske nivoa. Dolazi do spuštanja elektrona sa viših energetske nivoa na niže nivoe i ovaj proces je praćen emisijom elektromagnetnog kvanta energije. Ovaj kvant nosi energiju koja je jednaka razlici početnog energetske nivoa na kojem je bio elektron i energetske nivoa na koji je prešao. Ovi prelazi se na spektru vide kao spektralne linije diskretnih vrednosti.

Na slici 1 (a) se vidi raspored energetske nivoa atoma nikla koji se nalazi u osnovnom stanju. Glavni energetske nivoi se nazivaju K, L, M... nivoi. Svi nivoi osim K nivoa imaju ekvidistantne pod nivoe. Elektroni sa ovih nivoa mogu da prime energiju i da budu pobuđeni na neki viši nivo ili da napuste atom. Što su elektroni jače vezani to je potrebno predati im veći iznos energije da bi napustili atom.



Slika 1. Energetske nivoi elektrona u atomu nikla (Ni): (a) elektronska konfiguracija osnovnog stanja; (b) elektronska konfiguracija pobuđenog stanja usled eksitacije K elektrona; (c) postepena deeksitacija atoma

Na slici 1 (b) se vidi slučaj kada je elektron sa K ljuske atoma nikla primio dovoljnu energiju da napusti atom, usled čega na K ljusci ostaje upražnjeno mesto. Ova elektronska konfiguracija je nestabilna i atom teži da je promeni i da se vrati u osnovno stanje. Ovo se ostvaruje nizom sukcesivnih deeksitacija kao što je prikazano na slici 1 (c). Svaka od ovih deeksitacija je praćena emisijom X-zraka energije koja

je približno jednaka razlici početnog i krajnjeg energetskog nivoa elektrona. Mali deo energije biva predat jezgru da se nebi prekršio zakon održanja energije i impulsa.

Postoje još dva vida deeksitacije atoma, Ožeov efekat i Koster-Kronigovi prelazi. U atomu olova kada elektron iz L ljuske popuni prazno mesto na K ljusci najčešće dolazi do emisije K_{α} X-zraka. U retkim slučajevima ne dolazi do emisije X-zraka nego se energija predaje drugom slabo vezanom elektronu koji napušta atom. Ovaj slučaj se naziva Ožeov efekat. Kinetička energija elektrona koji napušta atom je jednaka razlici K_{α} X-zraka i vezivne energije elektrona. Ožeov efekat stvara dodatnu vakanciju u atomu. Na primer ukoliko elektron iz L ljuske popuni upražnjeno mesto u K ljusci tada se vakancija nalazi u L ljusci. Ako usled tog prelaza dođe do emisije elektrona iz M ljuske usled Ožeovog procesa nastaje još jedna vakancija u M ljusci. Ova upražnjena mesta se takođe mogu popuniti Ožeovim procesom te nastaju dodatne vakancije. Popunjavanje ovih vakancija dovodi do kompleksnog niskoenergetskog spektra X-zraka, kao i do emisije elektrona.

Verovatnoća da dođe do emisije X-zraka usled popunjavanja vakancije se naziva doprinos K,L... fluorescencije, oznaka za verovatnoću je $\omega_k, \omega_l \dots$

$$\omega_k = N(X_k)/N_0 \quad (1)$$

$N(X_k)$ je broj emitovanih X_k zraka, a N_0 je broj vakancija na K ljusci. Ukoliko dolazi do emisije X-zraka i elektrona u spektru se javljaju satelitski pikovi u okolini pika koji potiče od X-zraka Ukoliko se ovi satelitski pikovi ne uzmu u obzir može doći do neslaganja inteziteta izmerenih i izračunatih odbroja K_{α} i K_{β} X-zraka.

Kod nekih elemenata iz periodnog sistema može doći do prelaza elektrona sa jednog pod nivoa na drugi pod nivo unutar iste ljuske, prilikom ovih prelaza ne dolazi do emisije X-zraka. Ovi prelazi se nazivaju Koster-Kronigovi prelazi i oni otežavaju određivanje doprinosa fluorescencije za podnivoa koji učestvuju u ovim prelazima. Pošto se Koster-Kronigovi odigravaju između pod nivoa unutar jedne ljuske, oni ne utiču na određivanje ukupnog doprinosa fluorescencije za celu ljusku.

Talasne dužine rendgenskog zračenja su opsegu 10-0,01nm, što približno odgovara području između ultraljubičastog i gama zračenja. Najviše se primenjuju u dijagnostičkoj radiografiji i kristalografiji. Kao i gama zračenje rendgensko zračenje je elektromagnetne prirode, s tim da su X-zraci veće talasne dužine. Razlikuju se i po mestu nastanka, gama zraci potiču iz jezgra dok X-zraci nastaju prilikom elektronskih prelaza u atomskom omotaču. U interakciji sa materijom i elektronima iz materije oni predaju deo ili svu svoju energiju. Ti elektroni napuštaju atome, koji postaju jonizovani, i dalje preko sudara jonizuju druge atome. [11]

3 Interakcija gama zračenja sa materijom

Kvantna elektrodinamika je jedini način da se pravilno opiše interakcija elektromagnetnog zračenja sa materijom. Mehanizmi interakcije elektromagnetnog zračenja su mnogo složeniji od interakcija naelektrisanih čestica. Pošto fotoni nisu nosioci naelektrisanja, oni za razliku od alfa i beta čestica neće interagovati sa elektronima i drugim naelektrisanim česticama putem električnog polja na većim rastojanjima. Interakcije između fotona i jezgra ili elektrona dolazi samo na Komptonovim talasnim dužinama reda veličine $10^{-15}m$ za jezgro i $10^{-12}m$ za elektrone. Fotoni se kreću brzinom svetlosti i ne mogu biti usporeni usled interakcija. Prilikom interakcija fotoni mogu da predaju deo svoje energije i nastavljaju da se kreću sa umanjenom energijom uz promenu pravca kretanja, ili u interakciji gube svu svoju energiju prilikom čega nestaju. Fotoni mogu i da stvore par elektron-pozitron ukoliko poseduju energiju od bar 1022keV. Oni energiju gube samo usled interakcija te im je nemoguće odrediti gubitak energije po jedinici puta ni domet ni dužinu putanje.

Činjenicu da fotoni prilikom interakcije skreću ili nestaju možemo iskoristi da opišemo njihovo prostiranje kroz materiju. Prilikom prolaska usmerenog snopa fotona kroz materiju usled interakcija kao što su fotoelektrični efekat, Komptonovo rasejanje i stvaranje parova dolazi do opadanja broja fotona srazmerno debljini materijala.

$$dN = \sigma N n * dx \quad (2)$$

dN je broj fotona koji nestane prilikom prolaska kroz materijal debljine dx , N je broj upadnih fotona iz snopa, n je broj atoma materijala u jedinici zapremine, a σ je verovatnoća da foton bude uklonjen iz snopa. Proizvod efikasog preseka i broja atoma po jedinici zapremine se naziva linearni atenuacioni koeficijent i označava se sa μ . Nakon integracije se dobija:

$$N = N_0 e^{-\mu x} \quad (3)$$

Linearni atenuacioni koeficijent nosi u sebi informaciju o prolasku gama zračenja kroz materijal i on je različit za svaki materijal. On se takođe razlikuje za isti materijal za različite energije zračenja. [9]

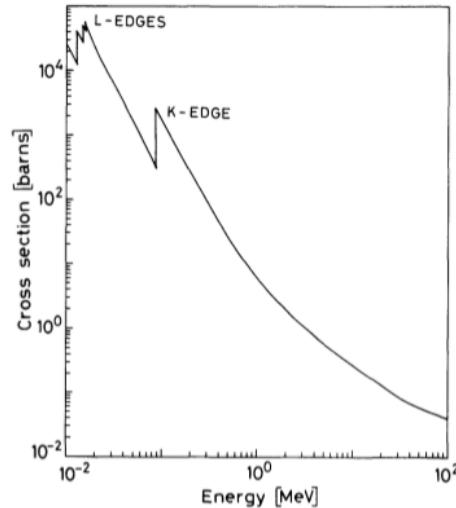
3.1 Fotoefekat

Fotoefekat je proces u kojem svetlost izbija elektrone sa površine metala. Klasična elektrodinamika nije mogla da objasni ovaj efekat i on je ostao ne razjašnjen sve do 1905. godine kada ga je objasnio Albert Ajnštajn. U svom radu Ajnštajn je pokazao da se svetlost može apsorbovati u malim paketima odnosno fotonima. Foton u interakciji sa atomom predaje svu svoju energiju orbitalnom elektronu, koji tada ima dovoljnu energiju da napusti atom. Izbijeni elektron poseduje kinetičku energiju koja predstavlja razliku energije gama zračenja i vezivne enrgije elektrona.

$$E_e = E_f - E_v \quad (4)$$

E_e je kinetička energija slobodnog elektrona, E_f energija koju je posedovao foton pre interakcije, a E_v je energija veze orbitalnog elektrona. Nakon fotoefekta, atom ostaje u pobuđenom stanju, a viška

energije se oslabi na dva načina. Može da dođe do redistribucije energije između preostalih elektrona. Na ovaj način može da dodje do emisije dodatnih elektrona. Deeksitacija na drugi način: upražnjeno mesto koje je ostavio fotoelektron se popunjava sa elektronom sa višeg energetskog nivoa uz emisiju karakterističnog X-zračenja.



Slika 2 Fotoelektrični efikasni presek olova u funkciji energije[12]

Efikasni presek je mera verovatnoće za dešavanje fotoefekta. Fotoefekat se odigrava samo na vezanim elektronima. Na visokim energijama verovatnoća za dešavanje foto efekta je iz razloga što se elektroni ne mogu smatrati dovoljno čvrsto vezanim. Smanjivanjem energije fotona verovatnoća za dešavanje fotoefekta raste. Što je energija fotona bliža energiji veze elektrona smatra se da je elektron čvršće vezan, te je i verovatnoća dešavanja fotoefekta viša. Ukoliko je energija fotona malo niža od vezivne energije elektrona, foton ne može da preda elektronu dovoljnu energiju koja bi mu omogućila da napusti atom, te efikasni presek naglo opada. Na slici 3 se mogu videti lokalni maksimumi tj. K i L pikovi koji se nalaze na energijama koje odgovaraju vezivnim energijama elektrona u atomu. Daljim opadanjem energije fotona efikasni presek ponovo raste i dostiže novi maksimum na vezinoj energiji elektrona koji se nalazi na narednoj energetskoj ljusci. [9], [13]

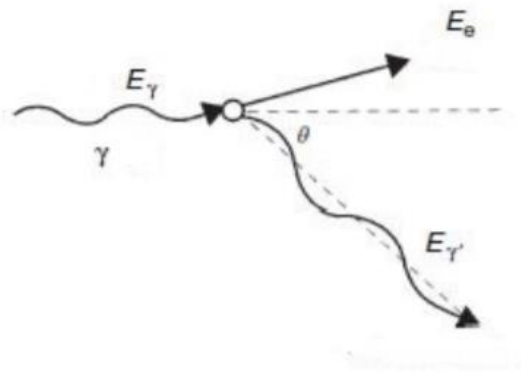
3.2 Komptonovo rasejanje

Kada je energija fotona znatno veća od energije veze orbitalnog elektrona, može se reći da je orbitalni elektron slobodan za foton. Odnosno Komptonovo rasejanje predstavlja direktnu interakciju između fotona i slobodnog elektrona. Foton preda deo svoje energije slobodnom elektronu i nastavlja da se kreće u drugom pravcu sa manjom energijom. Energija rasejanog fotona zavisi od ugla rasejanja i ova pojava se objašnjava kvantne teorije. Komptonovo rasejanje se može opisati kao elastično rasejanje fotona na slobodnom elektronu. Koristeći zakone održanja energije i impulsa dobijamo:

$$E'_\gamma = \frac{E_\gamma}{1 + \frac{E_\gamma}{m_0 c^2} (1 - \cos\theta)} \quad (5)$$

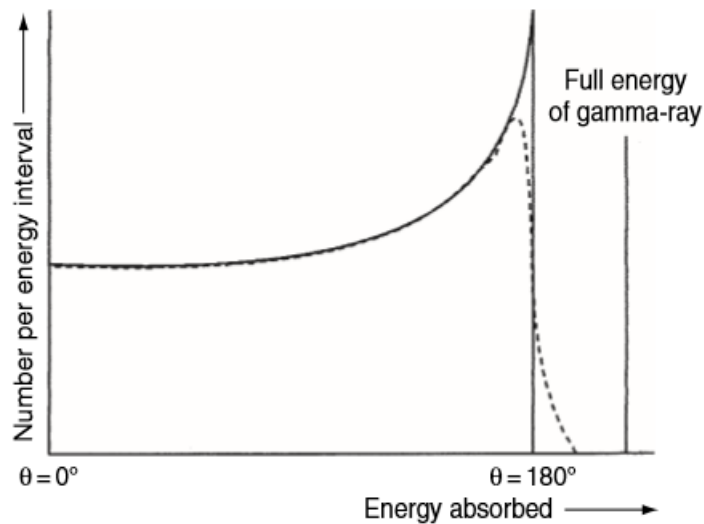
$$E_e = E_\gamma * \left(1 - \frac{1}{1 + E_\gamma(1 - \cos\theta)/m_0 c^2} \right) \quad (6)$$

E_e je energija elektrona nakon interakcije, E_γ je energija upadnog fotona, E'_γ je energija fotona nakon interakcije, m_0 je masa mirovanja elektrona, θ ugao rasejanja.



Slika 3 Rasejanje fotona na slobodnom elektronu[14]

Porastom ugla rasejanja raste i razlika u energijama upadnog i rasejanog fotona. Ukoliko je ugao rasejanja $\theta = 0$, tada je energija elektrona takođe 0 što znači da nije došlo do prenosa energije do detektora. U drugom ekstremnom slučaju $\theta = 180^\circ$ će elektron poprimiti maksimalnu vrednost energije. Ovo se može lepo videti na slici:

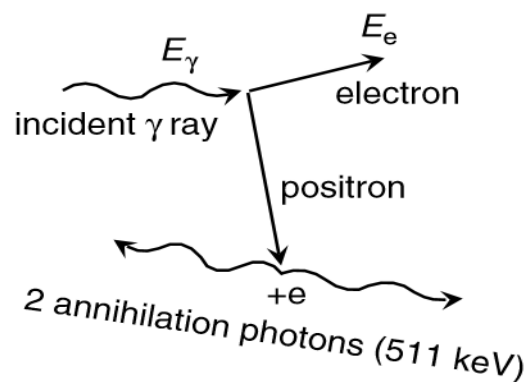


Slika 4. Energija koja je predata apsorberu usled Komptonovog rasejanja i fotoefekta

Efikasni presek Komptonovog rasejanja se dobija integracijom po svim mogućim uglovima rasejanja. Dobija se komplikovan izraz koji se u praksi uprošćava $\sigma \sim 1/E_\gamma$. To znači da se verovatnoća Komptonovog efekta smanjuje sa porastom energije fotona. Izraz za atenuacioni koeficijent Komptonovog rasejanja: $\mu_{cs} = constant \times \sigma \times f(E_\gamma)$. Treba imati na umu da je verovatnoća Komptonovog rasejanja na datoj energiji fotona skoro nezavisna od atomskog broja materijala, ali je strogo zavisna od njegove gustine. [9], [13]

3.3 Nastajanje para elektron-pozitron

Do nastajanja para elektron-pozitron dolazi usled interakcije između gama zračenja sa celim atomom. Proces se odigrava u Kulonovom polju jezgra, gde dolazi do konverzije gama zračenja u elektronsko-pozitronski par. Da bi se ovaj proces odigrao energija gama zračenja mora imati najmanje energiju od 1022keV. Ta energija predstavlja ukupnu masu mirovanja elektrona i pozitrona koja iznosi 511 keV za obe čestice. Ukoliko gama zračenje ima energiju preko 1022 keV, tada elektron i pozitron podele taj višak u vidu kinetičke energije. Par gubi svoju energiju u detektoru i usporava. Kada elektron ili pozitron dostignu termalne energije oni će se sudariti sa svojom antičesticom i doći će do anihilacije. Elektron i pozitron nestaju uz emisiju dva fotona energije 511 keV. Proces anihilacije se odigrava oko 1 ns nakon kreacije para, a pošto je detektoru potrebno nekoliko stotina ns da detektuje električni naboj, možemo smatrati da se kreacija i anihilacija odigravaju istovremeno.



