



UNIVERZITET U NOVOM SADU  
PRIRODNO-MATEMATIČKI  
FAKULTET  
DEPARTMAN ZA FIZIKU



УНИВЕРЗИТЕТ У НОВОМ САДУ  
ПРИРОДНО-МАТЕМАТИЧКИ ФАКУЛТЕТ

ПРИМЉЕНО:	26. СЕР. 2008
ОРГАНИЗ.ЈЕД.	БРОЈ
0603	9 / 1289

# Apsolutno određivanje aktivnosti izvora Co-60

## MASTER RAD

Mentor:  
Prof. dr. Istvan Bikit

Kandidat:  
Nemeš Tomas

Novi Sad, 2008

*Želim da se ovim putem zahvalim naučnom timu  
katedre za nuklearnu fiziku što su mi odredili temu rada.*

## SADRŽAJ

1. Uvod .....	2
2. Poreklo i osobine gama zraka .....	3
2.1. Pobudivanje nuklearnih stanja .....	3
2.2. Deekscitacija nuklearnih stanja .....	6
3. Osnovni pojmovi gama spektrometrije .....	10
3.1. Osnovne karakteristike detektora .....	11
3.1.1. Osetljivost .....	11
3.1.2. Odziv detektora .....	11
3.1.3. Energetska rezolucija .....	11
3.1.4. Funkcija odziva .....	12
3.1.5. Vreme odziva .....	12
3.1.6. Efikasnost detektora .....	13
3.1.7. Mrtvo vreme .....	13
4. Germanijumski detektori .....	17
4.1. Besprimesni germanijum .....	17
4.2. Gama spektroskopija sa germanijumskim detektorima .....	18
5. Efekti sumiranja u gama spektrometriji i metoda sumarnog vrha .....	19
5.1. Odbacivanje nasedajućih signala .....	19
5.2. Pravo koincidentno sumiranje .....	22
5.2.1. Sumiranje i prostorni ugao .....	23
5.2.2. Korekcioni faktor ugaone korelacije .....	24
5.3. Slučajne koincidencije .....	25
5.4. Korekcije sumarnog vrha na slučajne koincidencije .....	27
5.5. Metoda sumarnog vrha .....	28
6. Eksperimentalni rad .....	30
6.1. Određivanje aktivnosti standardnih izvora Co-60 bez korekcije sumarnog vrha na slučajne koincidencije .....	32
6.2. Određivanje aktivnosti standardnih izvora Co-60 sa korekcijom sumarnog vrha korišćenjem izvora Cs-137 .....	36
6.3. Određivanje aktivnosti Co-60 samo na osnovu jednog spektra .....	46
7. Zaključak .....	50
8. Literatura .....	52
9. Dodatak .....	53
9.1. Određivanje aktivnosti Co-60 samo na osnovu jednog spektra sa korekcijom vrhova na gubitke usled slučajnih koincidencija .....	54



## 1. Uvod

Iz podataka koji se dobijaju gama spektrometrijom moguće je odrediti aktivnost pojedinih komponenti u nepoznatom uzorku. Jedan od načina je da se izvrši kalibracija efikasnosti pomoću standardnih izvora zračenja za određenu geometrijsku postavku, zatim se snimi spektar nepoznatog uzorka u istoj geometriji, pa se obradom dobijenog spektra izračuna aktivnost pojedinih komponenti. Preciznost određivanja krive efikasnosti se odražava na izračunavanje aktivnosti nepoznatih komponenti. U cilju što boljeg određivanja krive efikasnosti moraju se uzeti u obzir efekti pravih koincidencija. Na krajnji rezultat dobijene aktivnosti utiče i efekat slučajnih koincidencija.

Drugi način za određivanje aktivnosti nepoznatog uzorka jeste takozvana metoda sumarnog vrha. Ovde se odbroji u spektru nastali efektom pravih i slučajnih koincidencija koriste za apsolutno određivanje aktivnosti bez poznavanja efikasnosti detekcije. Metoda sumarnog vrha je značajna jer nije tehnički zahtevna i veoma je jednostavna.

U ovom radu je određivana aktivnost standardnih tačkastih izvora  $^{60}\text{Co}$  metodom sumarnog vrha bez korekcije i sa korekcijom na slučajne koincidencije. Aktivnost izvora  $^{60}\text{Co}$  sa korekcijom na slučajne koincidencije je određivana uz pomoć standardnog izvora  $^{137}\text{Cs}$  radi procene vremena rezolucije kada u spektru nisu mogli biti uočeni vrhovi nastali samo usled slučajnih koincidencija. Sa druge strane aktivnost standardnog izvora  $^{60}\text{Co}$  je određivana i samo na osnovu jednog spektra kada su vrhovi nastali samo usled slučajnih koincidencija bili dovoljno uočljivi. Kako su aktivnosti standardnih izvora poznate na datum merenja, ispitivana je tačnost ove metode pri različitim rastojanjima izvora od detektora. Takođe je razmatrana tačnost ove metode kada su u pitanju male statistike sumarnog vrha.

## 2. Pereklo i osobine gama zraka

Gama zraci nastaju pri deekscitaciji pobuđenih stanja u jezgrima atoma. Ta pobuđena stanja mogu biti popunjena putem nuklearnih reakcija i radioaktivnim raspadom jezgara.

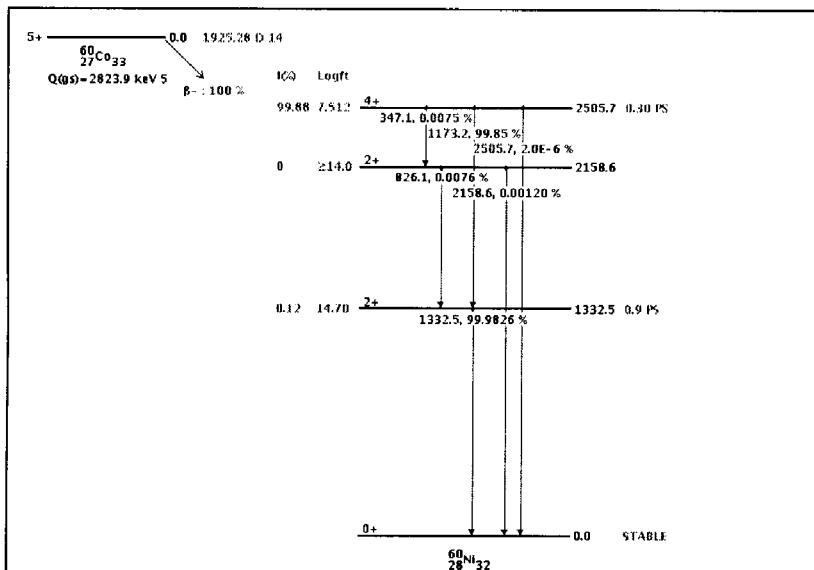
### 2.1. Pobuđivanje nuklearnih stanja

Nekoliko primera nastajanja pobudenih stanja jezgara putem radioaktivnog raspada prikazano je na slici 2.1. do slike 2.7. U prva 4 slučaja prelazima sa emisijom  $\gamma$  zraka prethodi neki oblik  $\beta$  ili  $\alpha$  raspada. U ovim raspadima dolazi do promene hemijskog elementa. Početno i krajnje jezgro se obično označavaju kao jezgro predak i jezgro potomak. Za radioaktivni izvor se najčešće uzima ime pretka, iako  $\gamma$  zraci obično nastaju iz prelaza u potomku.

U nastavku su ukratko opisani pojedini oblici raspada.