Slika 5. Mehanizam produkcije parova

Efikasni presek interakcije σ , zavisi od energije E_γ fotona i rednog broja atoma Z , $\sigma \propto Z^2 f(E_\gamma, Z)$. Koeficijent atenuacije za produkciju parova je sličan onom za fotoefekat. Pošto je efikasni presek srazmeran energiji to znači da će i koeficijent atenuacije brzo rasti sa porastom energije te će biti dominantan na energijama većim od 10MeV što se može videti na slici 7. [13]

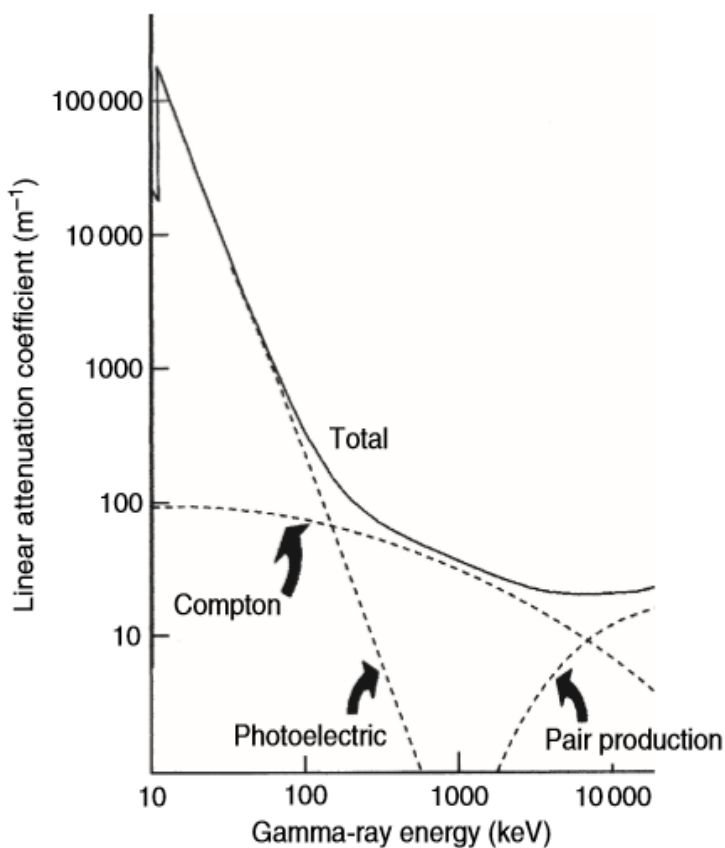
3.4 Atenuacioni koeficijent u funkciji energije fotona

Linearni atenuacioni koeficijent je proizvod broja atoma po jedinici zapremine posmatranog materijala i ukupnog efikasnog preseka za uklanjanje fotona iz snopa zračenja:

$$\mu = n * \sigma \quad (7)$$

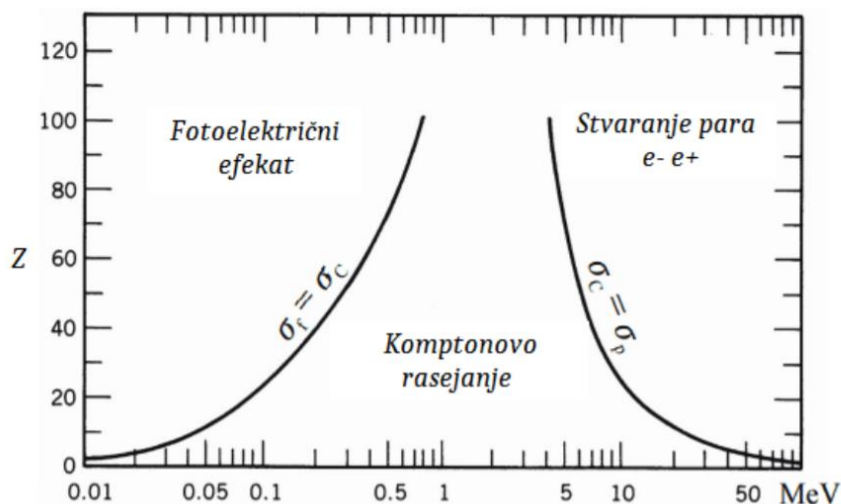
Efekte koji uklanjaju fotone iz snopa su fotoefekat, Komptonovo rasejanje i proces produkcije parova. Ukoliko je ukupan efikasni presek za uklanjanje fotona iz snopa zbir efikasnih preseka ova tri procesa, možemo napisati sledeću jednačinu koja opisuje linearni atenuacioni koeficijent nekog materijala [9]:

$$\mu = n * \sigma_{fe} + n * \sigma_{Com} + n * \sigma_{par} \quad (8)$$



Slika 6. Zavisnost linearnog atenuacionog koeficijenta od energije

Verovatnoća interakcije je izražena linearnim atenuacionim koeficijentom koji zavisi od veličine interagujućeg atoma. Koeficijent atenuacije raste sa porastom atomskog broja. Kriva na slici 6 predstavlja sumu nekoliko efekata interakcije koji se odvijaju na različitim energijama. Na niskim energijama su prisutni fotoefekat i Komptonovo rasejanje, stimate da je fotoefekat dosta dominantniji. Može se uočiti oštar pik koji potiče od foto efekta na K ljusci atoma. Sa porastom energije dolazi do opadanja efikasnog preseka za fotoefekat, a stimate i do opadanja ukupnog linearnog atenuacionog koeficijenta. U srednjem intervalu energija je dominantno Komptonovo rasejanje, a ukupan atenuacioni koeficijent i dalje opada. Konačno na višim energijama od 1022 keV dolazi do produkcije parova elektron-pozitron. Ovo je dominantan proces na višim energijama i imamo porast vrednosti linearnog atenuacionog koeficijenta sa porastom energije. [13]



Slika 7. Relativna zastupljenost sva tri procesa interakcije gama zračenja sa materijom[1]

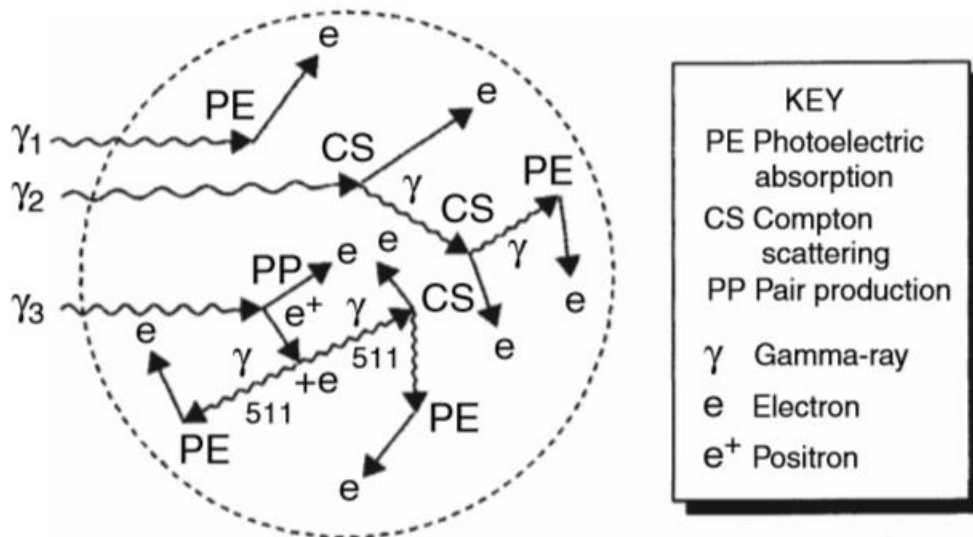
Na slici 7 su orijentaciono prikazane oblasti rednih brojeva materijala i energije na kojima se odvijaju sva tri procesa interakcije gama zračenja sa materijom. Na nižim energijama dominira fotoefekat, u srednjoj oblasti dominira Komptonovo rasejanje, a na energijama od višim od 1022 keV dominantan je proces produkcije parova. [9]

3.5 Interakcije unutar detektora

Unutar detektora dolazi do interakcije između gama zračenja i detektorskog materijala. Radijacija i čestice interaguju sa atomima detektorskog materijala i pritom ih jonizuju. Kao posledicu dobijamo transfer energije gama zračenja na elektrone ili na elektron i pozitron u slučaju nastajanja parova. Energija koju dobijaju nastale čestice varira od vrednosti bliskih nuli do cele energije gama zračenja. Ove Naelektrisane čestice mogu da se prikupe i da izazovu električni signal. Za detekciju gama zračenja se oslanjamo na interakcije koje prenose energiju gama zračenja elektronima koji se nalaze u detektoru. Ovi elektroni se oslobadaju viška energije tako što jonizuju ili ekscituju atome unutar detektorskog medijuma. Dolazi do formiranja velikog broja parova elektrona i šupljina. Elektroni nastali u primarnoj interakciji mogu da jonizuju druge atome i da stvore sekundarne parove elektrona i šupljina. Njihov broj je srazmeran energiji koju poseduju elektroni koji su nastali u primarnoj interakciji. [13]

3.5.1. Veoma veliki detektor

Ovaj detektor je toliko velik da možemo smatrati da on nema spoljašnju površinu. Dektor se bombarduje sa velikim brojem fotona iste energije, koja je veća od 1022 keV da bi mogli uzeti u obzir i kreaciju parova. Pošto je detektor velik smatramo da će svaki gama zrak interagovati sa jednim od tri pomenuta procesa.

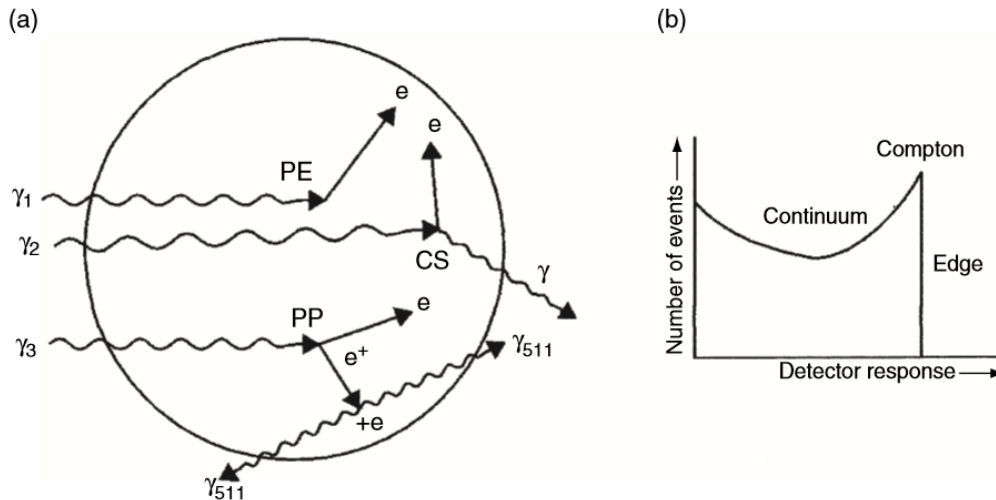


Slika 8. Primer istorijata interakcija fotona u veoma velikom detektoru

Pri odigravanju fotoefekta dolazi do apsorpcije fotona i do emisije fotoelektrona i Ožeovog elektrona u nekim slučajevima, koji međusobom dele ukupnu energiju gama fotona. Svaki gama zrak koji deluje na ovaj način će predati svu svoju energiju, a pošto svi gama zraci imaju identičnu energiju izazva će istu reakciju unutar detektora. Pri Komptonovom rasejanju dolazi do interakcije fotona i slobodnog (ili slabo vezanog) elektrona. Foton se rasejava pod uglom θ , pri čemu je deo energije fotona preda elektronu. Rasejani gama zrak može da doživi više sukcesivnih Komptonovih interakcija, pri kojima se uvek menja pravac fotona i smanjuje se njegova energija. Eventualno će se njegova energija smanjiti do te mere da će se odigrati fotoefekat i sva energija fotona će se utrošiti na emisiju fotoelektrona. Ukupna energija gama zraka će biti predata slobodnim elektronima i fotoelektronima. Pošto se sve navedene interakcije odvijaju mnogo brže od nego što detektor može da prikupi naelektrisanje, možemo smatrati da su svi primarni elektroni koje registruje detektor emitovani u istom trenutku i oni sadrže celokupnu energiju gama zračenja. Prilikom stvaranja parova elektron-pozitron celokupna energija gama zračenja će biti podeljena između elektrona i pozitrona. Elektron i pozitron gube energiju jonizujući okolne atome (stvaraju se parovi elektron-šupljina). Kada energija pozitivna dostigne termalne vrednosti dolazi do anihilacije pri čemu se emituju dva gama zraka energije 511 keV. Ovi zraci doživljavaju niz Komptonovih rasejanja i eventualno fotoelektričnu apsorpciju. To znači da se celokupna energija gama zraka apsorbuje u detektoru. Iako svaki gama zrak doživljava drugačije interakcije unutar detektora krajnji rezultat je isti, oni predaju svu svoju energiju česticama unutar detektora i reakcija detektora na gama zrake iste energije će biti ista. Zbog ovoga očekujemo da će se gama spektar za ovakav detektor sastojati od samostalnih pikova koji odgovaraju individualnim gama zracima koje je emitovao izvor. Ti pikovi bi se zvali fotopikovi jer potiču od fotoefekta. Medjutim u totalnoj apsorpciji učestvuju i procesi Komptonovog rasejanja i proces stvaranja parova te koristimo izraz pun energetski pik kao naziv za pikove u spektru.[13]

3.5.2. Veoma mali detektor

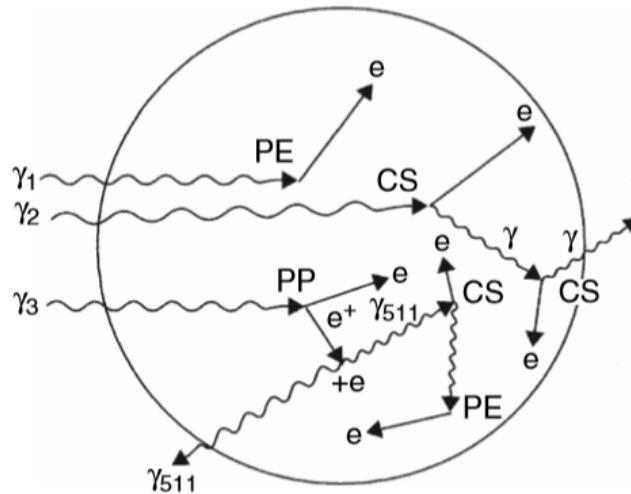
Veoma mali detektor definišemo kao detektor u kome se može odigrati samo jedna interakcija. U ovom detektoru će samo fotoefekat prouzrokovati celokupnu apsorpciju energije i samo on će učestvovati u formiranju punog energetskog pika. Kao što se može videti na slici svi zraci koji se rasejavaju Komptonovim rasejanjem će se rasejati samo jednom i samo će jedan elektron primiti deo energije gama zraka. Rasejani foton napušta detektor i odneće sa sobom svu preostalu energiju koju poseduje. Gama spektar će poprimiti oblik Komptonovog kontinuuma na onoj gore *slici 9(b)*, ali Komptonovo rasejanje neće učestvovati u formiranju *full energy pika*. Energija koja bi bila apsorbovana u procesu stvaranja parova bi bila ograničena na kinetičku energiju elektrona i pozitrona pošto bi nakon anihilacije oba gama zraka napustila detektor bez interakcije. Ovaj pik se zove *double escape peak* i nalazi se 1022 keV ispod *full energy pika* i on bi bio jedini doprinos interakcije stvaranja parova.



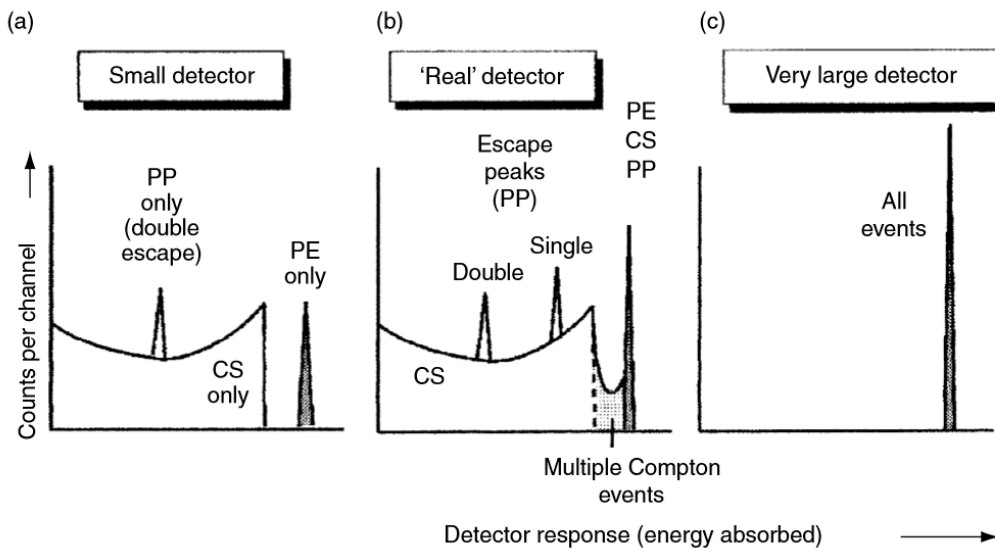
Slika 9. (a) Istorija interakcija u veoma malom detektoru; (b) Odbroj Komptonovih interakcija u detektoru

3.5.3. Realan detektor

Realan detektor predstavlja slučaj između veoma malog i veoma velikog detektora. Očekuje se da će neke od interakcija Komptonovog rasejanja i nastajanja parova biti praćeni totalnom apsorpcijom ili većom parcijalnom apsorpcijom rezidualnog gama zračenja. Na *slici 10* možemo videti dodatne mogućnosti odigravanja procesa u detektoru. Moguće je da se gama zrak nekoliko puta raseje Komptonovim rasejanjem pre nego što napusti detektor. U spektru ova dodatna Komptonova rasejanja možemo primetiti u nekim slučajevima između Komptonove ivice i punog energetskog pika. Njih nazivamo višestruki Komptonovi događaji. Ukoliko je energija fotona preko 1022 keV odigravaju se procesi nastanka parova elektron-pozitron. Nakon anihilacije može se desiti da jedan gama zrak potpuno bude apsorbovan dok drugi napušta detektor. U spektru možemo videti pik energije 511 keV koji predstavlja apsorbovani foton koji potiče iz anihilacije. Ovaj pik se naziva *single escape pik*. [13]



Slika 10. Moguće interakcije gama zračenja u realnom detektoru



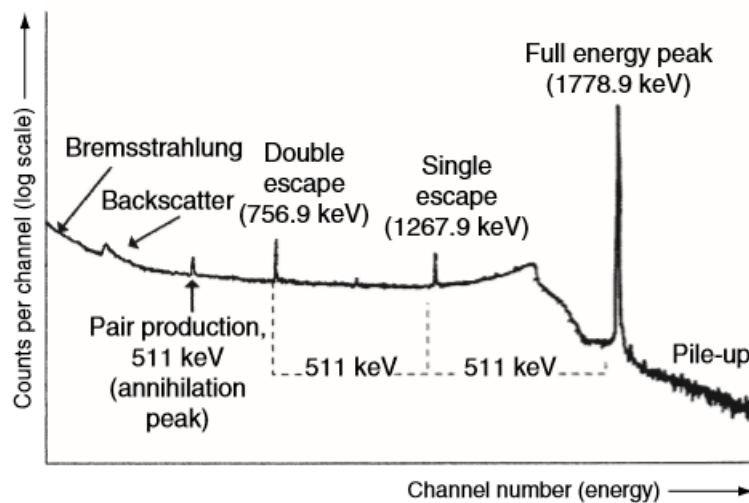
Slika 11 Očekivani spektri za detektore različitih dimenzija: (a) veoma mali detektor; (b) realan detektor; (c) veoma velik detektor

Na slici 11 možemo videti gama spektar sva tri detektora. Što je veći detektor to se više gama zrakova može apsorbovati te su puni energetske pikove veći. U spektru veoma velikog detektora imamo samo pune energetske pikove, kojima doprinose sve interakcije. Oni korespondiraju svim gama zracima koje emituje izvor. U spektru realnog detektora se pored punog energetske pika pojavljuju i drugi oblici koji su posledica nepotpune apsorpcije gama zraka. Ukoliko se izgubi tačno određena vrednost energije dolazi do pojave novih pikova u spektru, a ukoliko dolazi do nasumičnih gubitaka u spektru se nalazi kontinuum. Stepenn nepotpune apsorpcije zavisi od fizičke veličine detektora i energija gama zračenja. Veća veličina detektora znači da je gama zracima na raspolaganju veći prozor za detekciju višestrukih rasejanja. Niže

energije gama zračenja doprinose većoj verovatnoći za odigravanje fotoefekta, a samim tim i većoj verovatnoći da će doći do potpune apsorpcije.[13]

3.6 Interakcije sa zaštitom

Na spektru se pojavljuju odbroji koji nisu posledica interakcije gama zračenja sa detektorom. Na energijama višim od *full energy pika* očekujemo samo detekciju zračenja iz okoline, koja je uvek prisutna. Detekcija dodatnih odbroja je posledica dolaska više gama zraka do detektora istovremeno. Na *slici 12* se mogu videti odbroji iznad energije *full energy pika* i oni su posledica nasumičnog sumiranja (nagomilavanja). Ovo je objasnjeno statističkom verovatnoćom da se dva gama zraka istovremeno detektuju. Svi ostali odbroji u spektru mogu biti pripisani neizbežnoj interakciji gama zraka iz izvora sa okruženjem detektora kao što je zaštita, detektorska kapa, držač izvora itd.