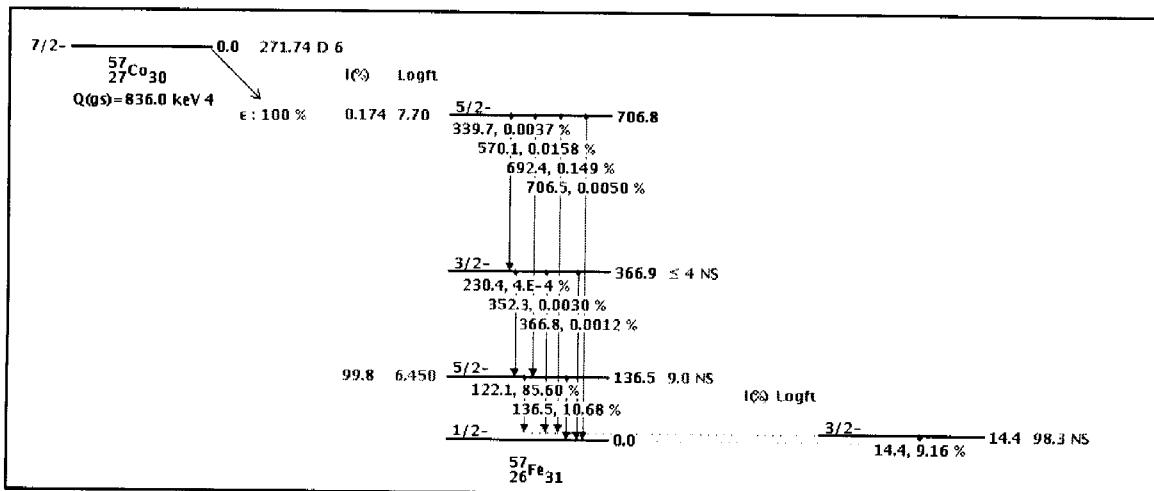
(1)  $\beta$  emisija, ilustrovana raspadom  $^{60}\text{Co}$  na slici 2.1:

U ovom slučaju jedan neutron u jezgru se transformiše u proton, i iz jezgra se emituje  $\beta$  čestica. Iako je ta čestica zapravo elektron, termin  $\beta$  čestica ili  $\beta$  zrak omogućava razlikovanje od elektrona koji nastaju izvan jezgra. Maksimalna energija  $\beta$  zraka je ukupna energija raspada umanjena za energiju pobuđenog stanja koje se popunjava u potomku. Pored  $\beta$  zraka, u ovom procesu se emituje i antineutrino. Te dve čestice statistički raspodeljuju raspoloživu energiju, tako da svaka ima kontinuiran energijski spektar u opsegu od nule do maksimalno dozvoljene energije. Obično se nekoliko stanja potomka popunjava  $\beta$  raspadom. Verovatnoća da  $\beta$  prelaz popuni neko dato stanje jezgra potomka zavisi od detalja talasnih funkcija relevantnih stanja.



Slika 2.1. Šema raspada  $^{60}\text{Co}$  kao primer  $\beta^-$  raspada

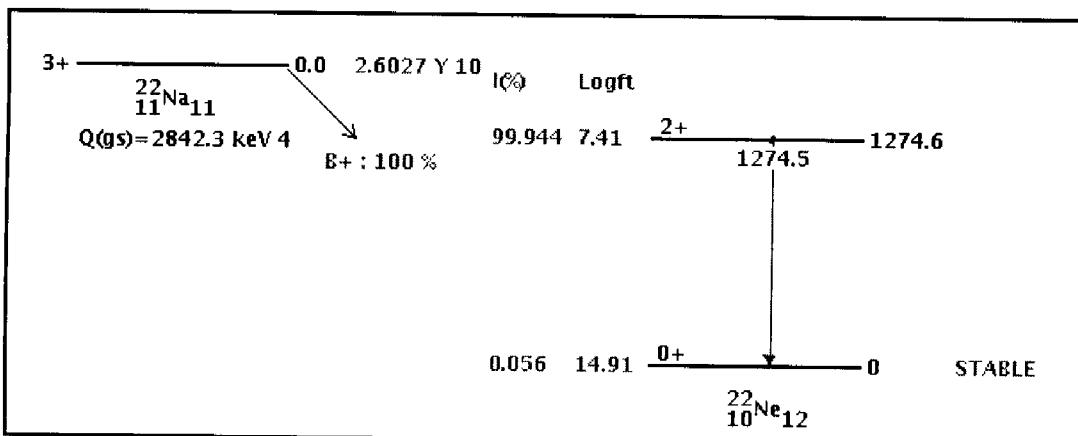
(2) Zahvat elektrona (EC), ilustrovan raspadom  $^{57}\text{Co}$  na slici 2.2:



Slika.2.2. Šema raspada  $^{57}\text{Co}$  kao primer raspada zahvatom elektrona

U ovom obliku  $\beta$  raspada jedan od atomskih elektrona biva zahvaćen jezgrom i pri tome se jedan proton pretvori u neutron. Pri tome se emituje neutrino, koji odnosi energiju raspada ovog prelaza umanjenu za energiju veze zahvaćenog elektrona. Za energije raspada više od dva puta veće od energije veze u K ljesici, zahvaćeni elektron će biti iz K ljeske u oko 90% zahvata, dok će ostalih 10% biti iz L ljeske i viših ljeski. Kako energija raspada opada, verovatnoća zahvata se pomera ka višim ljeskama, i kada opadne ispod energije veze K ljeske, svi zahvati moraju biti iz viših ljeski. Pošto zahvat elektrona ostavlja upražnjeno mesto u atomskom nivou, tokom deekscitacije atoma koja sledi, emitovaće se X zraci i Ožeovi elektroni, što može da se iskoristi kao odlika procesa elektronskog zahvata. Pošto nakelektrisanje jezgra opada za jedan kada se zahvati elektron, atom kao celina ostaje neutralan.

(3) Emisija pozitrona, ilustrovana raspadom  $^{22}\text{Na}$  na slici 2.3:



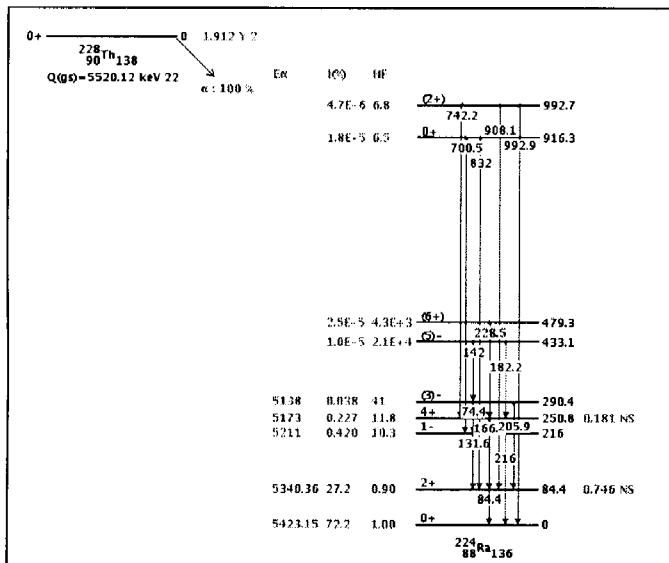
Slika. 2.3. Šema raspada  $^{22}\text{Na}$  kao primer pozitronskog raspada.

U ovom obliku  $\beta$  raspada jezgro emituje pozitron – pozitivno nanelektrisani ekvivalent elektrona, koji se označava sa  $\beta^+$ , a pri tome se jedan proton pretvori u neutron. Ovaj proces proizvodi istu promenu jezgra kao elektronski zahvat, pa može da mu konkuriše. Ipak, proizvodnja pozitrona zahteva energiju raspada od bar  $2m_0c^2$  (tj. 1022 keV), tako da do ovog procesa dolazi samo kada je energija raspada veća od ove vrednosti. Takođe se emituje i neutrino, tako da pozitroni i neutrini imaju kontinuirani spektar sa energijama od nule sve do energije raspada. Kada se emitovani pozitron uspori do približno nulte energije, interagovaće sa nekim elektronom iz okoline, doći će do anihilacije i obično nastaju dva fotona od 511 keV. Ovi fotoni mogu da se iskoriste kao odlika procesa pozitronskog raspada i kao način za merenje brzine raspada njegovog udela u raznim raspadima.  $\beta^+$  raspod ostavlja atom sa jednim elektronom viška, koji onda napušta atom.

Manji deo pozitrona anihilira sa elektronima dok još ima konačnu energiju (u letu). Uopšte uzev, kod ovih događaja i dalje se emituju dva fotona, ali oni imaju kontinuirani energijski spektar, pa nisu uključeni u događaje predstavljene vrhom od 511 keV. Neophodna je korekcija na ovu pojavu, ako se površina ovog vrha koristi za precizno merenje  $\beta^+$  intenziteta.

(4)  $\alpha$  raspod, ilustrovan raspadom  $^{228}\text{Th}$  na slici 2.4:

U procesu  $\alpha$  raspada emituje se  $\alpha$  čestica (jezgro  ${}^4\text{He}$ ) iz jezgra pretka. Redni broj  $Z$  jezgra potomka je za 2 manji od pretka, a maseni broj  $A$  je manji za 4. Najistaknutiji raspadi se obično završavaju na samo nekoliko niskoležećih stanja. Pošto se u ovom procesu emituje samo jedna čestica,  $\alpha$  čestice imaju diskretne energije, nasuprot kontinuiranim raspodelama energije  $\beta^-$  i  $\beta^+$  čestica. Pošto je masa  $\alpha$  čestice značajna u poređenju sa masom jezgra, da bi se odredila energija  $\alpha$  čestice, od energije raspada mora se oduzeti energija uzmaka jezgra.

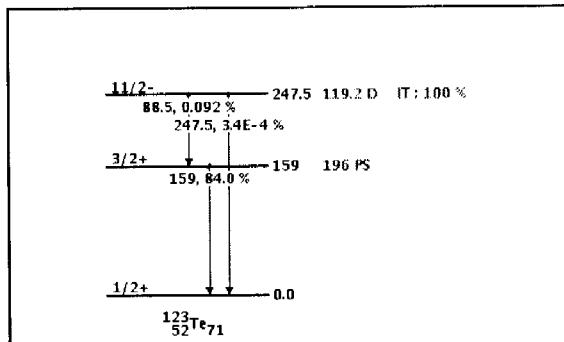


Slika 2.4. Šema raspada  $^{228}\text{Th}$  kao primer  $\alpha$  raspada.

(5) Izomerniraspad, ilustrovan primerom  $^{123}\text{Te}$  na slici 2.5:

U primerima tri oblika  $\beta$  raspada i u primeru  $\alpha$  raspada, radioaktivni predak je u osnovnom stanju. Postoje takođe pobuđena stanja koja imaju relativno duge poluživotne i koja se mogu raspasti na jedan od ova 4 načina. Međutim, takvo se stanje može raspasti i emisijom

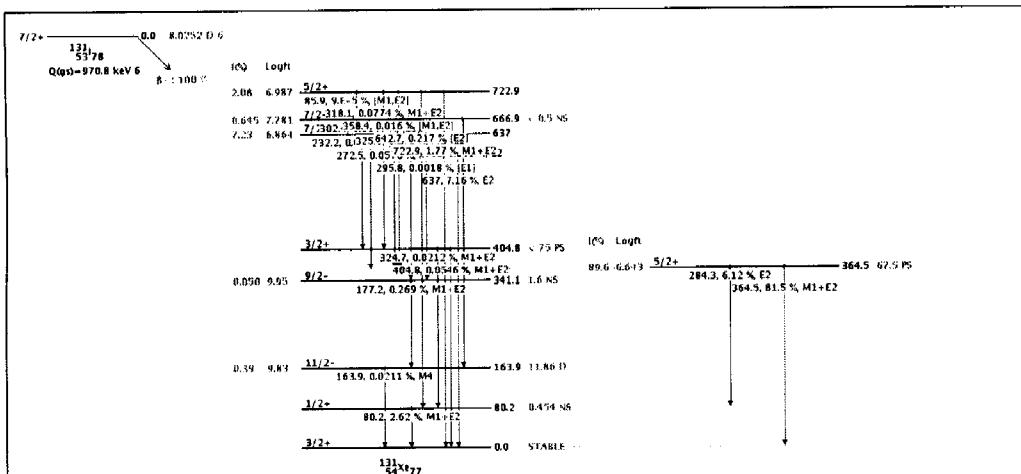
$\gamma$  zraka; to ze zove izomerni prelaz. U slučaju na slici 2.5. izomerno (ili metastabilno) stanje raspada se samo preko  $\gamma$  prelaza, tako da nema promene Z ili A. Termin "izomerni" podrazumeva da je poluživot dug u odnosu na većinu drugih poluživota, ali termin nije jedinstveno definisan.



Slika 2.5. Šema raspada  $^{123}\text{Te}^m$  kao primer izomernog raspada.

## 2.2. Deekscitacija nuklearnih stanja

Nuklearna stanja pobuđena napred razmatranim procesima še, uopšte uzev, deekscituju prelazima na niža energijska stanja u istom jezgru putem emisije  $\gamma$  zraka ili prenosom energije na neki od atomskih elektrona. Deekscitacija ovim drugim procesom, zvanim interna konverzija, opisana je nešto dalje u ovom odeljku. Emisijom niza  $\gamma$  zraka ili konverzionalih elektrona jezgro dospeva u osnovno stanje, koje može biti stabilno ili podložno daljem raspadu.



Slika. 1.5. Šema nivoa sa energijama, spinovima, parnostima i vremenima života nivoa i energije, intenziteti i multipolarnost prelaza.

Osobine jezgra i  $\gamma$  zraka koje nas interesuju u ovim deekscitacijama ilustrovane su na Slika. 1. Osobine jezgra su energije nivoa, poluživoti, spinovi i parnosti. Osobine  $\gamma$  zraka su njihove energije, verovatnoće emisije i multipolnosti. U krajnjoj instanci sve ove osobine

zavise od detalja talasne funkcije relevantnih nuklearnih stanja i od operatora prelaza za elektromagnetne prelaze.

Nuklearna stanja imaju diskrete energije. Radi očuvanja energije i impulsa u procesu emisije  $\gamma$  zraka, jezgro mora da uzmakne u pravcu suprotnom od  $\gamma$  zraka brzinom takvom da mu impuls bude jednak po veličini impulsu  $\gamma$  zraka. Pošto je "masa" fotona vrlo mala, energija uzmaka jezgra je obično zanemarljiva, ali mora biti uzeta u obzir ako treba povezati energije  $\gamma$  zraka sa odgovarajućim nuklearnim stanjima. Iz zakona održanja sledi da je energija  $\gamma$  zraka

$$E_\gamma = E_i - E_f - E_R, \quad (2.1)$$

gde su  $E_i$  i  $E_f$  energija početnog i krajnjeg stanja jezgra, a  $E_R$  je energija uzmaka jezgra data sa

$$E_R = 0.5368 \times 10^{-6} \frac{E_\gamma^2}{A_r}, \quad (2.2)$$

gde je  $A_r$  relativna atomska masa, a energije su date u keV.

Spin jezgra i angуларни момент koga prilikom emisije odnosi  $\gamma$  zrak su vektorske veličine koje označavamo sa  $\vec{J}$  i  $\vec{L}$ . Dužine (ili maksimalno moguće komponente u bilo kom pravcu) vektora  $\vec{J}$  i  $\vec{L}$  su  $\sqrt{J(J+1)}\hbar$  i  $\sqrt{L(L+1)}\hbar$ , gde je  $\hbar = h/2\pi$ , ali je uobičajena praksa da se dužine vektora prosto označe sa  $J$  i  $L$ . Svako stanje ima diskretnu vrednost spina  $J$  (koja je celobrojna ako je  $A$  parno, a polucelobrojna ako je  $A$  neparno) i datu parnost  $\pi$  koja je ili + ili -.