Slika 12. Primer spektra aluminijuma

Najproblematičnije fotoelektrične interakcije su interakcije sa zaštitom (najčešće olovom). Fotoelektrična apsorpcija je praćena emisijom karakterističnih X-zraka. Postoji visoka verovatnoća da će neki X-zraci napustiti zaštitu i biti detektovani od strane detektora. Na spektru se mogu detektovati pikovi X-zraka u intervalu od 70-85 keV. Ovi pikovi predstavljaju problem pri merenju gama zračenja niskih energija. Ovaj problem može da se izbegne uvodjenjem slojevite zaštite. Zaštitni sloj olova je obložen slojem kadmijuma koji apsorbuje X-zrake iz olova što dovodi do nove emisije X zraka iz kadmijuma. Njih možemo apsorbovati slojem bakra, čiji su X-zraci energije 8-9 keV. Ta energija je isuviše mala da bi nam predstavljala problem. Značajan broj X-zraka će doživeti Komptonovo raseje pod velikim uglom na zaštiti detektora. Oni se mogu videti na *slici 12* i zovu se *backscatter*. *Backscattered* zraci imaju energetski opseg 200-300 keV i odgovorni su za formiranje pikova nepravilnog oblika u ovom energetskom ospegu na gama spektru. Moguće je da dodje do nastanka para elektron-pozitron u okolini detektora. Anihilacija je praćena emisijom dva gama zraka energije 511 keV u suprotnim smerovima. Može se desiti da jedan od ta dva gama zraka napusti zaštitni sloj i da dođe do detektora. Detektovani fotoni su energije 511 keV i na toj energiji formiraju anihilacioni pik u gama spektru. Postoji još jedan kontinualni deo spektra koje se naziva *Bremstahlung*. Kada naelektrisana čestica interaguje sa drugom naelektrisanom česticom i pritom usporava, a njena energija se smanjuje. Usporavanje je praćeno emisijom elektromagnetnog zračenja koje se zove

Bremstrahlung. On je prisutan gde god postoji izvor β -zračenja i superponiran je na gama spektar. Ovo je od velikog značaja ukoliko je energija β -čestica mnogo veća od 1 MeV. Prisustvo ovog oblika zračenja dovodi do značajnog povećanja pozadinskog pika na niskim energijama i doprinosi do snižavanja preciznosti merenja. Da bi umanjili apsorpciju β -čestica na detektoru možemo postaviti jedan apsorpcioni sloj u blizini izvora. Nažalost ovaj sloj će apsorbovati i gama zrake niskih energija, ali pozitivni doprinos ovog apsorbera je mnogo veći od negativnog te se često koristi u praksi. Da bi minimizirali apsorpciju nisko energetske gama zračenja koristimo apsorber niskog atomskog broja Z kao što je berilijum. [13]

4 Gama spektrometrija

Za ispitivanje radioaktivnosti se najčešće koriste gama spektrometrijske metode sa poluprovodničkim detektorima. Poluprovodničke detektore karakteriše visoka rezolucija signala što dovodi do brze identifikacije i kvantitativnog određivanja velikog broja uzoraka, kao i precizno određivanje njihove aktivnosti. Upadna energija gama zračenja se konvertuje u električne signale različite visine koji se obrađuju pomoću specijalnih spektrometrijskih sistema (nuklearne elektronike), a kao rezultat se dobija energetska spektar. Proučavanje ovako dobijenog spektra je najbolji način da se izuči struktura pobuđenih stanja nukleusa. Poznavanje osobina pobuđenih nivoa je od krucijalnog značaja za kalkulacije bazirane na nekom nuklearnom modelu. Prednost gama spektrometrije u odnosu na druge metode je u tome što je priprema uzorka jednostavna i ne dolazi do nikakve hemijske promene unutar uzorka tokom merenja. Gama spektroskopija je najefikasniji, najprecizniji i najlakši način da se dođe do informacija o pobuđenim stanjima jezgra. Informacije koji nam daju eksperimenti gama spektroskopije su sledeći:

1. Spektar gama zraka nam pokazuje energije i intezitete prelaza
2. Koincidentna merenja nam daju informacije između kojih stanja se odigravaju prelazi
3. Merenje unutrašnjih konverzionih koeficijenata nam daje informaciju o karakteru zračenja i informacije o spinovima i parnosti početnih i krajnjih stanja.
4. Apsolutne verovatnoće prelaza možemo izračunati merenjem poluživota energetskih nivoa.

Ukoliko nam je poznata aktivnost uzorka A i konstanta radioaktivnog raspada λ ili period polu-raspada T , moguće je izračunati broj radiaktivnih jezgara u uzorku N .

$$A = N\lambda = N \frac{\ln 2}{T} \quad (9)$$

Da bi gama spektroskopski metod bio adekvatno odrađen potrebno je pravilno pripremiti uzorak, izvršiti kalibraciju efikasnosti, odraditi merenje, obraditi podatke i podneti izveštaj o rezultatima merenja. Pripremanje. Da bi se dobili reprezentativni rezultati prilikom merenja uzorka potrebno je dobro odrediti efikasnost detektora i postaviti odgovarajuću aktivnu i pasivnu zaštitu oko detektora da bi se smanjilo izlaganje detektora nepoželjnom pozadinskom zračenju. Pozadinsko zračenje ili fon obuhvata sve prirodne i veštačke radionuklide iz okoline detektora, kao i kosmičko zračenje. Pasivnu zaštitu čini sloj teških metala sa visokim atomskim brojem poput olova, jer olovo ima visoki atenuacioni koeficijent i smanjuje intenzitet zračenja iz okoline koje dolazi do detektora. Aktivna zaštita podrazumeva koincidentni i antikoincidentni režim rada sa detektorom, a služi za eliminisanje fona koji je prouzrokovan kosmičkim zračenjem. U praksi su najbolji sistemi zaštite koji predstavljaju kombinaciju ova dva tipa zaštite. [11], [13], [15], [16]

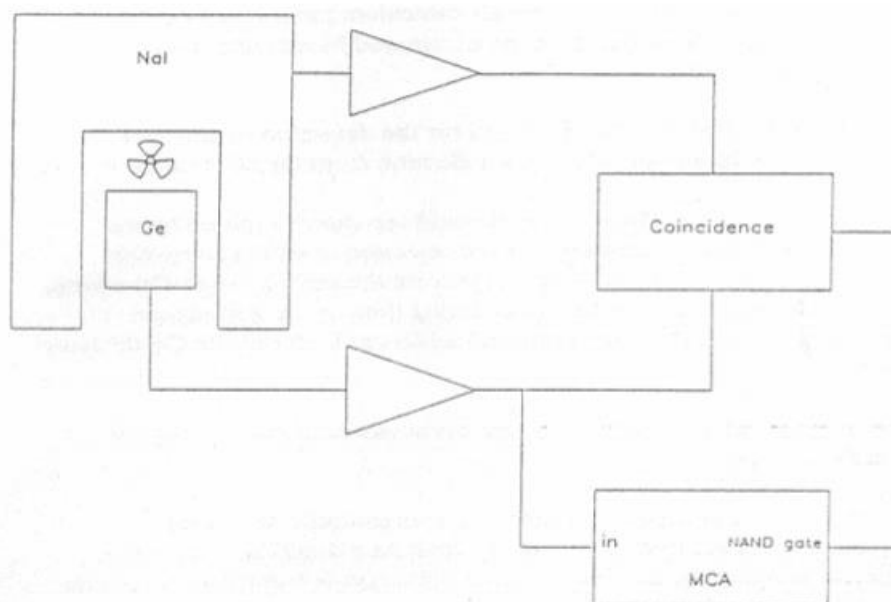
5 Aktivna zaštita germanijumskih detektora

Aktivna zaštita predstavlja korišćenje koincidentnih i antikoincidentnih tehnika u cilju odbacivanja nepoželjnih fonskih impulsa iz spektra. Ovde će biti navedene tri vrste aktivne zaštite:

1. Spektrometar sa potiskivanjem Komptonovih događaja za redukciju Komptonovog kontinuuma
2. Par-spektrometar za potiskivanje Komptonovog kontinuuma, fotopika i *single escape pika* gama zraka visoke energije
3. Detektorski sistem sa veto detektorima za redukciju doprinosa visokoenergetskog kosmičkog zračenja fonu

5.1 Spektrometar sa potiskivanjem Komptonovih događaja

Ukoliko se upadni gama kvant raseje u aktivnoj zapremini detektora i nakon toga napusti detektor, on ostavlja za sobom mali deo svoje energije koji predstavlja kontinualni deo spektra i naziva se Komptonov kontinuum. Na *slici 13* je prikazan sistem za potiskivanje komptonovih događaja. Germanijumski detektor je okružen aktivnim štitom (NaI scintilatorski detektor). Gama emiter (izvor zračenja) se postavlja između Germanijumskog detektora i njegove aktivne zaštite. Ceo sistem se postavlja unutar pasivne zaštite da bi se detekcija fonskih događaja svela na minimum.



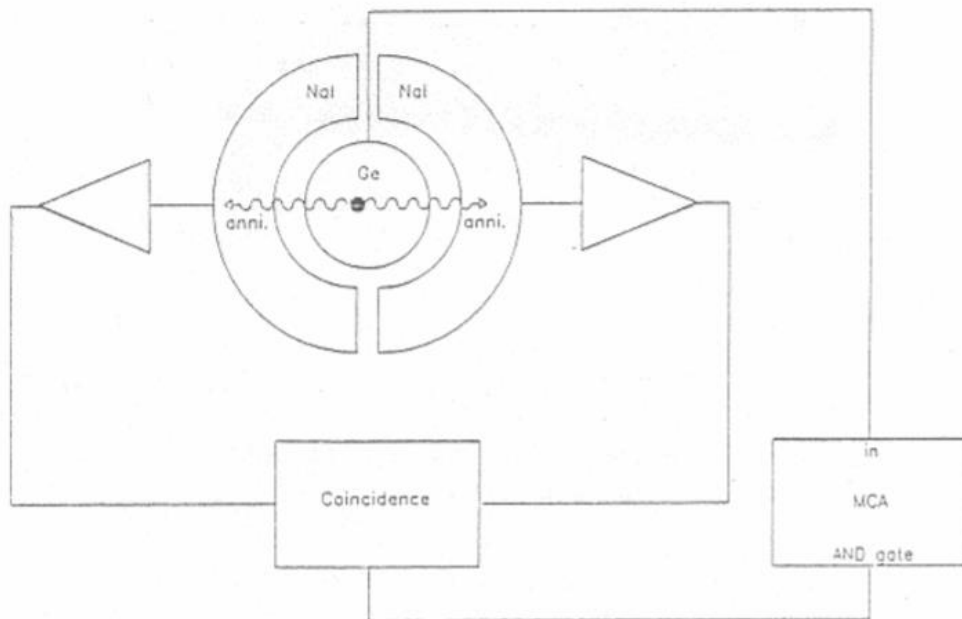
Slika 13. Šematski prokaz sistema za potiskivanje rasejanih fotona[17]

Ukoliko možemo da detektujemo rasejani gama kvant scintilatorskim detektorom, moguće je iskoristiti koincidentni signal između ova dva detektora za potiskivanje signala Ge detektora. Ovaj sistem doprinosi da se u Ge spektru odnos foto pika i Komptonovog kontinuuma znatno uveća, te je moguće detektovati dodatne fotopikove slabog inteziteta. Čestice visoke energije koje spolja dopiru do Ge detektora, kao što

je kosmičko zračenje ili čestice iz radioaktivnog okruženja, moraju da prođu i kroz scintilacioni detektor, gde generišu signal. To nam omogućava da odbacimo odgovarajuće koincidentne događaje u Ge detektoru. Treba voditi računa da je prikupljanje svetlosti u scintilacionom detektoru mnogo brži proces od prikupljanja naelektrisanja u Ge detektoru. Potrebno je uvesti kolo za kašnjenje u granu za obradu signala iz scintilacionog detektora. Najznačajniji faktor sistema je faktor Komptonovog potiskivanja, koji opisuje za koliko se redukuje Komptonov kontinuum u aktivnom modu. On opada sa debljinom apsorbera između Ge i scintilacionog detektora. Zato kapa Ge detektora i mrtvi sloj treba da budu što tanji. Glavni nedostatak ovog sistema predstavlja odbacivanje događaja koji daju doprinos *full energy piku* u slučaju kad šema raspada sadrži kaskadne prelaze. Odbacivanje jednog događaja is kaskade se okida drugim događajem u kaskadnom prelazu. [17]

5.2 Par-spektrometar

Par-spektrometar doprinosi redukciji Komptonovog kontinuumu i neželjenog fonskog zračenja u slučaju analize visoko energetske gama zrake. Visoko energetski gama zraci su energije preko 2000 keV i uglavnom potiču iz interakcije neutrona sa metom. Foto pik i *single escape* pik će biti potisnuti, a samo će *double escape* pik koji potiče od posmatranog gama zraka biti registrovan od strane detektora. Na slici 14 se može videti detektorski sistem koji se koristi. Dva anihilaciona fotona emitovana u suprotnim smerovima, pod uglom od 180°, se detektuju u angularnom detektoru NaI koji se sastoji iz dva segmenta i koji okružuje Ge detektor. Koincidentni uslovi su postavljeni između ova dva anihilaciona kvanta sa jedne strane i *double escape* pika sa druge strane tako da se registruju samo oni impulsi Ge detektora koji odgovaraju *double escape* piku. Tako se odbacuju fotopik, Komptonovi događaji i *single escape* događaji. [17]

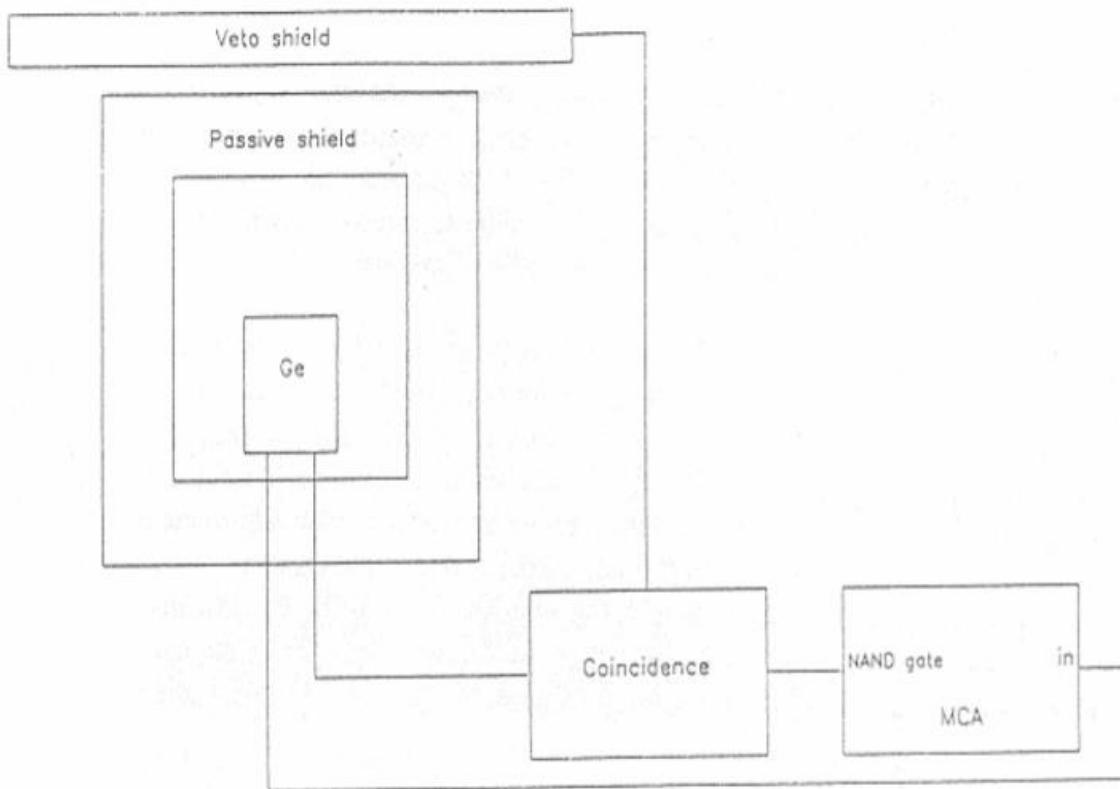


Slika 14. Šematski prikaz par-spektrometra[17]

Umesto scintilacionih NaI detektora koji okružuju Ge detektor mogu se upotrebiti BGO detektori (bizmut germanat $\text{Bi}(\text{GeO}_4)_3$). U poređenju sa NaI detektorom BGO detektor ima nizak svetlosni prinos, ali njegova gustina je veća, te ima znatno veću zaustavnu moć.[17]

5.3 Detektorski sistem sa veto detektorima

Deo fona u spektru potiče i od visokoenergetskih čestica kosmičkog zračenja koje prodiru do aktivne zapremine detektora. Da bi se ovaj fon umanjio postavlja se aktivni veto detektor (plastični scintilator) koji okružuje Ge detektor i njegovu pasivnu zaštitu. Na slici 15 se može videti postavka ovog detektorskog sistema.