Za svaki  $\gamma$  prelaz moraju biti očuvani angуларни moment i parnost, tj.

$$\vec{J}_i = \vec{J}_f + \vec{L} \quad (2.3)$$

i

$$\pi_i = \pi_f - \pi_\gamma, \quad (2.4)$$

gde se indeksi i i f odnose na početno i krajnje stanje jezgra. Za odgovarajuće skalarne veličine važi relacija

$$|J_f - L| \leq J_i \leq J_f + L. \quad (2.5)$$

Iako u opštem slučaju  $\gamma$  prelaz može imati više od jedne  $L$  vrednosti, postoje specijalni slučajevi kada je dozvoljena samo jedna vrednost. Ako jedno od stanja ima  $J = 0$ , tada će, prema (2.5), svaki  $\gamma$  zrak koji ulazi ili izlazi iz tog stanja imati jedinstvenu vrednost  $L$  jednaku vrednosti  $J$  drugog stanja. Ako je  $J_i = J_f = 1/2$ , tada je  $L = 1$ , a ako je  $J_i = J_f = 0$ , ne može doći do emisije  $\gamma$  zraka, pošto on mora odneti bar jednu jedinicu angularnog momenta. Prema (2.4), ako oba stanja imaju istu parnost, tada je  $\pi_\gamma = +$ , a ako se razlikuju, tada je  $\pi_\gamma = -$ .

U teoriji elektromagnetnih prelaza izračunavanje brzine prelaza zasnovano je na razvoju po multipolima u kojem se članovi nižeg reda odnose na najverovatnije prelaze. Ovi se članovi razlikuju po tri osobine:

- (1) "električni" E i "magnetični" M prelazi,
- (2) prelazi koji menjaju parnost  $\Delta\pi \neq 0$ , i prelazi koji ne menjaju parnost  $\Delta\pi = 0$ ,
- (3) vrednost angularnog momenta  $L$  koga odnosi  $\gamma$  zrak.

Prelaz sa  $L = 1$  je dipolni označen sa E1 ili M1, sa  $L = 2$  je kvadrupolni označen sa E2 ili M2, sa  $L = 3$  je oktupolni, E3 ili M3 itd. Prelazi E1, M2, E3, ... su sa promenom parnosti, a M1, E2, M3, ... su bez promene parnosti.

Još jedna karakteristika stanja jezgra je odgovarajući poluživot. Postoji određena verovatnoća prelaza  $\lambda_i$  pridružena svakom obliku raspada sa datog stanja. Ako se pobuđeno stanje raspada na nekoliko nižih energijskih stanja, odgovarajuće verovatnoće prelaza su međusobno nezavisne. Ukupna verovatnoća prelaza je tako suma pojedinačnih vrednosti, tj.

$$\lambda = \lambda_1 + \lambda_2 + \dots, \quad (2.6)$$

pa je poluživot pobuđenog stanja dat sa

$$T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda}. \quad (2.7)$$

Verovatnoća prelaza za svaki konkretni  $\gamma$  zrak zavisiće od konkretnih talasnih funkcija početnog i krajnjeg stanja jezgra, ali, pošto su one uglavnom nepoznate, ova se verovatnoća ne može proračunati. Ipak, postoje izračunavanja za specijalne skupove talasnih funkcija, koja se mogu primeniti na stanja u idealizovanim nuklearnim sistemima. Za sferski oblik jezgra i potencijala, uz odgovarajuće pretpostavke, rezultati ovih izračunavanja se mogu svesti na analitičke izraze koji su funkcije samo multipolnosti, masenog broja i energije  $\gamma$  zraka. Vajskopfove procene za parcijalne poluživote nivoa za prelaze E1, E2 i M2 su

$$T_{1/2}(E1) = \frac{6.764 \cdot 10^{-6}}{E_\gamma^3 \cdot A^{2/3}}, \quad (2.8)$$

$$T_{1/2}(E2) = \frac{9.527 \cdot 10^6}{E_\gamma^5 \cdot A^{4/3}}, \quad (2.9)$$

$$T_{1/2}(M2) = \frac{2.202 \cdot 10^{-5}}{E_\gamma^3}, \quad (2.10)$$

gde su poluživoti u s, energije u keV, a A je maseni broj. Postoje slični izrazi i za prelaze višeg reda.

Nasuprot pretpostavci da su jezgra sferskog oblika, na kojoj su zasnovane relacije (2.8)-(2.10), za srednja i teška jezgra se zna da znatno odstupaju od sferskog oblika. Te deformacije dozvoljavaju mnogim nukleonima da uzmu učešća u kolektivnom kretanju, što daje poluživote za  $\gamma$  prelaze koji se znatno razlikuju od onih dobijenih gornjim relacijama. Tako, na primer, E2 prelazi mogu biti brži i za dva reda veličine, tako da im poluživoti postaju uporedivi sa poluživotima M1 prelaza, pa su, zapravo, smeše M1+E2 sasvim uobičajene. Drugi efekt u srednjim i teškim jezgrima je taj da su E1 prelazi obično sporiji od ovih procena za 5 redova veličine. Zbog svih ovih razloga, obično se poluživoti ne mogu teorijski izračunati, nego se određuju eksperimentalno.

Pobuđena stanja jezgra se takođe mogu deekscitovati internom konverzijom bez emisije  $\gamma$  zraka. U ovom procesu energija deekscitacije se prenosi na jedan od atomskih elektrona i taj se elektron izbacuje iz atoma. Zakon održanja energije zahteva da kinetička energija elektrona bude jednaka razlici energija stanja jezgra umanjenoj za energiju veze elektrona i za energiju uzmaka.

Pošto se i emisija  $\gamma$  zraka i unutrašnja konverzija odvijaju u istom prelazu, ukupna verovatnoća prelaza između dva stanja je zbir posebnih verovatnoća za  $\gamma$  prelaz i za prelaz internom konverzijom. Odnos broja emitovanih konverzionih elektrona  $N_e$  prema broju emitovanih  $\gamma$  zraka  $N_\gamma$  zove se koeficijent interne konverzije

$$\alpha = \frac{N_e}{N_\gamma}. \quad (2.11)$$

Slično tome, parcijalni koeficijenti interne konverzije za pojedine ljske definišu se kao  $\alpha_K = N_{eK}/N_\gamma$ ,  $\alpha_L = N_{eL}/N_\gamma$ , ..., gde su  $N_{eK}$ ,  $N_{eL}$ , ... brojevi konverzionih elektrona iz K, L, ... ljske. Vrednosti  $\alpha$  zavise od energije prelaza i multipolnosti. Konverzionalni koeficijenti se mogu izračunati teorijski sa dobrom tačnošću. Ukupni konverzionalni koeficijenti  $\alpha$  takođe mogu da se iskoriste za određivanje multipolnosti  $\gamma$  zraka. Odnosi intenziteta konverzionih elektrona različitih podljeski ( $\alpha_{L1}/\alpha_{L2}$ ,  $\alpha_{L2}/\alpha_{L3}$ , ...) takođe mogu da se iskoriste za određivanje multipolarnosti, i bez pozivanja na intenzitet  $\gamma$  zraka.

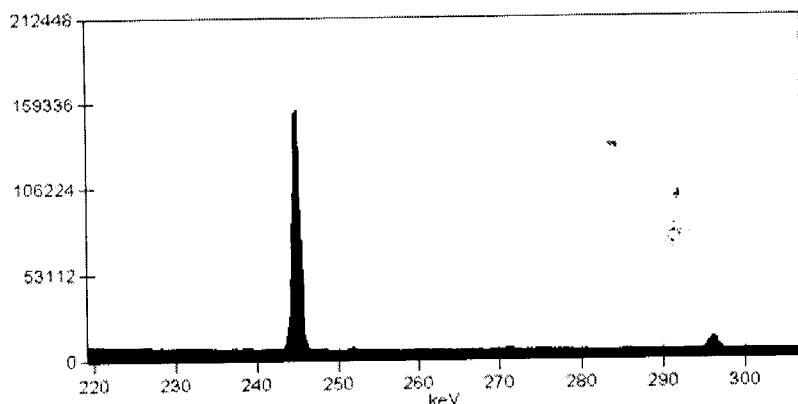
Sva nuklearna stanja, a time i  $\gamma$  linije, imaju konačnu širinu. Kvantno-mehanički princip neodređenosti daje recipročnu zavisnost između vremena života nekog stanja i razmazanosti njegove energije. Kao posledica toga, nuklearna stanja imaju konačnu, doduše obično vrlo malu širinu, a ta se širina odražava na razmazanost energije  $\gamma$  zraka koji deekscituju ova stanja. Energijske širine  $\gamma$  zraka kreću se od neV do meV, pa su tako zanemarljive za uobičajenu  $\gamma$  spektrometriju, gde su posmatrane širine tipično reda keV. Ove širine postaju važne u specijalnim oblastima, kao što su Mešbauerova spektroskopija i rezonantno rasejanje  $\gamma$  zraka.

Do sada smo intenzitete  $\gamma$  zraka razmatrali u odnosu na raspad pojedinačnog stanja jezgra. Međutim, u mnogim primenama potrebna je verovatnoća emisije  $\gamma$  zraka po raspadu jezgra pretka,  $p_\gamma$ . Ona predstavlja proizvod verovatnoće raspada pretka u odgovarajući nivo potomka i verovatnoće emisije odgovarajućeg  $\gamma$  zraka koji nastaje pri deekscitaciji tog nivoa. Za jednostavnije šeme raspada  $p_\gamma$  se može izračunati, ali se u većini slučajeva dobija merenjem aktivnosti izvora i brzine emisije  $\gamma$  zraka.

### 3. Osnovni pojmovi gama spektrometrije

Gama zraci nastaju pri deekscitaciji pobuđenih stanja u jezgrima atoma. Ta pobuđena stanja mogu biti popunjena putem nuklearnih reakcija i radioaktivnim raspadom. Jezgro je okarakterisano diskretnim energijskim nivoima. Elektromagnetni talasi koji se emituju pri prelazu između ovih nivoa su reda veličine nekoliko stotina keV-a do nekoliko MeV-a, te svedoče o velikoj energiji veze nukleona. Ovi visoko energijski fotonii se istorijski nazivaju gama zraci.

U gama spektrometriji se najvažniji parametri zračenja, emitovane energije i relativni intenziteti pojedinih energetskih prelaza, određuju na taj način što se spektrometrom snima spektar, pa se zatim vrši njegova analiza (slika 3.1.). Rezultati merenja se dobijaju obradom jedne slike, koju daje merni instrument pa je zbog toga neophodno definisati osnovne karakteristike mernog instrumenta i najvažnije pojmove kojima se merene veličine u instrumentalnoj slici registruju.



Slika 3.1. Jedan deo spektra  $^{152}\text{Eu}$  dobijen pomoću germanijumskog detektora.

Na slici 3.1. je predstavljen tipični vizuelni prikaz gama spektra snimljen germanijumskim detektorom. Vizuelni prikaz snimljenog spektra je danas sastavni deo softvera za obradu spektra.

Jedan od zadataka gama spektrometrije je identifikacija prisutnih jezgara u nepoznatim uzorcima. Spektar emitovanih fotona pri raspadu jezgra daje indirektnu informaciju o samom jezgru koje se raspalo. Određivanje koncentracije aktivnosti ispitivanog uzorka moguće je kompletnom obradom spektra, što se čini uz pomoć softvera za gama spektrometriju. Uz prethodno izvršenu energetsku kalibraciju spektrometra, softver može automatski identifikovati prisutna jezgra.

### **3.1. Osnovne karakteristike detektora**

#### **3.1.1. Osetljivost**

Važna osobina detektora je osetljivost, tj. sposobnost detektora da proizvede koristan signal za dato zračenje i energiju. Nijedan detektor nemože biti osetljiv za svo zračenje i energije. Detektori se prave namenski za dati tip zračenja i za datu oblast energija.

Osetljivost detektora za dati tip zračenja određene energije zavisi od nekoliko faktora:

1. presek za jonizujuće reakcije u detektoru
2. detektorska masa
3. inherentni detektorski šum
4. zaštitni materijal koji opkoljava osetljivu zapreminu detektora

Presek i detektorska masa određuju verovatnoću da se energija ili deo energije upadnog zračenja pretvori u ionizaciju unutar detektora. Jonizujući signal mora biti jači od srednjeg šuma detektora kako bi bio od koristi. Materijal koji opkoljava detektor određuje donju granicu energije koja može biti detektovana [6].

#### **3.1.2. Odziv detektora**

Pored detekcije prisutnog zračenja, većina detektora je u stanju da obezbedi neke informacije o energiji tog zračenja. Količina ionizacije je proporcionalna gubitku energije zračenja unutar osetljive zapremine detektora. Ako se energija upadnog zračenja u potpunosti predala na ionizaciju unutar detektora, onda je mera količine ionizacije u stvari informacija o energiji upadnog zračenja.

Uopšte izlazni signal električnih detektora ima formu strujnog signala. Količina ionizacije se tada ogleda u stvorenoj količini nanelektrisanja. Veza između energije zračenja i visine izlaznog signala predstavlja u stvari odziv detektora. Idealno bi bilo da je ova veza linearна. Za mnoge detektore odziv detektora jeste linearan ili bar aproksimativno u određenom intervalu energija [6].

#### **3.1.3. Energetska rezolucija**

Za detektore koji su tako napravljeni da mere energiju upadnog zračenja, najvažniji faktor je energetska rezolucija. Energetska rezolucija detektora govori o tome koliko detektor može razlikovati dve linije bliskih energija. Upošte, energetska rezolucija se može odrediti slanjem monoenergetskog zračenja ka detektoru, a zatim se posmatra dobijeni spektar. Idealan slučaj bi bio da se dobije oštra delta funkcija. U realnosti ovo nikad nije slučaj, dobija se složeni vrh sa nekom konačnom širinom, obično Gausovog oblika. Širina ovog vrha raste sa fluktuacijama u ionizacijama i ekscitacijama.

Rezolucija je obično data u smislu totalne širine na polovini visine vrha (*FWHM-full width at half maximum*). Energije koje se nalaze bliže nego što iznosi vrednost FWHM se obično ne razmatraju. Ako širinu linije izrazimo kao  $\Delta E$ , onda je relativna rezolucija na energiji  $E$  data sa:

$$\text{Rezolucija} = \Delta E/E \quad (3.1.)$$

Rezolucija izražena formulom 2.1. je obično data u procentima. Germanijumski detektori imaju rezoluciju reda veličine 0.1%. Uopšte rezolucija je funkcija energije deponovane unutar osetljive zapremine detektora, koja se poboljšava sa rastom energije. U stvari je pronađeno da je srednja energija ionizacije konstantan broj,  $w$ , i zavisi samo od materijala. Za deponovanu energiju  $E$ , srednji broj ionizacija je  $J=E/w$ . Kako energija raste, raste i broj ionizacija, a relativne fluktuacije se smanjuju [6].

### 3.1.4. Funkcija odziva

Za snimanje energetskog spektra, važan faktor koji se treba razmotriti je funkcija odziva detektora za tip detektovanog zračenja. Funkcija odziva detektora se može definisati kada detektor izlažemo datim tipom monoenergetskog zračenja. Idealno bi bilo da se u spektru dobije gausova kriva.

U slučaju da se detektor izlaže gama zracima, oblik krive možemo predvideti poznavajući kako elektromagnetsko zračenje interaguje sa materijom od koga je izrađen detektor. Da bi energija gama kvanta bila detektovana, ona mora proizvesti nanelektrisane čestice unutar osetljive zapremine detektora. Mehanizmi koji ovo omogućuju su fotoelektrični efekat, Komptonovo rasejanje i proizvodnja elektron-positron para. Fotoelektroni dobijeni od monoenergetskog zračenja imaju iste energije, te doprinose Gausovom obliku krive u spektru. Komptonovi elektroni imaju kontinualnu raspodelu, kao „takvi predstavljaju smetnju u snimljenom spektru. Par efekat takođe nepovoljno utiče na dobijenu sliku o monoenergetskom zračenju usmerenom ka detektoru.

Ako detektor koristimo za merenje spektra gama zračenja, distribucija broja registrovanih gama kvanata u funkciji energije biće data sa:

$$N(E) = \int S(E')R(E, E')dE' \quad (3.2.)$$

gde je  $R(E, E')$  odzivna funkcija detektora na upadnoj energiji  $E'$ , a  $S(E')$  je energetski spektar gama zračenja. Da bi poznavali spektar gama zračenja iz distribucije pikova neophodno je poznavati odzivnu funkciju detektora  $R(E, E')$  [8].