Slika 15. Šematski prikaz kosmičkog veto štita[17]

Svaka šestica koja dolazi do Ge detektora je interagovala i sa veto detektorom te svi koincidentni impulsi između Ge detektora i scintilatora mogu biti eliminisani pomoću antikoincidentnog kola. Veto detektor mora biti adekvatno postavljen sa spoljne strane pasivnog štita da na njega ne bi dospeli fotoni koje emituje uzorak. Kad bi fotoni sa uzorka dospeli na veto detektor došlo bi do odbacivanja koincidentnih gama zraka i dobili bi smo deformisan gama spektar. U idealnom slučaju na veto zaštitu ne bi trebalo da dospeju ni fotoni iz okruženja. Previše veto događaja bi redukovalo živo vreme Ge detektora zbog velikog broja slučajnih koincidencija između Ge i veto detektora. Mrtva vremena po veto događaju iznose nekoliko desetina μs i ona doprinose redukovanju zakasnelih fonskih komponenti. [17]

6 Kalibracija efikasnosti

Ukoliko izvor emituje gama zračenje izotropno pod uglom od 4π stradijana, neće svi zraci doći do detektora iz razloga što detektor zauzima mali prostorni ugao. Kada se ustanovi broj upadnih gama zraka koje stižu u detektor potrebno je odrediti njihov broj koji će interagovati sa detektorom. Gama zračenje mora da pretrpi značajnu interakciju unutar detektora da bi detekcija bila moguća. Interakcija gama zračenja sa aktivnom zapreminom detektora zavisi od faktora kao što su energija gama zračenja i struktura detektora. Ovo zračenje može da pređe velike razdaljine bez interakcije tj. neće svi upadni gama zraci biti detektovani. Potrebno je definisati efikasnost detektora koja će povezati broj upadnih i broj detektovanih gama zrakova. Postoji više definicija efikasnosti koje se često koriste u gama spektrometriji kao što su [1], [14], [18], [19]:

- Kada koristimo termin **relativna efikasnost** mi zapravo govorimo o tome koliko je naš detektor efikasan pri detekciji gama zraka energije 1332 keV koji potiču od ^{60}Co u odnosu na *Nal* scintilacioni detektor. Relativna efikasnost može da bude i preko 100%, jer HGPe detektori mogu da detektuju mnogo više događaja od *Nal* detektora.
- **Apsolutna efikasnost pika pune energije** („*absolute full energy efficiency*“) je odnos površine pika na određenoj energiji i broja gama zraka koje emituje izvor i zavisi od geometrije izvor-detektor. Ova efikasnost se koristi za određivanje aktivnosti radionuklida u izvoru.
- **Apsolutna totalna efikasnost** predstavlja odnos odbroja na bilo kom mestu u spektru i broja gama zraka emitovanih iz izvora. Uzima u obzir „*full energy*“ pik i sve nepotpune apsorpcije predstavljene Komptonovim kontinuumom.
- **Sopstvena efikasnost** je odnos odbroja u spektru i broja gama zraka koji dodju u dodir sa detektorom. Može se definisati kao sopstvena efikasnost „*full energy*“ pika ili kao totalna sopstvena efikasnost. Sopstvena efikasnost je osnovni parametar detektora i nezavisna je od geometrije izvor-detektor. [13]

Najčešća podela efikasnosti je na dve klase apsolutnu i sopstvenu. Apsolutna efikasnost se može izraziti kao:

$$\varepsilon_{aps} = \frac{\text{broj registrovanih događaja}}{\text{broj fotona emitovanih od strane izvora}}, \quad (10)$$

a sopstvena efikasnost se definiše kao:

$$\varepsilon_{sop} = \frac{\text{broj registrovanih događaja}}{\text{broj fotona koji su dospeli do detektora}} \quad (11)$$

Veza između ove dve veličine je:

$$\varepsilon_{sop} = \varepsilon_{aps} * \varepsilon_{geo}, \quad (12)$$

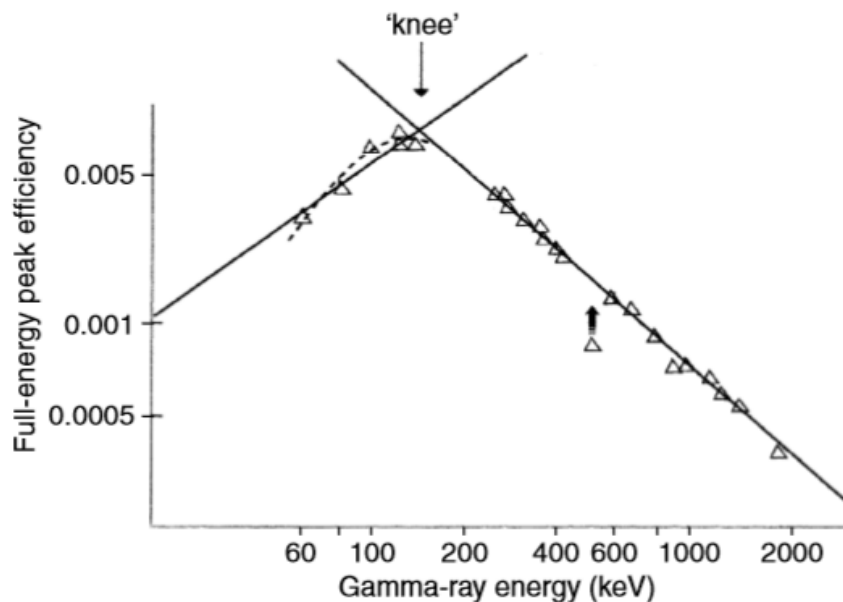
gde je $\varepsilon_{geo} = 4\pi/\Omega$ i on predstavlja geometrijski faktora za izotropne izvore, a Ω je efikasni prostorni ugao koji zauzima detektor u odnosu na izvor. [18], [20]

6.1 „Full energy peak efficiency“

Najčešće se kalibracija efikasnosti detektora vrši eksperimentalno. Ovaj metod podrazumeva korišćenje kalibracionih izvora, precizniji je i lakši za upotrebu u većini slučajeva od simulacionih metoda. Efikasnost detektora na određenoj energiji se računa kao odnos odbroja događaja detektovanih u detektoru koji čine pik i broja emitovanih gama zraka od strane izvora. Izraz za ovaj parametar je sledeći:

$$\varepsilon = N / A \times P_{\gamma} \times t \quad (13)$$

U ovom izrazu N predstavlja odbroj „full energy“ pika u sekundi, A je aktivnost izvora, a P_{γ} je verovatnoća da dođe do emisije gama zraka energije na kojoj se nalazi pik, a t je vreme merenja. U većini slučajeva kalibracioni izvor radionuklida kojeg posmatramo nije dostupan te koristimo kalibracioni izvor koji imamo. Pri odabiru kalibracionog izvora bitno je da emituje gama zračenje na energijama koje su bliske energijama koje emituje izvor zračenja koji treba da ispitamo. Koristeći jednačinu dobijamo efikasnosti za energije gama zračenja koje emituje kalibracioni izvor. Te vrednosti fitujemo i dobijamo krivu efikasnosti.[11]



Slika 16. Kriva efikasnosti za koaksijalni detektor p-tipa. Tačka ispod krive predstavlja anihilacioni pik na 511 keV

Na slici 16 možemo videti krivu efikasnosti na logaritamskoj skali na kojoj je prikazan odnos efikasnosti i energije gama zračenja. Efikasnost je približno linearno srazmerna energiji u širokom energetsom opsegu od 130 do 2000 keV. Ispod 130 keV efikasnost opada zbog apsorpcije u mrtvom sloju detektora i u poklopcu detektora. Pri energijama preko 3000 keV funkcija efikasnosti opada brže nego što je predstavljeno linearnom funkcijom. U nekim slučajevima linearna zavisnost efikasnosti na logaritamskim skalama ne daje zadovoljavajuće rezultate te je zavisnost efikasnosti od energije potrebno predstaviti nekim kompleksnijim funkcijama. Te funkcije pronalazimo pomoću programa kao što je Table

curve. Na *slici 16* se može videti da je za anihilacioni pik na energiji od 511 keV, vrednost efikasnosti manja od predviđene sa kalibracionom krivom. To je posledica anihilacije pozitrona izvan zapremine izvora. Ovaj energetski pik se iz tog razloga ne uzima u obzir prilikom kalibracije efikasnosti. Na kvalitet kalibracionog spektra utiču razni eksperimentalni uslovi. U idealnom slučaju koristili bi tačkaste izvore koji emituju jedan gama zrak sa malim odbrojem i udaljenost između izvora i detektora bi bila dovoljno velika. Takva kalibraciona kriva nije reprezentativna u realnom slučaju zbog: različitih rastojanja detektora i izvora, različitih oblika izvora, apsorpcija unutar izvora, nasumično sumiranje usled velikog odbroja, pravo nasumično sumiranje usled malih geometrijskih dimenzija, raspada izvora tokom merenja, vremenskih problema u elektronici.[13]

6.2 Matematičke metode kalibracije efikasnosti

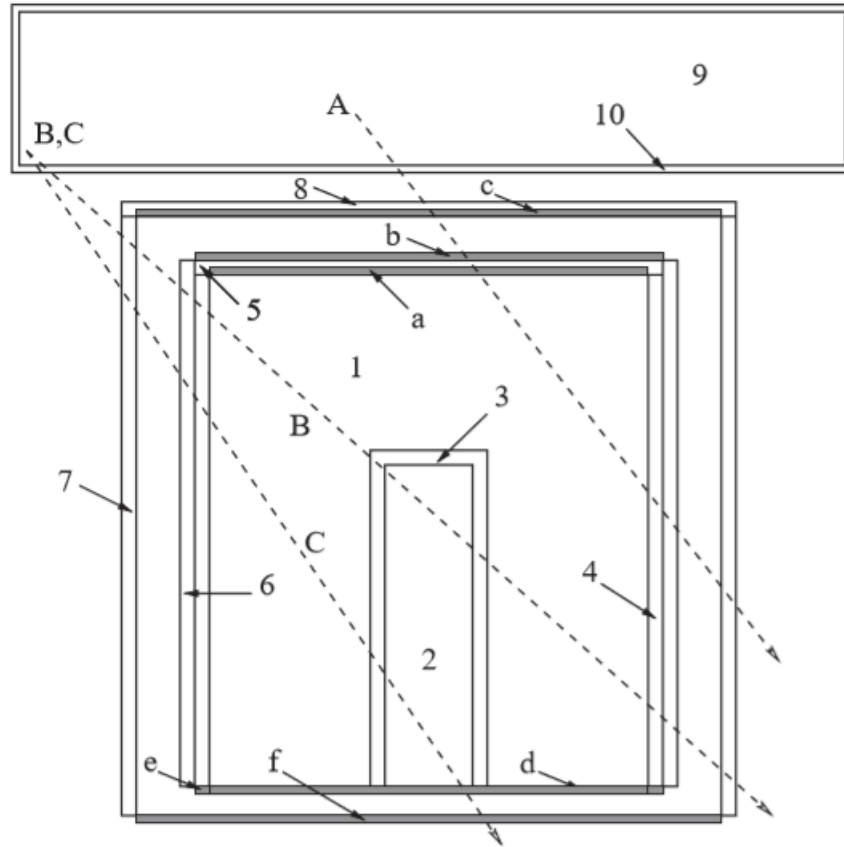
U nekim slučajevima nije moguće izvršiti eksperimentalnu kalibraciju efikasnosti zbog geometrije izvora ili nekih drugih razloga. U tim slučajevima možemo koristiti kompjuterske programe da bi izvršili kalibraciju efikasnosti. Potrebno je da iskoristimo svo znanje o detekciji gama zraka koje imamo, kao što su procesi apsorpcije i rasejanja unutar detektora, izvora i u okruženju. Moramo u obzir uzeti i geometrijsku postavku izvora, detektora i zaštite. Postoje programi kao što su GEANT, EFFTRAN, AGLE, MCNP itd. koji mogu da prikažu krivu efikasnosti na osnovu poznatih parametara korišćenjem Monte Karlo simulacija. Ovi programi simuliraju emisiju gama zraka u nasumično odabranom pravcu, iz jedne nasumično odabrane tačke unutar izvora. Simulacija prati šta se dešava sa gama zrakom do njegove apsorpcije ili dok ne napusti sistem. Program će uračunati sve poznate interakcije koje mogu da se odigraju prilikom prolaska gama zraka kroz izvor, zaštitu detektora, mrtvi sloj detektora i sam detektor. Unutar detektora dolazi do rasejanja zraka koji postepeno gubi svoju energiju dok ne dođe do njegove apsorpcije ili dok ne napusti detektor. Svaki simulisan događaj nam daje odbroj u spektru u kanalu koji reprezentuje energiju apsorbovanu unutar detektora. Na svakom koraku program uračunava verovatnoću svih interakcije koje se odigravaju. U obzir se uzimaju interakcije kao što su apsorpcija zraka unutar izvora, rasejanje zraka unutar detektora usled čega bivaju izgubljeni, zrake koji će potpuno promašiti detektor ali će doživeti backscatter na zaštiti i ipak pasti na detektor. Ponavljajući simulaciju nekoliko miliona puta dobijamo spektar koji je uporediv sa eksperimentalno izmerenim spektrom i iz kojeg možemo dobiti krivu efikasnosti. Ovaj matematički proces je primenljiv na bilo koju vrstu detektora i bilo koju vrstu izvora. U teoriji moguće je dobiti krivu efikasnosti za bilo šta od tačkastog izvora do izvora oblika beskonačne ravni, koji je postavljen pod nekim uglom u odnosu na detektor. Ukoliko su nam uzorci različite gustine, geometrije i sadržaja potrebno je napraviti novu simulaciju za svaki uzorak u kojoj su uračunate karakteristike uzorka koji ispituujemo. U zavisnosti od kompleksnosti simulacije i snage kompijutera simulacije mogu da traju od nekoliko minuta do nekoliko sati. U nekim situacijama je potrebno korigovati parametre detektora koje je dostavio proizvođač da bi došli do saglasnosti između simulacije i eksperimenta. Greška ovog metoda je u intervalu od 5 do 9% u zavisnosti od geometrijske postavke i energija gama zraka. Zaključak mnogih autora je da za sada kompjuterski programi efikasnosti nisu dovoljno dobri u slučaju da nam trebaju precizna merenja, ali su korisni pri rutinskim merenjima kao što je merenje aktivnosti nuklearnog otpada.[13]

6.3 EFFTRAN

Merenja u gama sprekreometriji se uglavnom baziraju na relativnoj metodi, gde se prvo koristi kalibracioni izvor koji je po svim bitnim karakteristikama sličan sa izvorom koji treba da ispitamo. Glavne karakteristike na koje treba obratiti pažnju su dimenzije, hemijski sastav i gustina[11]. Kalibracioni izvor se naziva standard i aktivnosti radioizotopa koji se u njemu nalaze nam moraju biti poznate. Aktivnosti radionuklida u nepoznatom izvoru se mogu dobiti iz poznatih aktivnosti standarda i odnosa odbroja „full energy“ pikova u spektru standarda i nepoznatog uzorka. Priprema standarda je skupa i zahteva veliku količinu vremena pogotovo ukoliko se vrše merenja raznoraznih uzoraka. Umesto pripremanja standarda koriste se programi koji pomoću simulacija računaju efikasnosti, što nam omogućava da izvršimo merenje i bez stadarda. Najčešći metod koji se koristi u simulacijama je uveo Moens i naziva se transfer efikasnosti. [21] Ovaj metod razmatra samo merenja tačkastih izvora i ne zahteva da detektor bude kalibrisan. Takođe se pretpostavlja da su odnosi virtuelne totalne efikasnosti i efikasnosti virtuelnog „full energy“ pika nezavisne od geometrije i sastava uzorka. Termin virtuelne efikasnosti se razlikuje od uobičajene efikasnosti po tome što nisu uzeti u obzir gama zraci koji se rasejavaju od neaktivnih delova detektora. Transfer efikasnosti se opisuje jednačinom :

$$\varepsilon = \varepsilon_{ref} \frac{\eta}{\eta_{ref}} \quad (14)$$

ε predstavlja efikasnost „full energy“ pika, a sa η su označene virtuelne totalne efikasnosti. Veličine bez indeksa se odnose na realne izvore koje ispitujemo, a veličine sa indeksima „ref“ se odnose na kalibracione tačkaste izvore. Virtuelne veliline dobijamo kompjuterskim simulacijama, a efikasnost „full energy“ pika tačkastog izvora mora biti izmerena. Rezultat ovog metoda je efikasnost „full energy“ pika zapreminskog izvora. Da bi došli do virtuelnih totalnih efikasnosti moramo konstruisati model detektora. Parametre detektora možemo naći na certifikatu koji smo dobili od proizvođača detektora. Model detektora koji se koristi u programu EFFTRAN se može videti na slici, kao i parametri koji ga opisuju kao što su: dimenzije kristala detektora, debljine gornjeg mrtvog sloja, debljine mrtvih slojeva sa strane, dimenzije jezgra i debljina mrtvog sloja oko njega, dimezije i debljine kućišta i prozora, debljina držača za kristal kao i materijali od kojih su sačinjeni kućište, prozor i držač. Kristal i mrtvi slojevi kristala su od germanijuma. U program je takođe potrebno uneti karakteristike uzorka: dimenzije nosača uzorak, njen materijal i gustina, kao i visina do koje je posuda ispunjena sa uzorkom. Modeli detektorskih sistema u EFFTRANU mogu da obuhvate detektore n i p tipa, cilindrične uzorke bilo koje veličine i kompozicije koji su postavljeni koaksijalno sa osom simetrije detektora. Kao što se na *slici 17* može videti u modelu postoje i delovi detektora koji ne postoje u stvarnosti i nazivaju se virtuelne zapremine.[22]



Slika 17. Model detektorskog sistema: 1-HPGe kristal, 2-jezgro, 3-unutrašnji mrtvi sloj, 4-mrtvi sloj sa strane, 5-gornji mrtvi sloj, 6-držač kristala, 7-kućište, 8-prozor, 9-uzorak, 10-nosač uzorka, a,b,c,d,e,f- virtuelne zapremine

Prednost ovog modela je u njegovoj cilindričnoj simetriji i u njegovoj cilindričnoj konstrukciji. Da bi izračunali verovatnoće interakcije individualnih gama zraka sa kristalom detektora, moramo znati dužine puteva l_i koje gama zraci pređu unutar kristala. Potrebno je znati i pređeni put svakog gama zraka kroz apsorpcione slojeve koji se nalaze između izvora i detektora. Pošto se naš model sastoji samo iz cilindričnih delova, postoji samo jedna kompleksna kalkulacija u kodu, a to je proračun dužine pređenog puta gama zraka kroz cilindar datih dimenzija sa početkom u proizvoljnoj tački. Verovatnoća interakcija gama zraka je data sa izrazom:

$$P_i = (1 - e^{-\mu l_i})F \quad (15)$$

U izrazu μ predstavlja koeficijent apsorpcije germanijuma. F je apsorpcioni faktor koji se može zapisati kao proizvod članova oblika $e^{-\mu_j l_{ij}}$, gde je μ_j apsorpcioni koeficijent j -tog materijala kroz koji prođe foton na njegovom putu do detektora, a l_{ij} je pređeni put kroz taj materijal. Mesta sa kojih se emituju fotoni se dobijaju nasumično uzorkovanjem ravnomerne distribucije duž zapremine izvora, gde je svaki foton emitovan nasumično duž prostornog ugla Ω_i koji pada na površinu detektora. U obzir moramo uzeti dovoljno velik broj takvih fotona i uračunati njihove verovatnoće za interakciju. Njihovim sumiranjem dobijamo Monte Karlo integracioni postupak koji nam daje virtualne totalne efikasnosti iz *izraza 14*.

$$\eta = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N w_i P_i \quad \text{gde je} \quad w_i = \Omega_i / 4\pi \quad (16)$$

U izrazu 16 N je broj emitovanih fotona iz izvora. Ovaj postupak mora da se odradi dva puta, za tačkasti i za zapreminski izvor. Nakon što se odrede pređeni putevi l_{ij} i l_i za dati gama zrak, verovatnoće interakcije za sve energije od interesa se mogu izračunati uvršćenjem $\mu(E)$ i $\mu_j(E)$ u jednačinu 15.