### 3.1.5. Vreme odziva

Veoma važna karakteristika detektora je vreme odziva. Ovo je vreme potrebno da se generiše signal nakon pristizanja zračenja u detektor. To je veoma bitno za vremensku karakteristiku detektora. Poželjno je da ovo vreme bude što je moguće kraće.

Vreme trajanja signala je takođe važna karakteristika. U toku ovog perioda, drugi događaj nemože biti registrovan jer detektor nije osetljiv na zračenje, ili će se drugi događaj sumirati sa prvim. Ako se drugi događaj sumira sa prvim onda signal menja oblik. Ovakve signale je moguće odbaciti odgovarajućim kolom. Efekat se zove nasumično sumiranje. Ovo doprinosi takozvanom mrtvom vremenu brojača i ograničava da stvaran broj upadnih fotona bude registrovan [6].

### **3.1.6. Efikasnost detektora**

Efikasnost se u eksperimentalnoj fizici, uopšte uzev, definiše kao odnos reakcije nekog instrumenta i vrednosti fizičke veličine koja se meri. U spektrometriji fotona ta fizička veličina je brzina emisije fotona date energije, a merena veličina je brzina brojanja.

U gama spektrometriji uobičajni su sledeći pojmovi vezani za efikasnost:

Relativna efikasnost je nominalna performansa detektora koja predstavlja odnos efikasnosti gama zraka od 1332 keV iz  $^{60}\text{Co}$  prema efikasnosti standardnog scintilacionog detektora sa kristalom NaI(Tl) veličine 3"×3".

Apsolutna efikasnost vrha ukupne energije je odnos površine vrha ukupne energije u merenom spektru prema broju gama zraka emitovanih iz izvora. Iz nje se određuje aktivnost radionuklida u izvoru, a ona, pored ostalog, zavisi i od geometrijske postavke izvor-detektor.

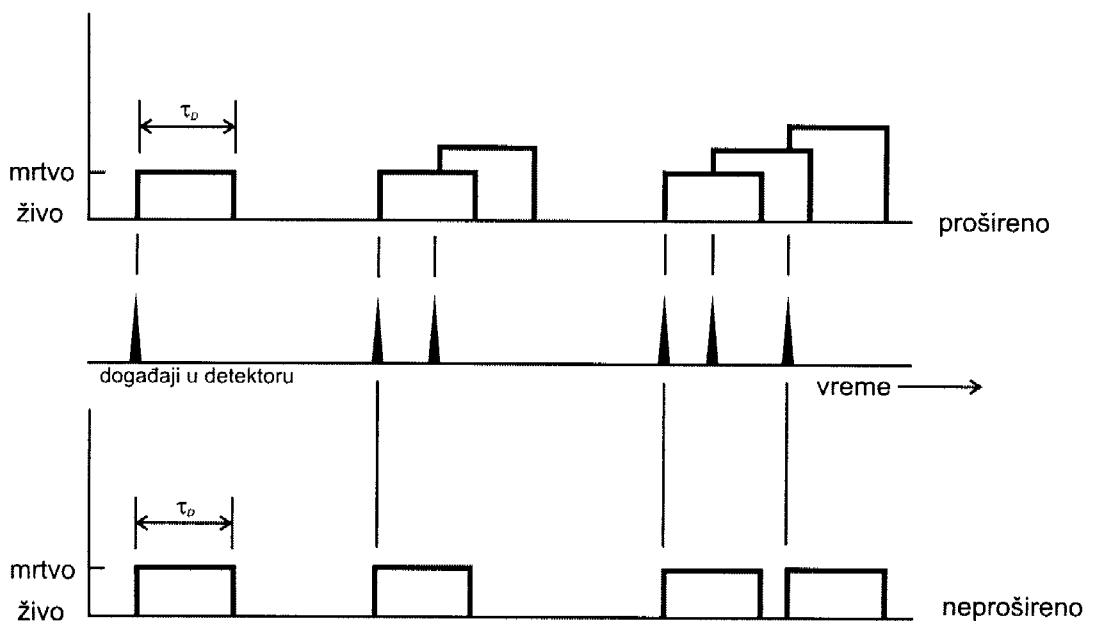
Apsolutna totalna efikasnost je odnos odbroja na mesto u spektru prema broju gama zraka emitovanih iz izvora. Ovde se uzima u obzir vrh ukupne energije i sve nekompletne apsorpcije predstavljene komptonskim kontinuumom.

Sopstvena efikasnost je odnos odbroja u spektru prema broju gama zraka koji padnu na detektor. Može se definisati kao sopstvena efikasnost vrha ukupne energije ili kao sopstvena totalna efikasnost. Ova efikasnost je osnovnu parametar detektora i nezavisna je od geometrije izvor-detektor [4].

### **3.1.7. Mrtvo vreme**

U skoro svakom detektorskom sistemu postoji minimalno vreme potrebno da razdvoji dva događaja kako bi oni bili snimljeni kao dva odvojena signala. U nekim slučajevima ograničavajuće vreme može biti posledica procesa u samom detektoru, dok u drugim slučajevima konačno vreme može biti posledica same elektronike. Ovo minimalno vreme za razdvajanje događaja se obično naziva mrtvo vreme brojačkog sistema. Zbog statističkog karaktera radioaktivnog raspada, uvek postoji neka verovatnoća da će stvarni događaj biti izgubljen zbog toga što se prebrzo dešava nakon prethodnog događaja. Ovi gubici usled mrtvog vremena mogu biti veoma veliki pri velikim brzinama brojanja, te svako precizno merenje brojanja u ovim uslovima mora sadržati korekcije usled ovih gubitaka.

Uobičajno je da se koriste dva modela ponašanja mrtvog vremena brojačkih sistema: proširen i neproširen odziv. Ovi modeli predstavljaju idealizovane slučajeve, od kojih jedan obično odgovara odzivu stvarnog brojačkog sistema. Fundamentalne pretpostavke ovih modela su prikazane na slici 3.2. Na sredini slike je prikazana vremenska skala na kojoj se nalaze šest slučajno raspoređenih događaja unutar detektora. Na donjem delu slike odgovarajuće ponašanje mrtvog vremena detektora se smatra da je neprošireno. Fiksirano vreme  $\tau_D$  se uzima da prati svaki događaj koji se dešava u toku vremena dok je detektor osjetljiv na zračenje. Pravi događaji u toku mrtvog vremena su izgubljeni i smatra se da nemaju nikakav uticaj na ponašanje detektora. U ovom slučaju, detektor kojem odgovara neprošireni odziv će zabeležiti četiri događaja od šest stvarnih. Ponašanje detektora sa proširenim odzivom je prikazano na gornjem delu slike 4.3. Ovde je uzeto da isto mrtvo vreme  $\tau_D$  prati svaki stvaran događaj u toku vremena dok je detektor osjetljiv na zračenje. Stvarni događaji koji se dešavaju u toku mrtvog vremena ipak još uvek nisu zabeleženi kao odbroji i smatraju se da produžavaju mrtvo vreme za još jedan period  $\tau_D$  koji prati izgubljeni događaj. U prikazanom primeru su zabeležena samo tri događaja.



Slika 3.2. Ilustracije dva razmatrana modela ponašanja mrtvog-vremena za detektore zračenja.

Ova dva modela predviđaju isti gubitak prvog reda i razlikuju se samo kada je učestalost stvarnih događaja velika. Ovi modeli su u nekom smislu dva ekstrema idealizovanog ponašanja sistema tako da će ponašanje pravog brojačkog sistema obično biti negde između ova dva ekstrema. Detaljno ponašanje specifičnog brojačkog sistema može zavisiti od fizičkih procesa u samom detektoru ili od kašnjenja usled obrade signala i elektronike za snimanje podataka.