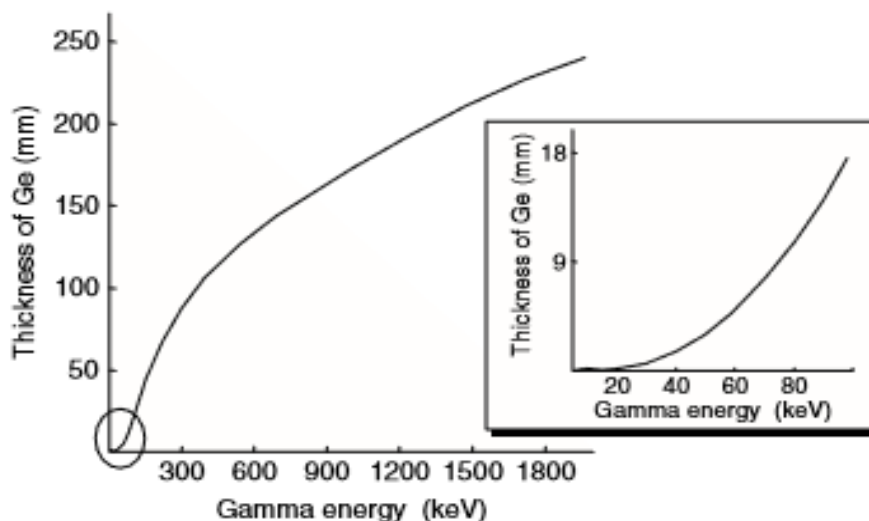
Da bi videli kako ovaj cilindrični model funkcioniše posmatrajmo put fotona kroz detektorski kristal. Dužina puta fotona ne treba da uračuna put kroz jezgro jer on nije deo zapremine detektora. Smatramo da su detektorski kristal i jezgro cilindričnog oblika. Nakon što se izračunaju dužine puteva kroz jezgro i kristal, put kroz jezgro se oduzme od puta kroz kristal i dobije se konačna dužina pređenog puta kroz detektorsku zapreminu. Potrebno je zanemariti apsorpciju u mrtvom sloju sa strane u slučaju da foton padne na detektor od gore. U tom slučaju foton prvo prodje kroz detektor pa tek onda kroz mrtvi sloj sa strane (zrak A na slici). Ovo možemo postići tako što ćemo staviti da je predjeni put kroz mrtvi sloj sa strane jednak nuli u slučaju da foton prođe kroz virtuelnu površinu „a”. Odnosno ne nulta vrednost za „a” osigurava da je pređeni put kroz mrtvi sloj sa strane jednak nuli. Analogno vrednosti virtuelnih površina „b” i „c” osiguravaju dobro definisanje apsorpcije u držaču kristala i kućišta respektivno. Situacija je komplikovanija za gama zrake „B” i „C” koji se emituju iz radialne pozicije koja je veća od radijusa kristala videti sliku 17. Za oba fotona je vrednost virtuelne zapremine „a” jednaka nuli, jer ne prolaze kroz gornji mrtvi sloj, a ta informacija nam nije dovoljna da odredimo vrednost predjenog puta kroz srednji mrtvi sloj. Foton „B” prolazi duž celog prečnika kristala te je potrebno uzeti polovinu pređenog puta kroz mrtvi sloj sa strane kada se u računa apsorpcija unutar njega. Foton „C” ne prolazi duž celog prečnika kristala i ne izlazi iz njega sa strane kao foton „B” nego izlazi sa donje strane detektora. Uvodimo virtuelnu zapreminu „d” videti sliku 17 oblika cilindra pri dnu detektora. Ukoliko foton ne prolazi kroz nju i ne prolazi kroz virtuelnu zapreminu „a” radi se o fotonu „B” i potrebno je uzeti polovinu pređenog puta kroz mrtvi sloj sa strane prilikom računanja apsorpcije. Ako je foton prošao kroz „d” a nije kroz „a” radi se o zraku „C” i potrebno je uzeti ne promenjenu vrednost pređenog puta fotona kroz mrtvi sloj sa strane pri računanju apsorpcije. Da bi mogli precizno da izračunamo pređeni put i apsorpciju fotona kroz držač kristala i poklopac uvodimo virtuelne površine „e” i „f” ispod kristala i ispod poklopca. Zapremine ovih virtuelnih slojeva su veoma male da kroz njih ne bi prošli neki neželjeni fotoni. [22]

6.4 Kalibracija efikasnosti i merenje niskoenergetskog dela spektra

Efikasnost „full energy“ pika zavisi od energije fotona. Na niskim energijama unutar materijala od kojeg je sačinjen detektor dominira fotoefekat, a energetska zavisnost efikasnosti se može predstaviti kao proizvod verovatnoće da foton dođe do detektora i verovatnoće da će biti apsorbovan. Uz pretpostavku da foton pada normalno na detektor možemo aproksimirati sopstvenu efikasnost detektora bez prozora do energije 70 keV za Ge detektore:

$$\epsilon_{in} = 1 - e^{-\mu t} \quad (17)$$

Gde je μ linearni atenuacioni koeficijent za Ge, a t debljina detektora. Ovde se pretpostavlja da foton prolazi kroz detektor bez interakcije ili doprinosi „full energy“ piku. Ukoliko ispred detektora postoje apsorberi kao što su prozor detektora i mrtvi sloj detektora i oni se moraju uzeti u obzir preko faktora koji sadrže njihove atenuacione koeficijente i debljinu.



Slika 18. Debljina Ge koja je potrebna za apsorpciju 99.5% normalno usmerenog snopa fotona[13]

Na slici 18 se vidi potrebna debljina germanijuma da bi se apsorbovalo 99.5% fotona u funkciji od njihove energije. Uvećan deo slike predstavlja niskoenergetski deo spektra i može se videti da je za apsorpciju 99.5% fotona energije 100 keV potrebno 18 mm debljine germanijuma. Ukoliko nas ne zanima apsorpcija fotona više energije deblji sloj germanijuma bi nam štetio jer bi doprionosio porastu Komptonovog kontinuuma. Za detekciju niskoenergetskog gama zračenja koriste se planarni detektori i *Canberra LEGe* detektori.[13]

Za kalibraciju ispod 60 keV se koriste radionuklidi koji se raspadaju zahvatom elektrona i kod kojih verovatnoće emisije K-X-zraka $p(x_k)$ mogu da se izračunaju iz verovatnoće zahvata i doprinosu fluorescencije ili iz direktnog merenja sa drugim detektorima. Zanimajući unutrašnju konverziju dobijamo:

$$p(x_k) = \sum_i p_{EC}(E_i)P_k(E_i)\omega_k \quad (18)$$

Gde je E_i i -ti energetski nivo potomka, $p_{EC}(E_i)$ verovatnoća raspada na i -ti nivo putem zahvata elektrona, $P_k(E_i)$ verovatnoća da se raspad odigra zahvatom elektrona sa K ljuske, ω_k doprinos fluorescencije K ljuske. Emisija x-zraka se odvija usled zahvata elektrona i usled deeksitacije stanja pobuđenih unutrašnjom konverzijom. Potrebno je dodati član u gornjem izrazu da bi dobili totalnu verovatnoću emisije K-X-zraka.

$$p(x_k) = \sum_i p_{EC}(E_i)P_k(E_i)\omega_k + \sum_j p_j(e_k)\omega_k \quad (19)$$

$p_j(e_k)$ je verovatnoća emisije K-elektrona usled unutrašnje konverzije, a suma po j uračunava sve moguće prelaze elektrona na upražnjeno mesto na K-ljusci. Term unutrašnje konverzije je uglavnom veći od terma zahvata elektrona te se u kalibraciji efikasnosti koriste radionuklidi koji imaju zanemarljiv term unutrašnje konverzije u odnosu na $p(x_k)$. Faktori koji figurišu u jednačinama 18 i 19 su dati u tabeli 1

U tabeli su prikazane srednje energije X-zračenja $\bar{E}(x_k)$ za primarne radionuklide, kao i verovatnoće emisije X-zraka

Tabela 1. Primarni kalibracioni radionuklidi u nisko-energetskom opsegu

Radio nuclide	Z	E (keV)	$\sum p_{EC}(E)$	$\bar{P}_k(E)$	$\sum_j p_j(e_k)$	ω_k	$\bar{E}(x_k)$ (keV)	$p(x_k)$
⁵¹ Cr	23	320; 0	1	0.8904(37)	<10 ⁻³	0.256(4)	5.0	0.228(4)
⁵⁴ Mn	24	835	1	0.8886(34)	<10 ⁻³	0.288(5)	5.5	0.256(5)
⁵⁵ Fe	25	0	1	0.8845(30)	-	0.321(5)	6.0	0.284(5)
⁵⁷ Co	26	136	1	0.8865(28)	0.733(6)	0.355(6)	6.5	0.575(10)
⁵⁸ Co	26	1675; 811	0.8500(5)	0.8874(24)	<10 ⁻³	0.355(6)	6.5	0.268(5)
⁶⁵ Zn	29	1115; 0	0.9854(2)	0.8805(23)	<10 ⁻³	0.454(7)	8.2	0.394(6)
⁷⁵ Se	33	464; ...	1	0.8758(30)	0.118(14)	0.575(7)	10.7	0.571(11)
⁸⁵ Sr	37	514	1	0.8704(22)	0.0063(3)	0.674(7)	13.6	0.591(6)
⁸⁸ Y	38	2734; 1836	0.9980(1)	0.8715(22)	<10 ⁻³	0.696(7)	14.4	0.605(6)
¹⁰⁹ Cd	47	88	1	0.7845(26)	0.412(8)	0.831(5)	22.1/25.0	0.994(10)
¹¹¹ In	48	417	1	0.8503(17)	0.135(3)	0.841(5)	23.1/26.2	0.829(6)
¹¹³ Sn	49	392; 647	1	0.8540(11)	0.285(5)	0.851(5)	24.1/27.4	0.969(11)
¹²³ I	52	35	1	0.7958(24)	0.793(4)	0.875(5)	27.4/31.1	1.390(9)
¹³⁹ Ce	57	166	1	0.702(15)	0.171(2)	0.905(5)	33.3/38.0	0.790(18)

Z-atomski broj, E energetski nivo, $p_{EC}(E)$ verovatnoća raspada putem zahvata elektrona, $\bar{P}_k(E)$ srednja verovatnoća da dodje do raspada putem zahvata k elektrona, $\sum_j p_j(e_k)$ verovatnoća emisije K elektrona usled unutrašnje konverzije, ω_k doprinos fluorescencije, $\bar{E}(x_k)$ srednja vrednost energija K_α i K_β X-zraka, $p(x_k)$ verovatnoća emisije X-zraka

Energetska rezolucija germanijumskih detektora je dovoljno velika da razlikuje energije K_α i K_β X-zraka za sve radionuklide iz tabele. Radio nuklidi kojima je $Z > 35$ dubletna struktura K_α i multipletna struktura K_β postaju vidljive. Za kalibraciju efikasnosti koristimo sumu površina pikova K_α i K_β i određujemo kalibracionu tačku na srednjoj energiji $\bar{E}(x_k)$ ili primenjujemo odgovarajući evaluacioni metod u kojem se koriste doprinosi individualnih površina pikova i dobijaju dve kalibracione tačke za dve različite energije $E(K_\alpha)$ i $E(K_\beta)$. Korišćenje K_α i K_β pikova za dobijanje kalibracionih tačaka može biti problematično za radionuklide kod kojih je $Z < 30$ ukoliko vršimo veoma precizna merenja, zbog Oževih satelita. Energije

Ožeovih satelita su malo manje od energija K_α i K_β pikova. Ovaj problem se rešava tako što se uzme dovoljno velik energetska opseg koji obuhvata K_α , K_β i Ožeove satelite ovih pikova, te se verovatnoća emisije X-zraka $p(x_k)$ ne razdvaja na individualne doprinose. Ovako dobijena efikasnost predstavlja efikasnost srednje energije opsega. Podrazumeva se da je dostupna aktivnost kalibracionih izvora i da su izvori dovoljno tanki da ne dolazi do atenuacije unutar njih samih.

7 Ocena efekta samoapsorpcije

Uobičajen način da se oceni samoapsorpcija u nepoznatim uzorcima je da se oni uporede sa standardnim referentnim materijalima poznate gustine i radiohemijskog sadržaja. Ovaj princip zahteva dugotrajno pripremanje odgovarajućeg standarda. U nekim slučajevima je potrebno pripremiti nekoliko standarda različitih gustina i njihovo merenje na nekoliko detektora. Drugi metod koji može da se koristi za određivanje atenuacionog koeficijenta u funkciji energije je da se obavi direktno merenje izvora koji se nalazi iza uzorka. Ovaj metod minimizira varijaciju atenuacije usled kompozicije matrice uzorka u kojoj figuriše njegova gustina. Intenzitet snopa gama zračenja koji prolazi kroz materiju se smanjuje po zakonu:

$$I = I_0 e^{-\mu\rho h} \quad (20)$$

Pri čemu su I i I_0 atenuisani i neatenuisani intenziteti snopova fotona, μ je maseni atenuacioni koeficijent, a ρ je gustina materijala. Sledeći izraz predstavlja jednačinu samoapsorpcije:

$$O = A * \frac{1 - e^{-\mu\rho h}}{\mu\rho h} \quad (21)$$

Gde je O atenuisana (izmerena) aktivnost izvora, a A je njegova prava aktivnost. Da bi dobili korekcionni faktor za samoapsorpciju merimo I i I_0 i računamo A/O na sledeći način:

$$C_f = \frac{O}{A} = \frac{\frac{I}{I_0} - 1}{\ln(I/I_0)} \quad (22)$$

Ovaj faktor se deli sa izmerenim doprinosom izvora i dobija se neatenuisani doprinos izvora. [23], [24] Pošto su efekti samoapsorpcije najizraženiji na niskim energijama gde su rezultati gama spektroskopije najnepouzdaniji laboratorije koje redovno vrše merenja na niskoenergetkom delu spektra preferiraju korišćenje kompjuterskih kalkulacija za utvrđivanje korekcionnih faktora. Pošto se pri merenju čvrstih uzoraka rezultati često predstavljaju preko masene aktivnosti pogodno je korekzione faktore predstaviti preko funkcije gustine uzorka. Prilikom određivanja korekcionnih faktora izmerene su aktivnosti velikog broja poznatih uzoraka po formuli 13. Na slici 19. su prikazani odnosi izmerene i poznate aktivnosti u eksponencijalnoj funkciji gustine za različite energije. Ovako dobijene tačke su plotovane metodom najmanjih kvadrata i dobijene su funkcije pravih na grafiku. Odnosi izmerene i realne aktivnosti uzoraka predstavljaju korekcionni faktor za samoapsorpciju te se korekcionni faktor može izraziti preko gustine uzorka na sledeći način:

$$C_f = m * e^\rho + b \quad (23)$$

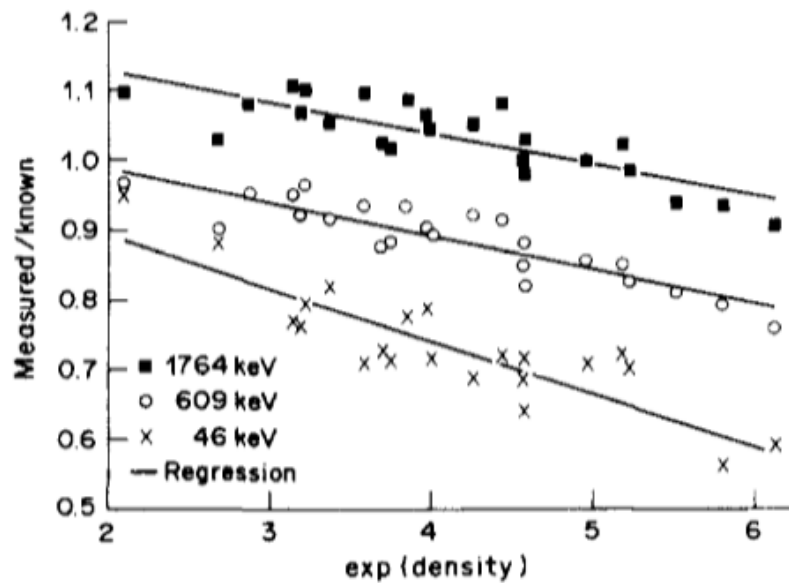
Gde su m i b nagib prave i tačka preseka sa y -osom. Iz tabele 2 se može videti trend opadanja nagiba prave i rast vrednosti mesta njenog preseka sa y -osom pri porastu energije gama zraka. Ove vrednosti su zasebno prikazane kao funkcije energije na slikama 20 i 21. Fitovanjem ovih vrednosti dobijamo funkcije koje ih opisuju:

$$m = 0.0125 \ln E - 0.132 \quad (24)$$

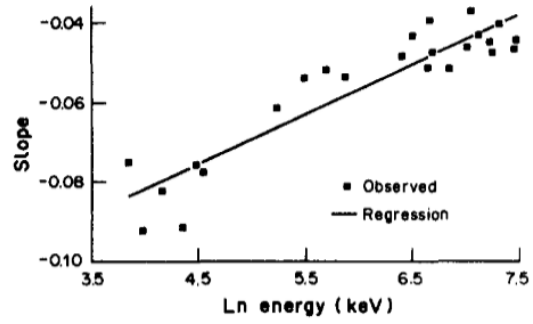
$$b = 0.000132 E + 1.01 \quad (25)$$

Tabela 2. Vrednosti nagiba pravih i njihovi preseki sa y-osom za različite energije