U diskusiji koja sledi, razmatraćemo odziv detektorskog sistema na stabilan izvor zračenja i držaćemo se sledećih oznaka:

$R_t$ -stvaran broj događaja u jedinici vremena unutar detektora

$R$ -zabeleženi broj događaja u jedinici vremena

$\tau_D$ —mrtvo vreme sistema.

Pretpostavićemo da je vreme brojanja dovoljno dugo tako da se i  $R_t$  i  $R$  mogu uzeti kao srednje brzine. Uopšte, zadatak je da se odredi stvarna brzina brojanja  $R_t$  u funkciji merene brzine brojanja  $R$  i mrtvog vremena sistema  $\tau_D$  tako se mogu učiniti odgovarajuće korekcije na gubitake usled mrtvog vremena na merene podatke.

U neproširenom slučaju deo vremena za koje detektor nemože detektovati događaj je dato jednostavno proizvodom  $R \cdot \tau_D$ . Zbog toga broj izgubljenih događaja u jedinici vremena je jednostavno  $R_t - R \cdot \tau_D$ . Ali s obzirom da je  $R_t - R$  takođe broj izgubljenih događaja u jedinici vremena:

$$R_t - R = R_t \cdot R \cdot \tau_D \quad (3.3)$$

Rešavajući po  $R_t$ , dobijamo za neprošireni model:

$$R_t = \frac{R}{1 - R \cdot \tau_D} \quad (3.4)$$

U proširenom modelu, mrtvi periodi nisu uvek iste dužine, tako da se nemože upotrebiti isti argument. U stvari uzima se da je  $R$  identično sa brojem vremenskih intervala u jedinici vremena između stvarnih događaja čije trajanje prevazilazi  $\tau_D$ . Raspodela intervala između slučajnih događaja koji se dešavaju srednjom brzinom  $R_t$  je data sa:

$$P_1(T)dT = R_t \cdot e^{-R_t \cdot T} dT \quad (3.5)$$

Gde je  $P(T)dT$  verovatnoća za detekciju intervala čija dužina iznosi  $dT$  oko  $T$ . Verovatnoća intervala dužih od  $\tau_D$  može se dobiti integrišući ovu raspodelu između  $\tau_D$  i  $\infty$ :

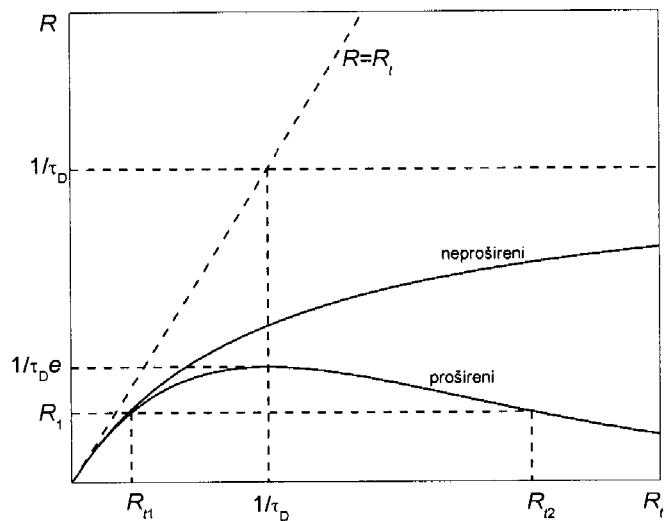
$$P(\tau_D) = \int_{\tau_D}^{\infty} P(T)dT = e^{-R_t \cdot \tau_D} \quad (3.6)$$

Broj takvih intervala u jedinici vremena se jednostavno dobija množenjem gornje jednačine (3.6) sa stvarnim brojem događaja u jedinici vremena:

$$R = R_t \cdot e^{-R_t \cdot \tau_D} \quad (3.7)$$

Proširenim modelom dolazimo do komplikovanijeg rezultata jer eksplisitno nemožemo rešiti jednačinu (3.7) po  $R_t$ . U stvari jednačinu (3.7) je moguće rešiti iterativnim postupkom po  $R_t$  ako iz merenja poznajemo  $R$  i  $\tau_D$ .

Zavisnost  $R$  od  $R_t$  je data na slici 3.3 za oba modela. Kada su brzine brojanja male dva modela daju prividno iste rezultate, ali pri većim brzinama brojanja rezultati se znatno razlikuju. Neprošireni sistem će postignuti asimptotsku vrednost za merenu brzinu brojanja  $1/\tau_D$ , što odražava situaciju u kojoj brojač jedva ima vremena da završi jedan mrtvi period pre nego što naredni počne. Za prošireni model, vidi se da merena brzina brojanja prolazi kroz maksimum. Pri veoma velikom broju stavnih događaja u jedinici vremena doalazi do višestrukog širenja mrtvog perioda što prati mereni odbroj te se samo mala količina stvarnih događaja može detektovati. Treba biti pažljiv pri upotrebi brojačkog sistema ako koristimo prošireni model jer detektovana mala brzina brojanja pre odgovara malom broju stvarnih događaja nego velikom broju sa suprotne strane maksimuma. Kao što je prikazano na slici 3.3 merena brzina brojanja  $R_1$  može odgovarati stvarnim brzinama brojanja  $R_1$  i  $R_2$ . Dvosmislenost rezultata može biti rešena jedino menjajući stvarni broj događaja u jedinici vremena u poznatom smeru. Iz porasta ili opadanja merenog broja događaja izvodi se zaključak o stvarnoj brzini brojanja.



Slika 3.3 Zavisnost merene brzine brojanja  $R$  od stvarnog broja događaja u jedinici vremena  $R_t$  za neprošireni i prošireni model.

Za male brzine brojanja ( $R_t \ll 1/\tau_D$ ) moguće je napisati sledeće aproksimacije:

$$\text{Neprošireni model} \quad R = \frac{R_t}{1 + R_t \cdot \tau_D} \approx R_t \cdot (1 - R_t \cdot \tau_D) \quad (3.8)$$

$$\text{Prošireni model} \quad R = R_t \cdot e^{-R_t \cdot \tau_D} \approx R_t \cdot (1 - R_t \cdot \tau_D). \quad (3.9)$$

Zbog toga oba modela vode ka istim rezultatima pri malim gubicima usled mrtvog vremena.

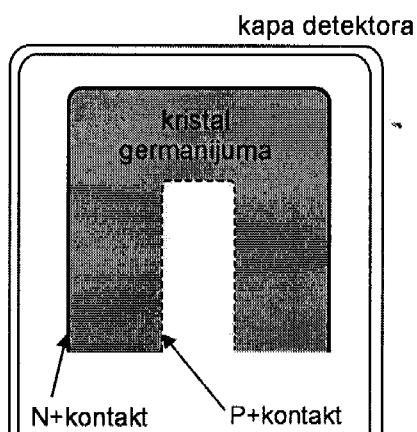
Ako je moguće potrebno je izbegnuti uslove merenja pod kojima su gubitci usled mrtvog vremena veliki zbog grešaka koje su neizbežne u sprovođenju korekcija na gubitke. Vrednost  $\tau_D$  može biti nesigurna ili može podlegnuti promenama te sistem ne mora pratiti egzaktno opisane modele. Ako su gubici veći od 30 ili 40%, izračunata stvarna brzina brojanja postaje veoma osetljiva na male promene u merenoj brzini brojanja i ponašanje pretpostavljenog sistema [5].

## 4. Germanijumski detektori

Uopšte poluprovodnički detektori, kao što samo ime kaže, su bazirani na kristalu poluprovodničkog materijala, najčešće silicijum i germanijum. Osnovni princip rada poluprovodničkih detektora je analogan gasnim detektorima. Prednost poluprovodničkih detektora je to što je srednja energija potrebna da kreira par elektron - šupljina oko deset puta manja nego za stvaranje ionizacionog para unutar gasa. Zbog veće gustine samog materijala imaju veću zaustavnu moć.