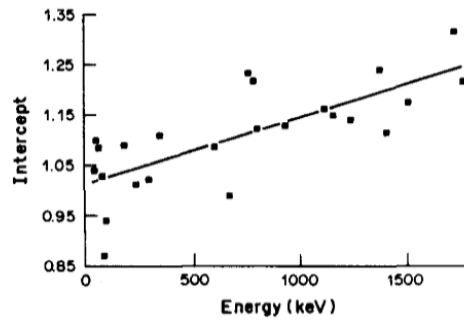
Energy (keV)	Slope (m)	Intercept (b)
46	-0.0752	1.04
53	-0.0925	1.10
63	-0.0825	1.09
77	-0.0917	1.03
87	-0.0756	0.87
93	-0.0777	0.94
186	-0.0615	1.09
242	-0.0539	1.01
295	-0.0521	1.02
352	-0.0535	1.11
609	-0.0482	1.08
666	-0.0433	0.99
768	-0.0515	1.23
786	-0.0396	1.22
806	-0.0476	1.12
934	-0.0518	1.13
1120	-0.0461	1.16
1155	-0.0369	1.15
1238	-0.0431	1.14
1378	-0.0447	1.24
1408	-0.0476	1.12
1509	-0.0405	1.18
1729	-0.0466	1.31
1764	-0.0444	1.22



Slika 19. Fitovanje odnosa izmerene i poznate aktivnosti uzorka u funkciji eksponenta gustine metodom najmanjih kvadrata za različite energije



Slika 20. Vrednosti nagiba pravih u funkciji prirodnog logaritma energije



Slika 21. Vrednosti preseka pravih sa y osom u funkciji energije

8 Karakteristike spektrometrijskog detekcionog sistema

8.1 B Detektor zračenja


Detektor koji je korišćen u ovom radu nosi internu oznaku B spektrometar i nalazi se u laboratoriji u Novom Sadu na Prirodno-matematičkom fakultetu. B spektrometar je ultra niskofonski germanijumski detektor velike zapremine, proizvođača Canberra, godine proizvodnje 2007, tip GX10021, serijski broj b08093. Ima prošireni merni opseg od 6 keV do 3 MeV i nalazi se u originalnoj zaštiti od olova debljine 15 cm. Relativna efikasnost ovog detektora je 100% (ekvivalentno apsolutnoj efikasnosti 3"x 3" NaI(Tl) detektora na 1332 keV), što odgovara aktivnoj zapremini detektora od 380 cm³. Prednji prozor na kapi detektora je debljine samo 0,89 mm i napravljen je od kompozitnih uljanih vlakana visoke tvrdoće ali dobre transparentnosti, što obezbeđuje više od 85% transmisije za fotone energije iznad 15 keV-a i skoro 100% transmisije za fotone energije iznad 20 keV-a. Model kriostata je 7915-30-ULB, model predpojačavača 2002C Spektrometar je zatvorenog koaksijalnog tipa sa U kriostat konfiguracijom. Rezolucija na 1332 keV-a iznosi FWHM = 2.1 keV, odnos peak to Compton P/C=80:1. Zaštita detektora je napravljena od slojevito spojenog olova. Spoljašnjih 5 inča (125 mm) je obično niskofonsko olovo, dok je unutrašnji sloj od oko 1 inč (25 mm) olovo sadržaja ²¹⁰Pb od oko 20 Bq/kg. Pasivna zaštita ima unutrašnji sloj koji zaustavlja X zrake iz K nivoa energije od 75-85 keV. Presvučeni materijali su nisko-fonski kalaj debljine 1 mm i bakar visoke čistoće debljine 1.5 mm. X-zranci koji potiču iz sloja kalaja (od 25 -28 keV) su takođe redukovani bakrom. Zaštita je opremljena sa gasnim priključkom koji služi za uvođenje tečnog azota iz Dewar-a u unutrašnjost zaštite kako bi se snizio fon koji potiče od radona i radonovih potomaka. Ukupna masa zaštite iznosi 1633 kg. Redukcioni faktor fona za kompletni spektar (od 40 keV – 2768 keV) iznosi 238. Visoki napon za ovaj detektor dobija se iz izvora Canberra Model 3125 Dual. Signali se sa spektroskopskog pojačavača Canberra Model A 2026 vode na Canberra Multiport I sa ADC-om. Ovaj je preko USB porta priključen na standardni PC, sa operativnim sistemom Windows XP. Upravljanje sakupljanjem podataka i on-line praćenje spektara u formatu Canberra *.CNF vrši se pomoću programa Canberra Genie2000. [15]



Slika 22. Spoljašnji izgled B detektora

8.2 Eksperimentalno određivanje kalibracione krive za B detektor pomoću standardnog referentnog materijala

Za eksperimentalnu kalibraciju korišten je uzorak sa Češkog Meteorološkog Instituta – standardni referentni materijal. Uzorak potiče od 20.01.2017. godine. Zaštitni slojevi plastike u toku snimanja nisu bili uklonjeni. Za potrebe našeg eksperimenta korišteno je 245g standardnog referentnog materijala, koji se homogeno raspršuje u silikonskoj smoli. Maseni sastav matrice standardnog referentnog materijala čini C 32,4%, H 8,16%, O 21,6% i Si 37,9%.

 **Czech Metrology Institute**
Okružni 31, 638 00 Brno, Czech Republic
phone +420 545 555 111
www.cmi.cz

Workplace: Regional Branch Prague, Radiová 1136/3, 102 00 Praha 10
Ionizing Radiation Building, Radiová 1288/1a
Phone: +420 266 020 497

CERTIFICATE

Certificate No.: 1035 - SF - 40001-17 Type: CBSS 2 Serial No.: 191216-1621019



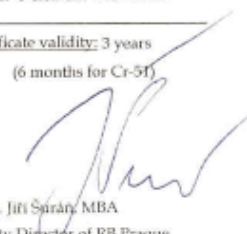
Radionuclide	Half life, days	Activity, kBq	Combined standard uncertainty, %
Am-241	158004	5,302	1,1
Cd-109	461,9	19,68	1,5
Ce-139	137,64	1,671	1,1
Co-57	271,8	1,306	1,9
Co-60	1925,2	3,315	1,1
Cs-137	10976	2,938	1,3
Sn-113	115,09	3,573	2,2
Sr-85	64,85	5,632	1,9
Y-88	106,63	7,422	1,5
Cr-51	27,704	20,50	1,9
Eu-152	4938,8	3,302	1,2

Mass: 245,0 g Density: 0,98 ± 0,01 g/cm³ Volume: 250,0 ± 2,5 cm³
Radionuclide impurities: gamma < 0,1 %
Reference date: 20.1.2017 Homogeneity better than: 1 %

Description:
Radioactive material is homogeneously dispersed in silicone resin. Composition of the matrix: C - 0,324 H - 0,0816 O - 0,216 Si - 0,379 (mass ratio).
Measuring method:
Preparation issues from standard ER solutions whose activities were determined by suitable absolute method. Final control is based on gamma spectrometry on HPGe detector.
Note:
As the criterion of homogeneity standard deviation of the activity value of 1 cm³ element was chosen (n=10). The volume is calculated from the mass and the density.

Date of the certificate issue: 4.1.2017 Certificate validity: 3 years
(6 months for Cr-51)

Customer:
Faculty of Sciences, University Novi Sad
Trg Dositeja Obradovića 3
21000 Novi Sad
Serbia

Control: Ing. Vlasta Zdychová, RNDr. Pavel Dřevák, CSc. Ing. Jiří Šaravý, MBA
Deputy Director of RB Prague

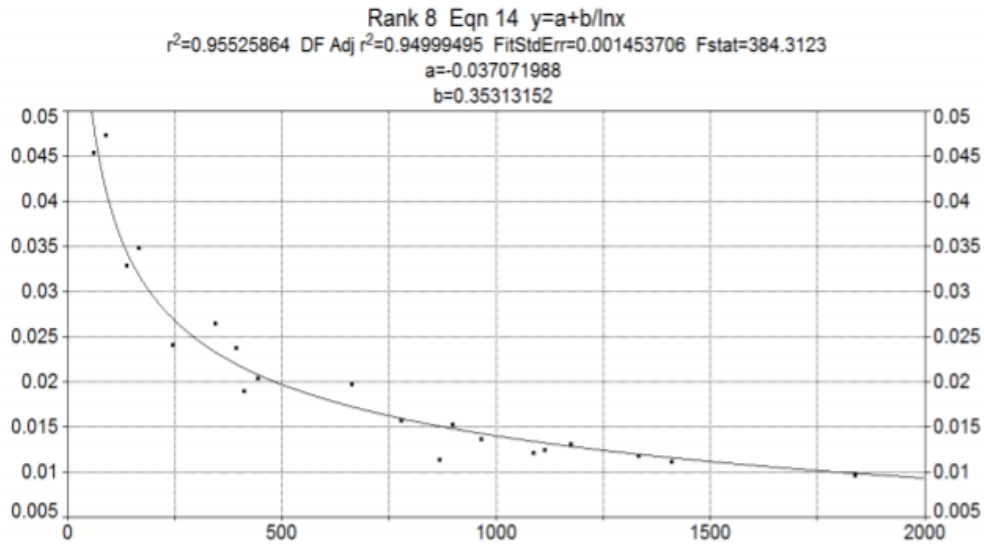
Slika 23. Certifikat standardnog referentnog materijala

Određena je energetska efikasnost za detektor B čije su karakteristike opisane u prethodnom poglavlju. Kalibracija efikasnosti je određena na energetskom intervalu od 59 keV do 1846 keV. Merenje je izvršeno 19.04.2018. godine u akreditovanoj Laboratoriji za etaloniranje gama-spektrometara i aktivnosti radioaktivnih izvora gama emitera u Novom Sadu. Za obradu spektra je korišćen program APTEC, a za fitovanje krive efikasnosti je korišćen program Table curve 2D. Nakon očitavanja NET odbroja na snimljenom spektru efikasnost se dobija iz jednačine 13.

Tabela 3. Izračunate efikasnosti za određene energije

E [keV]	p ^r [%]	R [cps]	ϵ	$\epsilon \pm \Delta\epsilon$
59.5409 (²⁴¹ Am)	35.92	86.4279	0.0455	0.0455(6)
88.0336 (¹⁰⁹ Cd)	3.66	17.2853	0.0474	0.0474(11)
136.4736 (⁵⁷ Co)	10.71	1.45231	0.0330	0.0330(24)
165.8575 (¹³⁹ Ce)	79.90	4.73849	0.0349	0.0349(8)
244.6874 (¹⁵² Eu)	7.55	5.66947	0.0242	0.0242(5)
344.2785 (¹⁵² Eu)	26.59	21.9524	0.0266	0.0266(4)
391.698 (¹¹³ Sn)	64.97	3.60439	0.0239	0.0239(8)
411.1165 (¹⁵² Eu)	2.238	1.32309	0.0191	0.0191(15)
443.965 (¹⁵² Eu)	3.120	1.98176	0.0205	0.0205(11)
661.657 (¹³⁷ Cs)	84.99	48.1497	0.0198	0.0198(3)
778.9045 (¹⁵² Eu)	12.97	6.33898	0.0158	0.0158(3)
867.380 (¹⁵² Eu)	4.243	1.51635	0.0115	0.0115(8)
898.042 (⁸⁸ Y)	93.7	5.60627	0.0154	0.0154(4)
964.079 (¹⁵² Eu)	14.50	6.17581	0.0137	0.0137(3)
1085.837 (¹⁵² Eu)	10.13	3.83064	0.0122	0.0122(4)
1112.076 (¹⁵² Eu)	13.41	5.19083	0.0125	0.0125(3)
1173.228 (⁶⁰ Co)	99.85	37.0125	0.0132	0.0132(2)
1332.492 (⁶⁰ Co)	99.9826	33.4662	0.0119	0.0119(2)
1408.013 (¹⁵² Eu)	20.85	7.2515	0.0112	0.0112(2)
1836.070 (⁸⁸ Y)	99.346	3.72271	0.0097	0.0097(3)

U programu Table Curve 2D nacrtan je grafik efikasnosti u funkciji energije $\epsilon = \epsilon(E)$. Pri odabiru krive u obzir je uzeta njena preciznost i jednostavnost funkcije koja je opisuje.



Slika 24. Kiva efikasnosti

Funkcija kalibracione krive na slici 24 ima oblik:

$$\varepsilon = -0.037071988 + \frac{0.35313152}{\ln E} \quad (26)$$

Kriva daje solidnu raspodelu sa malo većim greškama pri niskim energijama. [25]

8.3 Karakteristike uzorka IAEA-447

Mereni uzorak mešavine mahovine i zemlje je uzorkovan i pripremljen kao referentni materijal 2007. godine od strane Međunarodne agencije za atomsku energiju (IAEA). Uzorak potiče iz napuštenog rudnika crvenog mermera na Gerecse planini u sverozapadnom delu Mađarske. U brazdama mermera je nesmetano rasla mahovina bar 40 godina, te je 3-5 cm deo svež sloj zemljišta pomešan sa mahovinom. Ova mešavina je akumulirala radioaktivne padavine tokom vremena. Uzorak je prečišćen i konačna masa prerađenog materijala je iznosila 180 kg. Merenjem je utvrđeno da je gustina materijala iznosila $1.03 \pm 0.05 \text{ g/cm}^3$. Uzorak je zapakovan u porcijama od 150 g u plastične bočice i zatvoren je poklopcem od polietilena. Nakon pakovanja, zbog prisustva mikroorganizama, uzorak je sterilisan gama zračenjem koje potiče od izvora ^{60}Co da bi se osigurala njegova dugotrajnost. Uzorak je numerisan kodom IAEA-447. U Tabeli 3 su prikazane sertifikovane masene aktivnosti na dan 15. novembra 2009.

Pošto je od dana sertifikovanja uzorka do dana snimanja njegovog spektra prošlo oko 11.5 godina potrebno je korigovati njegovu aktivnost, koja opada tokom vremena:

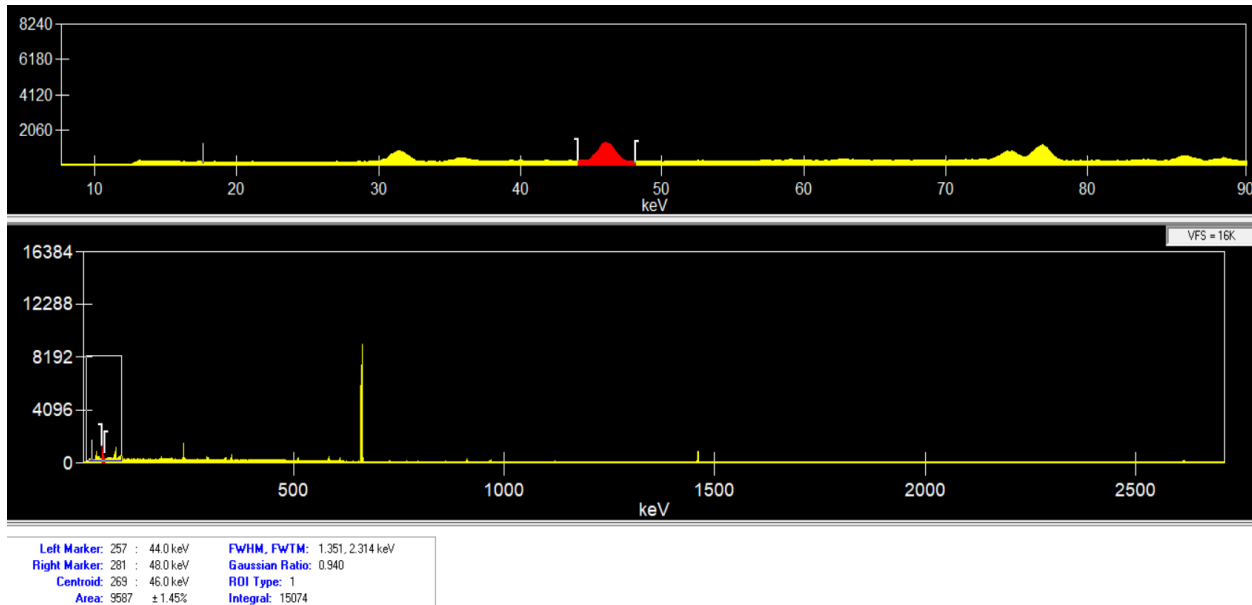
$$A = A_0 * 2^{-\frac{t}{T}} \quad (27)$$

t je vreme proteklo od dana etaloniranja uzorka i dana snimanja spektra (slika 25) i iznosi oko 11.5 godina. T je vreme poluraspada olova i iznosi 22.3 godine. Dobija se da je masena aktivnost uzorka iznosila 293.7715 Bq/kg

Tabela 4. Sertifikovane masene aktivnosti

Radioizotop	Masena aktivnost [Bq/kg^{-1}]	Merna nesigurnost [Bq/kg^{-1}]
^{137}Cs	425	10
^{210}Pb	420	20
^{210}Po	423	10
^{212}Pb	37	1.5
^{226}Ra	25.1	2
^{228}Ac	37	2
^{234}U	21.8	0.8
^{238}U	22.2	0.8
^{238}Pu	0.15	0.02
$^{239+240}Pu$	5.3	0.16

Prilikom merenja na B detektoru uzorak je sipan u plastične kutijice tako da je debljina uzorka bila različita prilikom svakog merenja. Merenja su vršena pri debljini uzorka od 3 mm, 5 mm, 8 mm, 10 mm, 15 mm, 23 mm, 30 mm i 60 mm. U ovom radu je akcenat bačen na masenu aktivnost ^{210}Pb koji emituje gama zrake pri energiji od 46.539 keV. Spektar emitovanog zračenja je prikazan na kompijuteru pomoću Programa genie 2000.



Slika 25. Spektar uzorka IAEA-447 debljine 60 mm

Na slici 25 je prikazan spektar uzorka debljine 60 mm, a obojen pik na spektru potiče od ^{210}Pb . Istim postupkom su snimljeni spektri za ostale debljine uzorka. Izlazna informacija koju dobijamo merenjem je odbroj (površinu pika) na energiji od 46.539 keV.

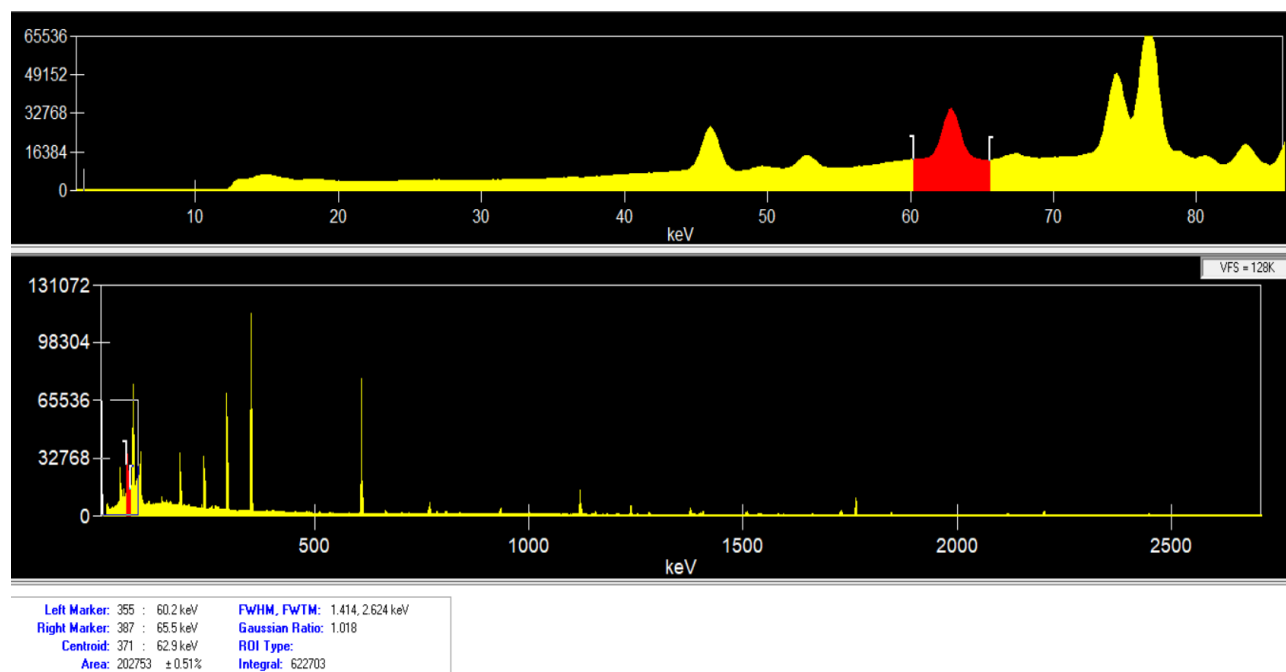
8.4 Karakteristike uzorka IAEA-RGU-1

Uzorak IAEA-RGU-1 je IAEA referentni materijal. Uzorak je pripremljen razblaživanjem rude uranijuma BL-5 (7.09% U, 219 µg U/g) u prahu silicium-dioksida. BL-5 je sertifikovan za uranijum ^{226}Ra i ^{210}Pb , potvrđujući da je u stanju radiativnog ekvilibriuma. U tabeli 5 su prikazane sertifikovane masene aktivnosti radionuklide u ovom uzorku na dan 1.1.1987

Tabela 5. Sertifikovane masene aktivnosti uzorka

Radionuklid	Masena aktivnost [Bq/kg]
^{232}Th	< 4
^{235}U	228
^{238}U	4940
^{40}K	< 0.63

Putem alfa raspada uranijum ^{238}U nastaje ^{234}Th u pobuđenom stanju. Jezgro ^{234}Th emituje foton energije 63.29 keV i prelazi na osnovno stanje. Detektovanjem ovog gama zraka mi detektujemo alfa raspad ^{238}U na ^{234}Th i možemo da izračunamo aktivnost ^{238}U . Na slici 26 je prikazan spektar uzorka debljine 60 mm, a crvenom bojom je obojen pik na energiji 63.29 keV. Istim postupkom su snimljeni spektri za debljine uzorka od 3mm, 5mm, 8mm, 10mm, 15mm i 30 mm. Net odbroj ovog pika na 63.29 keV je se može očitati na programu i iskoristiti za određivanje aktivnosti uzorka. Pošto je period poluraspada ^{238}U reda veličine 10^9 godina, njegova aktivnost se zanemarljivo promenila od momenta etaloniranja do momenta snimanja spektra.

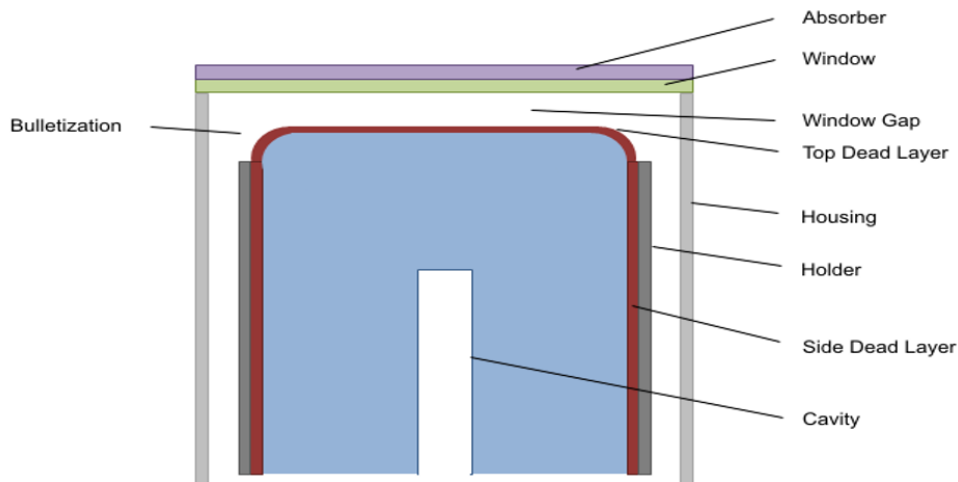


Slika 26 Spektar uzorka IAEA-RGU-1 debljine 60 mm

8.5 EFFTRAN interfejs

Pri merenju masene aktivnosti putem EFFTRAN-a koristi se NET odbroji iz spektara (slika 25 i 26) koji se uvrste u jednačinu 13. P_γ je vjerovatnoća emisije gama zraka energija 46.539 keV i 63.29 keV ona je dostupna u online bazi podataka[26]. Budući da kriva efikasnosti ne daje odgovarajuće rezultate potrebno je izvršiti korekciju efikasnosti. To se radi pomoću programa EFFTRAN korišćenjem metoda koji se naziva transfer efikasnosti. Program je veoma jednostavan za upotrebu jer je interfejs programa baziran na Excelu. Postoji 4 sheet-a (prozora) kojima korisnik može da pristupi, a oni se zovu *Welcome*, *Detektor Source* i *Efficiency*. U svakom prozoru postoje polja koja korisnik popunjava sa specifikacijama detektora i izvora koje su uglavnom dostupne na certifikatu koji je obezbedio proizvođač. Takođe pri dnu svakog sheeta postoje definicije delova spektroskopskog sistema kao i uputstvo za upotrebu.

Detector sheet (podaci o detektoru):



Slika 27. Shema germanijumskog detektora

Na slici 27. se vide delovi detektora čije je osobine potrebno uneti u program. *Window to crystal gap* je rastojanje između gornjeg mrtvog sloja kristala i prozora detektora. Prečnik kristala sadrži i mrtvi sloj sa strane. Takođe u dužini kristala je sadržan i gornji mrtvi sloj. Gornja ivica detektorskog kristala je zaobljena. Količina zaobljenosti je opisana veličinom *bulletization (crystal rounding) radius*. *Crystal hole (cavity)* je centralni prazan prostor koji je izbušen u kristalu i on je predviđen za iglu za hlađenje koja nije prisutna u ovom modelu. Prečnik *cavity* sadrži i mrtvi sloj koji nije explicitno modelovan. Absorber je postavljen direktno na prozor detektora. *Mount cup (holder)* je držač koji fiksira kristal u mestu. *End cap (housing)* predstavlja podatke za djuar sistema za hlađenje.

Na slici 28. se vidi interfejs programa u kome su unete dimenzije svih potrebnih delova B detektora kao i materijali od kojih su napravljeni. Kada se unesu specifikacije detektora one se mogu sačuvati za kasniju upotrebu klikom na dugme *Store*, a ukoliko su specifikacije željenog detektora već sačuvane na kompjuteru moguće je ih je učitati ponovo klikom na dugme *Load*.

Detector

Crystal diameter	<input type="text" value="80.00"/>	mm	End cap (housing) diameter	<input type="text" value="102.00"/>	mm
Crystal length	<input type="text" value="77.50"/>	mm	End cap (housing) thickness	<input type="text" value="1.50"/>	mm
Bulletization (crystal rounding) radius	<input type="text" value="8.00"/>	mm	End cap (housing) material	<input type="text" value="aluminium"/>	
Top dead layer	<input type="text" value="0.05"/>	mm	Window thickness	<input type="text" value="0.89"/>	mm
Side dead layer	<input type="text" value="0.60"/>	mm	Window-to-crystal gap	<input type="text" value="3.50"/>	mm
Crystal hole (cavity) length	<input type="text" value="60.00"/>	mm	Window material	<input type="text" value="CFRP"/>	
Crystal hole (cavity) diameter	<input type="text" value="10.00"/>	mm	Mount cup (holder) thickness	<input type="text" value="0.50"/>	mm
Crystal material	<input type="text" value="Ge"/>		Mount cup (holder) material	<input type="text" value="aluminium"/>	
			Absorber diameter	<input type="text" value="103.00"/>	mm
			Absorber thickness	<input type="text" value="2.00"/>	mm
			Absorber material	<input type="text" value="plexiglass"/>	

Detector

Slika 28. Karakteristike Germanijumskog detektora u programu EFFTRAN

Source sheet (podaci o izvoru)

Na slici 29 se vidi interfejs prozora za izvor. U ovom prozoru je potrebno uneti podatke koji opisuju standardni referentni materijal (*standard*) i uzorak koji se meri (*sample*). Standard predstavlja izvor koji je korišćen pri etaloniranju spektrometra procesom opisanim u poglavlju 8.2. Ukoliko bismo hteli da simuliramo emisiju nekog tačkastog izvora potrebno je sve numeričke parametre postaviti na nulu osim prostora između posude u kojoj je uzorak i apsorbena (*container to absorber gap*).

Source

Source filling height
Source material

Standard

mm

Sample

mm

Container diameter
Container bottom thickness
Container side wall thickness
Container material

mm
 mm
 mm

mm
 mm
 mm

Container-to-absorber gap

mm

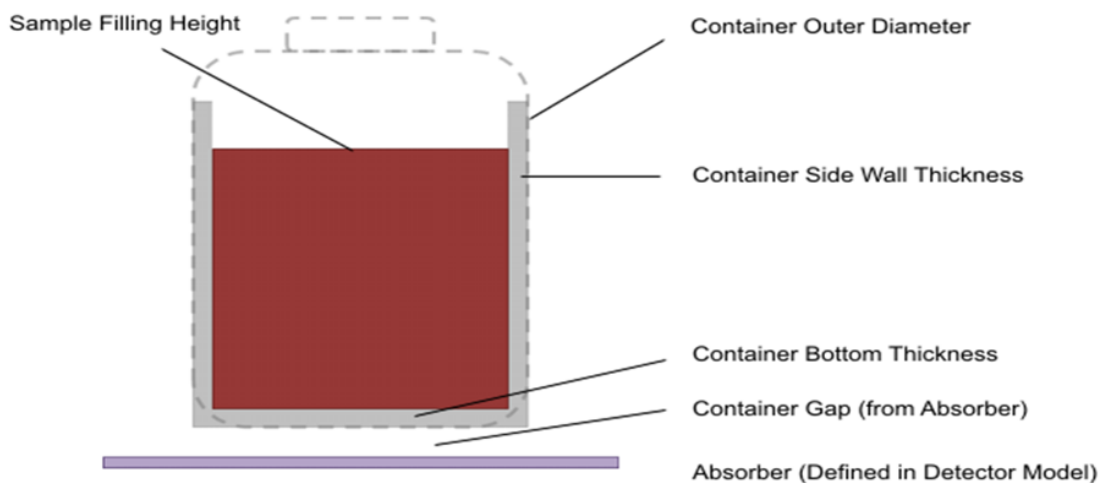
mm

Standard

Sample

Slika 29. Karakteristike standardnog referentnog materijala i uzorka debljine 60 mm

Veličine koje smo uneli u ovaj prozor opisuju izvore zračenja i mogu se videti na *slici 30*. *Sample filling height* je visina posude do koje je napunjena izvorom ili drugim rečima debljina uzorka. Ovo je jedini parametar koji se menja u našim simulacijama za različite debljine uzorka. *Container diameter* je prečnik posude u kojoj je izvor. Podrazumeva se da je izvor gusto napakovan u posudi u kojoj se nalazi.



Slika 30. Shema izvora

Isto kao i u prethodnom prozoru moguće je sačuvati ili učitati sve navedene parametre klinom na dugmiće *Load* i *Store*.

Efficiency sheet (podaci o efikasnosti detektora)

U prozoru efikasnosti se nalazi *tabela 6* u kojoj su prikazane efikasnosti za standard i uzorak na određenim energijama. Efikasnosti za standard je dobijene tako što se prirodni logaritmi energija u *tabeli 6* unose u *jednačinu 26*. Tako dobijene vrednosti se unose u tabelu kao efikasnosti za standard. Pored tabele ostatak *efficiency sheeta* se vidi na *slici 31*. Pritiskom na dugme *transfer efficiency* pokreće se simulacija i program u tabeli ispisuje vrednosti efikasnosti za uzorak na datim energijama kao i njihove merne nesigurnosti. Merne nesigurnosti efikasnosti za standard se prenose u mernu nesigurnost efikasnosti za uzorak uz dodatak fiksne veličine koja potiče iz statističkih metoda računanja efikasnosti. Za simulaciju program koristi parametre detektora iz *detector sheeta* i parametre standarda i uzorka iz *source sheeta*. Pored toga program će plotovati i grafik na kojem su prikazane zavisnosti za uzorak i standard u zavisnosti od energije. Dobijene efikasnosti je moguće sačuvati ili učitati pritiskom dugmića *store* i *load*.

Transfer Efficiency

from Standard to Sample



Load

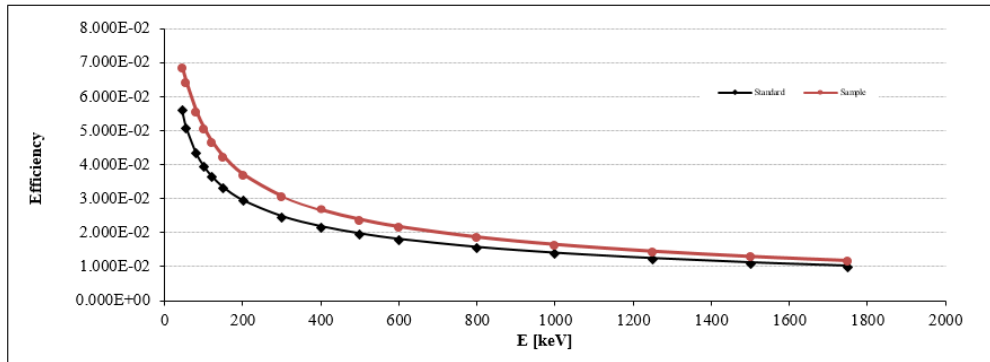
Standard Efficiency

Store

Standard Efficiency

Store

Sample Efficiency



Slika 31. Efikasnost u funkciji od energije; crnom bojom je obeležena kriva efikasnosti za standard, a cvenom za uzorak

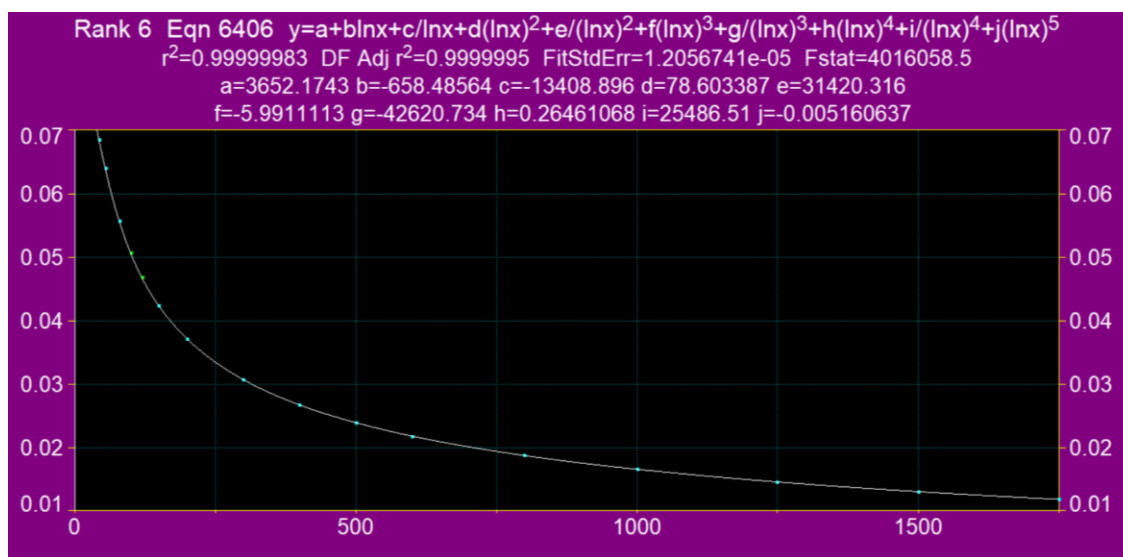
Tabela 6. Efikasnosti standarda i uzoraka na energijama iz FFTRAN-a

E[keV]	Efikasnost standarda[%]	Efikasnost uzorka[%]
44	5.62(28)	6.8(3)
55	5.10(25)	6.4(3)
80	4.35(21)	5.57(28)
100	4.00(20)	5.07(25)
120	3.66(18)	4.68(24)
150	3.34(17)	4.24(21)
200	2.96(15)	3.72(19)
300	2.48(12)	3.07(16)
400	2.19(11)	2.67(13)
500	2.00(10)	2.39(12)
600	1.81(9)	2.18(11)
800	1.58(8)	1.87(9)
1000	1.40(7)	1.65(8)
1250	1.24(6)	1.45(7)
1500	1.12(6)	1.30(7)
1750	1.02(5)	1.18(6)

Napomena: Merna nesigurnost od 5% je uzeta za efikasnost standarda. [27] Softver EFFTRAN uzima u obzir ovu mernu nesigurnost i dodaje mernu nesigurnost samog transfera efikasnosti što je u ovom slučaju bila mala vrednost i samim tim nije uticala na konačnu vrednost merne nesigurnosti. Metoda transfera efikasnosti je ista za oba uzorka.

8.6 Ocena masene aktivnosti uzorka

Efikasnosti za uzorak i energije iz *tabele 6* se unose u program Table curve 2D verzija 5.01 i plotuje se kalibraciona kriva efikasnosti za uzorak u funkciji od energije, što se može i videti na *slici 32*. Energija se nalazi na *x-osi*, a efikasnost na *y-osi*. Ova kalibraciona kriva nam koristi za oba uzorka jer su uzorci iste geometrije i sličnog sastava i gustine. Program nam omogućava da učitamo vrednost efikasnosti za bilo koju energiju, te vrednost efikasnosti za energiju 46.539 KeV iznosi 0.067427418, a za energiju od 63.29 keV iznosi 0.060997753. Debljina oba uzorka od 60 mm.



Slika 32. Kalibraciona kriva efikasnosti za uzorak u funkciji energije

Ovako dobijenu efikasnost možemo uvrstiti u jednačinu 13, i iz nje izračunati aktivnost olova u uzorku:

$$A = \frac{N}{P_{\gamma} * t * \varepsilon} \quad (28)$$

U *tabelama 7 i 8* su dati svi potrebni podaci za računanje masene aktivnosti svih uzoraka. Net je broj registrovanih događaja u spektru na energiji 46.539 keV. P_{γ} je verovatnoća emisije gama zraka, t je vreme tokom kojeg se vršilo merenje. Efikasnost ε je vrednost koja je dobijena sa kalibracionih kriva uzoraka, *slika 32*, a je masena aktivnost olova i uranijuma u uzorcima.

Tabela 7. Podaci o uzorku IAEA-447

debljina uzorka	E[keV]	NET	Py	t[s]	Efikasnost ϵ	Aktivnost[Bq]	masa[kg]	a [Bq/kg]
3mm	46.539	2283	0.0425	90933	0.236(12)	2.50	0.0095	264
5mm	46.539	2789	0.0425	77279	0.220(11)	3.86	0.0158	244
8mm	46.539	3980	0.0425	79019	0.200(10)	5.94	0.0253	235
10mm	46.539	5108	0.0425	81561	0.188(9)	7.86	0.0317	248
15mm	46.539	12861	0.0425	155551	0.163(8)	11.97	0.0476	251
23mm	46.539	8310	0.0425	75716	0.133(7)	19.45	0.07305	266
30mm	46.539	8252	0.0425	69387	0.113(6)	24.70	0.0951	260
60mm	46.539	9587	0.0425	75708	0.067(3)	44.19	0.1891	234

Tabela 8. Podaci o uzorku IAEA-RGU-1

debljina uzorka	E[keV]	NET	Py	t[s]	Efikasnost ϵ	Aktivnost[Bq]	masa[kg]	a [Bq/kg]
3mm	63.29	36610	0.048	84443	0.182(9)	49.53	0.013	3810
5mm	63.29	50728	0.048	70940	0.172(9)	86.56	0.0217	3989
8mm	63.29	69566	0.048	71214	0.158(8)	128.61	0.0347	3706
10mm	63.29	95229	0.048	75211	0.150(8)	175.70	0.0444	3957
15mm	63.29	132311	0.048	84817	0.133(7)	244.78	0.0588	4163
30mm	63.29	180626	0.048	72884	0.097(5)	532.16	0.1329	4004
60mm	63.29	202753	0.048	70683	0.061(3)	979.71	0.2604	3762

Iz dobijenih rezultata može se zaključiti da masene aktivnosti dobijene korišćenjem EFFTRAN-a nisu dobre, one su manje od poznate masene aktivnosti izvora. Razlog za to leži u efektu samoapsorpcije, koji EFFTRAN nije uračunao. Pošto su nam poznate gustine uzoraka $\rho_{IAEA-447} = 1.03 \text{ g/cm}^3$ i $\rho_{IAEA-RGU-1} = 1.126 \text{ g/cm}^3$ iz jednačine 23 se dobijaju korekcionni faktori za samoapsorpciju oba uzorka: $C_{f,IAEA-447} = 0.829$ i $C_{f,IAEA-RGU-1} = 0.835$. Ovi korekcionni faktori dele masene aktivnosti iz tabela 7 i 8 i dobijaju se korigovane masene aktivnosti izvora sa uračunatim efektom samoapsorpcije.

Tabela 9. Korigovana masena aktivnost a_c uranijuma u uzorku IAEA-RGU-1 i relativne greske za različite debljine uzorka

debljina uzorka	a [Bq/kg]	C_f	a_c [Bq/kg]	δ Relativna greška[%]
3mm	3810	0.835	4561	8.32
5mm	3989	0.835	4774	3.47
8mm	3706	0.835	4436	11.35
10mm	3957	0.835	4736	4.30
15mm	4163	0.835	4983	0.85
30mm	4004	0.835	4793	3.07
60mm	3762	0.835	4503	9.7

Tabela 10. Korigovana masena aktivnost a_c olova u uzorku IAEA- 447 i relativne greske za različite debljine uzorka

debljina uzorka	a [Bq/kg]	C_f	a_c [Bq/kg]	δ Relativna greška[%]
3mm	264	0.829	317	7.59
5mm	244	0.829	294	0.15
8mm	235	0.829	283	3.85
10mm	248	0.829	299	1.69
15mm	251	0.829	303	3.10
23mm	266	0.829	321	8.48
30mm	260	0.829	313	6.18
60mm	234	0.829	282	4.26

Iz dobijenih podataka se može zaključiti da je ovaj pristup računanju masene aktivnosti prilično dobar. Relativne greške merenja $\delta = \frac{|a_c - a_{uzorka}|}{a_c} * 100\%$ prevazilaze 10% samo u jednom slučaju za uzorak IAEA-RGU-1 debljine 8 mm. Relativne greške su uglavnom nekoliko procenata, a za neke uzorke (IAEA-RGU-1 debljine 15 mm i IAEA- 447 debljine 5 mm) su čak i manje od 1 %. Veličine relativnih grešaka nemaju nikakvu pravilnost promene sa povećavanjem i smanjivanjem debljine, ali su dosta male (svega nekoliko %) za obe vrste uzoraka pri debljini od 10 i 15 mm. Iz ovoga bi se moglo zaključiti da ovaj pristup pokazuje najbolje rezultate pri ispitivanju samo apsorpcije za ove debljine, ali to bi se moralo još dodatno ispitati na većem broju uzoraka. Interesantno je i da su greske na debljini od 60 mm među većima iako je geometrija uzoraka na toj debljini najpribližnija geometriji češkog referentnog materijala. Korekcionni faktor je u ovom radu predstavljen kao funkcija gustine, što je pokazalo solidne rezultate, ali bi ga u nekom daljem radu ipak trebalo predstaviti i kao funkciju debljine uzorka.

9 Zaključak

U ovom radu su izračunate masene aktivnosti olova ^{210}Pb i uranijuma ^{238}U čiji se gama pikovi registruju u niskoenergetskom delu spektra u uzorcima IAEA- 447 i IAEA-RGU-1 različitih debljina respektivno. U proračunu je korišćen programski paket EFFTRAN koji je dosta jednostavan za korišćenje, ali zahteva veoma precizan unos karakteristika spektrometrijskog sistema. EFFTRAN se dobro pokazao pri kalibraciji efikasnosti za nepoznate uzorke kada nam nije dostupan adekvatan referentni materijal. Time smo izgubili potrebu za velikim brojem referentnih materija različitog sastava. Postoje i drugi softverski paketi koji obavljaju sličnu funkciju poput Angle i LabSOCS, ali oni nisu razmatrani u ovom radu. Mana EFFTRAN-a je u tome što ne uračunava efekte samo apsorpcije te je potrebno uvesti odgovarajući korekcionni faktor. Korekcionni faktor za samoapsorpciju koji je korišćen je izračunat kao funkcija gustine. Ovaj pristup je pokazao dosta dobre rezultate. Relativne greške su u većini slučajeva svega nekoliko procenata sa jednim izuzetkom gde je relativna greška 11.35%. Mana ovog pristupa je u tome što korekcionni faktor ne uračunava debljinu apsorbera te bismo verovatno dobili mnogo veća odstupanja za deblje uzorke.

U budućem radu na ovoj temi bi trebalo ispitati i druge postojeće modele korekcije na efekte samoapsorpcije kao i mogućnosti drugih pomenutih softverskih paketa da ove efekte uzmu u obzir

10 Literatura

- [1] "Goran Stanic diplomski rad - Kalibracija efikasnosti HPGe detektora pomoću softvera Angle i LabSOCS." .
- [2] "Angle 4, Efficiency Calculations for Semiconductor and Scintillation Detectors, User Guide, 2016.docx." .
- [3] "J. F. Briesmeister (Ed.), MCNP A General Monte Carlo N-Particle Transport Code, Report LA-12625-M, Ch.1, Los Alamos National Laboratory..docx." .
- [4] "T. Vidmar, N. Celik, N. Cornejo Diaz, et al., Appl. Radiat. Isot. 68 (2010) 355..docx." .
- [5] "M. C. Lepy, M. M. Be, F. Piton, Note Technique LNHB 0109A, 2004..docx." .
- [6] "J. Krneta Nikolić, T. Vidmar, et al., J. Environ. Radioact. 165 (2016) 191-196..docx." .
- [7] "O. Sima, et al., J. Radioanal. Nucl. Chem. 248 (2001) 359-364..docx." .
- [8] "S. Agostinelli, et al., Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A 506..docx." .
- [9] "M. Krmar, Uvod u nuklearnu fiziku, Novi Sad Prirodno-matematički fakultet, Departman za fiziku, 2013.pdf." .
- [10] "Todorovic and Maksimovic - DEJSTVO JONIZUJUĆEG ZRACENJA NA ŽIVU MATERIJU -UTI.pdf." .
- [11] "Debertin K., Helmer R.-Gamma - and X-ray spectrometry with semiconductor detector.pdf." .
- [12] W. R. Leo, *Techniques for nuclear and particle physics experiments: a how-to approach*, 2nd rev. ed. Berlin ; New York: Springer, 1994.
- [13] Gordon Gilmore, *Practical gamma-ray spectrometry*, 2nd ed. Chichester, England ; Hoboken, NJ: Wiley, 2008.
- [14] "Ivana Podunavac diplomski rad - Kalibracija efikasnosti detekcije HPGe detektora za in-situ gama spektrometriju." .
- [15] "Sofija Forkapić doktorska disertacija - Istraživanje gasovitih radioaktivnih produkata uranijuma i torijuma.pdf." .
- [16] "Krane - Introductory Nuclear Physics.pdf." .
- [17] "Dušan Mrđa doktorska disertacija - Analiza metoda redukcije fona germanijumskih spektrometara." .
- [18] "David Knezevic master rad - Komparativna analiza simulirane i eksperimentalne efikasnosti germanijumskog detektora.pdf." .
- [19] "J.Slivka, I.Bikit, M.Vesković, Lj. Čonkić, Gama spektrometrija - specijalne metode i primene, Univerzitet u Novom Sadu, Prirodno - matematički fakultet, Novi Sad (2000).pdf." .
- [20] "Radiation Detection and Measurement, 3rd ed - Glenn F. Knoll." .
- [21] L. Moens *et al.*, "Calculation of the absolute peak efficiency of gamma-ray detectors for different counting geometries," *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res.*, vol. 187, no. 2–3, pp. 451–472, 1981.
- [22] T. Vidmar, "EFFTRAN—A Monte Carlo efficiency transfer code for gamma-ray spectrometry," *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Sect. Accel. Spectrometers Detect. Assoc. Equip.*, vol. 550, no. 3, pp. 603–608, Sep. 2005.
- [23] M. Bonczyk, "Determination of 210 Pb concentration in NORM waste – An application of the transmission method for self-attenuation corrections for gamma-ray spectrometry," *Radiat. Phys. Chem.*, vol. 148, pp. 1–4, Jul. 2018.
- [24] N. H. Cutshall, I. L. Larsen, and C. R. Olsen, "Direct analysis of 210Pb in sediment samples: Self-absorption corrections," *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res.*, vol. 206, no. 1–2, pp. 309–312, Feb. 1983.
- [25] "Anja Bartula master rad - Korekcije krive efikasnosti HPGe detektora.pdf." .
- [26] "<http://nucleardata.nuclear.lu.se/toi/>." .

[27] "Calculation of HPGe efficiency for environmental samples comparison of EFFTRAN and GEANT4
Jelena Nikolic, Tim Vidmar¹, Dejan Jokovic^c, Milica Rajacica, Dragana Todorovic.pdf." .

Biografija studenta



Aleksandar Rikalo je rođen 15.10.1994 u Novom Sadu. Završio je osnovnu školu „ Prva vojvođanska brigada” i Gimnaziju „ Jovan Jovanović Zmaj” u Novom Sadu. Tokom osnovne i srednje škole se takmičio na takmičenjima iz matematike i fizike i osvajao je nagrade na opštinskim, okružnim i državnim takmičenjima. Osnovne akademske studije fizike smer fizičar-istraživač upisuje 2013. Godine na Prirodno-matematičkom fakultetu, Univerziteta u Novom Sadu.

UNIVERZITET U NOVOM SADU
PRIRODNO MATEMATIČKI FAKULTET
KLJUČNA DOKUMENTACIJSKA INFORMACIJA

<i>Redni broj:</i>	
RBR	
<i>Identifikacioni broj:</i>	
IBR	
<i>Tip dokumentacije:</i>	Monografska dokumentacija
TD	
<i>Tip zapisa:</i>	Tekstualni štampani materijal
TZ	
<i>Vrsta Rada:</i>	Diplomski rad
VR	
<i>Autor:</i>	Aleksandar Rikalo
AU	
<i>Mentor:</i>	prof. dr Jovana Nikolov
MN	
<i>Naslov rada:</i>	Procena efekta samoapsorpcije u nisko-energetskom delu gama-spektra upotrebom EFFTRAN-a
NR	
<i>Jezik publikacije:</i>	srpski(latinica)
JP	
<i>Jezik Izvoda:</i>	srpski/engleski
JI	
<i>Zemlja publikovanja:</i>	Republika Srbija
ZP	
<i>Uže geografsko područje:</i>	Vojvodina
UGP	
<i>Godina:</i>	2019
GO	
<i>Izdavač:</i>	Autorski reprint
IZ	
<i>Mesto i adresa:</i>	Prirodno-matematički fakultet, Trg Dositeja obradovića 4 Novi Sad
MA	
<i>Fizički opis rada:</i>	10 poglavlja/ 52 strana/ 27 literaturnih citata 10 tabela/ 32 slike
FO	

<i>Naučna oblast:</i>	Fizika
NO	
<i>Naučna disciplina:</i>	Nuklearna fizika
ND	
<i>Predmetna odrednica/ključne reči:</i>	gama spektrometrija, EFFTRAN, transfer efikasnosti Samoapsorpcioni faktor
PO	
UDK	
<i>Čuva se:</i>	Biblioteka Departmana za fiziku, PMF-a u Novom Sadu
CU	
<i>Važna napomena:</i>	Nema
VN	
<i>Izvod:</i>	U radu je određena masena aktivnost poznatog uzorka pomoću softverskog paketa EFFTRAN. Dobijeni rezultati su podeljeni faktorom samoapsorpcije i upoređeni su sa poznatom aktivnosti uzorka.
IZ	
<i>Datum prihvatanja teme:</i>	Jun 2019.
DP	
<i>Datum odbrane:</i>	8.7.2019.
DO	
<i>Članovi komisije:</i>	
KO	
<i>Predsednik:</i>	prof. dr Nataša Todorović, redovni profesor Prirodno-matematičkog fakulteta u Novom Sadu
<i>Član:</i>	dr Petar Mali, docent Prirodno-matematičkog fakulteta u Novom Sadu
<i>Mentor:</i>	prof. dr Jovana Nikolov, vanredni profesor Prirodno-matematičkog fakulteta u Novom Sadu

UNIVERSITY OF NOVI SAD
FACULTY OF SCIENCES
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:

Aleksandar Rikalo

AU

Mentor:

prof. Dr Jovana Nikolov

MN

Title:

Evaluation of self-absorption effect in low-energy part of gamma-spectrum by using EFFTRAN

Language of text:

Serbian (Latin)

LT

Language of abstract:

English

LA

Country of publication:

Republic of Serbia

CP

Locality of publication:

Vojvodina

LP

Publication year:

2019

PY

Publisher:

Author's reprint

PU

Publication place:

Faculty of sciences, Trg Dositeja Obradovica 4,
Novi Sad

PP

Physical description:

10/52/27/10/32

PD

Scientific field:

Physics

SF

Scientific discipline:

Nuclear physics

SD

Subject/Key words

Gamma spectrometry, EFFTRAN, efficiency transfer,
selfabsorption factor

SKW

Holding data:

Library of Department of Physics,
Trg Dositeja Obradovica 4

HD

Note:

None

N

Abstract:

In this paper activity/wight was detemined for known sample using EFFTRAN software. Results were then divided by selfabsorption coeficient and compared with known radiaktivty of the sample

AB

Accepted by scientific board:

June 2019.

ASB

Defended on:

8.7.2019

DE

Thesis defend board:

President:

prof. Dr Nataša Todorovć, full professor,
Faculty of sciences, Novi Sad

Member:

Dr Petar Mali, assistant professor,
Faculty of sciences, Novi Sad

Menthor:

prof. Dr Jovana Nikolov, associate professor,
Faculty of sciences, Novi Sad

DB