Za detekciju gama zračenja, više se koristi germanijum nego silicijum, zbog njegovog većeg rednog broja ( $Z_{Si}=14$ ,  $Z_{Ge}=32$ ). Presek za fotoelektrični efekat je zbog toga oko 60 puta veći kod germanijuma nego kod silicijuma. Kristal germanijuma mora biti ohlađen na niske temperature zbog manje širine zabranjene zone. Međutim ova nepovoljnost je kompenzovana većom efikasnošću germanijumskih detektora [6].

Treba reći da je germanijumskim detektorom moguće detektovati i nanelektrisane čestice.



Slika 4.1. Konfiguracija koaksijalnog germanijumskega detektorja

Na slici 4.1. je prikazan presek tipičnog koaksijalnog germanijumskega detektorja. Kristal germanijuma se nalazi u vakuumu. Kućište je od aluminijuma tipične debljine 1.5 mm. Sa unutrašnje strane je P+ kontakt debljine oko 0.3 μm, dok je N+ kontakt deblji i iznosi 0.9 mm.

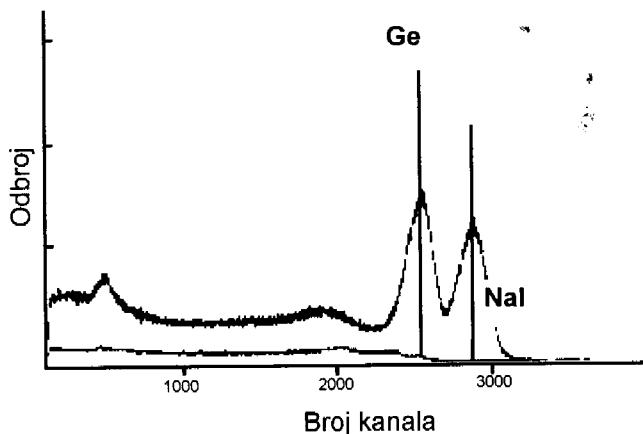
### 4.1. Besprimesni germanijum

Napredak u poluprovodničkoj tehnologiji je dostigao mogućnost izrade skoro čistog germanijma sa koncentracijama jednog atoma primese na  $10^{10}$  atoma germanijuma u  $\text{cm}^3$ . Ovakvi detektori se ne moraju sve vreme održavati na niskim temperaturama. Besprimesni germanijumski (HPGe-High Purity Germanium) detektori su konstruisani i rade na isti način kao i Ge(Li) detektori. Besprimesni germanijumski detektori imaju p-i-n strukturu u kome je i (*intrinsic* - besprimesan) sloj osetljiv na gama - i X - zračenje. PN - spoj je inverzno polarizovan te se na taj način kreira jako električno polje unutar besprimesnog sloja. Kada

foton dospe u besprimesni sloj dolazi do interakcije sa elektronima besprimesnog sloja. Ovde se kreira veliki broj parova elektron - šupljina, te se pod uticajem jakog električnog polja vrši preraspodela nanelektrisanja. Količina stvorenih parova elektron-šupljina proporcionalna je energije upadnog fotona. Pod uticajem fotona stvara se strujni impuls koji se dalje vodi na prepojačavač. Obično je sam prepojačavač smešten u kućište detektora.

#### 4.2. Gama spektroskopija sa germanijumskim detektorima

Osnovna primena germanijumskih detektora je gama spektroskopija. Danas, germanijumski detektori nude najbolju rezoluciju za detekciju energije gama kvanata u intervalu energija od nekoliko eV do 10 MeV. Na slici 4.2. je upoređen spektar  $^{60}\text{Co}$  dobijen NaI spektrometrom i besprimesnim germanijumom. Linije koje se vide u spektru koji daje germanijumski detektor mnogo više liče na delta funkciju nego kod NaI detektora. Odnos  $P/C$  (*Peak to compton*) je mnogo veći kod germanijumskog detektora zbog većeg preseka za foto efekat.



Slika 4.2. Poređenje spektra od  $^{60}\text{Co}$  dobijen NaI detektorom i Germanijumskim detektorom

Za precizna spektroskopska merenja, energetska rezolucija i odnos signala i šuma su najvažniji parametri. Takođe je važno da se zaštiti detektor sa olovom da bi se minimizirao fon.

Kada je u pitanju merenje niskih i ultraniskih aktivnosti potrebno je postići veliku efikasnost detekcije gama zračenja.

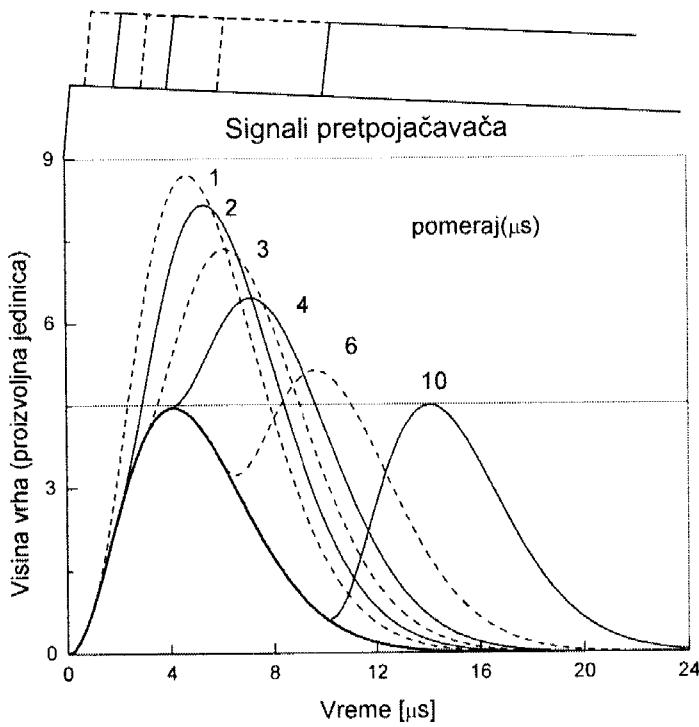
## **5. Efekti sumiranja u gama spektrometriji i metoda sumarnog vrha**

Metoda sumarnog vrha je tehnika absolutnog merenja koja koristi koincidentne odbroje i gama-spektrometriju. Koincidentno brojanje je apsolutna metoda za koju je potrebno dva detektora kao sistem za detekciju. Ovaj par detektora registruje  $\beta$ - $\gamma$ ,  $\gamma$ - $\gamma$ , X-(X- $\gamma$ ) itd. koincidencije i aktivnost nepoznatog izvora je određena koristeći se odbrojima u koincidenciji ili antikoincidenciji između signala detektora. Metoda sumarnog vrha je zasnovana na istom principu kao i koincidentno brojanje, ali zahteva samo jedan detektor  $\gamma$ -zraka sa spektroskopskom elektronikom. Ovom metodom, aktivnost nepoznatog izvora je određena koristeći se odbrojem u vrhovima pune energije jednog gama zraka, odbrojem u sumarnim vrhovima nastalim usled pravih i slučajnih koincidencija, odbrojem nastalim usled samo slučajnih koincidencija i totalnim odbrojem u spektru. Pre nego što se detaljnije opiše metoda sumarnog vrha, neophodno je osvrnuti se na kolo za odbacivanje nasedajućih signala i efekte pravog i slučajnog koincidentnog sumiranja.

### **5.1. Odbacivanje nasedajućih signala**

Nasedanje signala(*pile-up*) se dešava ukoliko se dva ili više gama zraka detektuju skoro simultano. Ukoliko oba gama zraka pristignu unutar vremena trajanja signala pojačavača oni neće biti prepoznati kao različiti događaji. Rezultujući izlazni signal će biti ekvivalentan zbiru prvog i drugog signala, čija će visina zavisiti od toga koliko su dva signala blizu. Situacija je prikazana na slici 5.1. gde se vide prepojačavčki i pojačavački oblici izlaznih signala kada dva signala istih veličina pristižu na ulaz prepojačavača. Oblici su računati za različite stepene preklapanja su prikazani na slici 5.1. Na dijagramu se vidi da je za vrlo bliske koincidencije kombinovana visina izlaznog signala, a koji će multikanalni analizator pokušati da meri, skoro jednak dvostrukoj visini ulaznih signala.

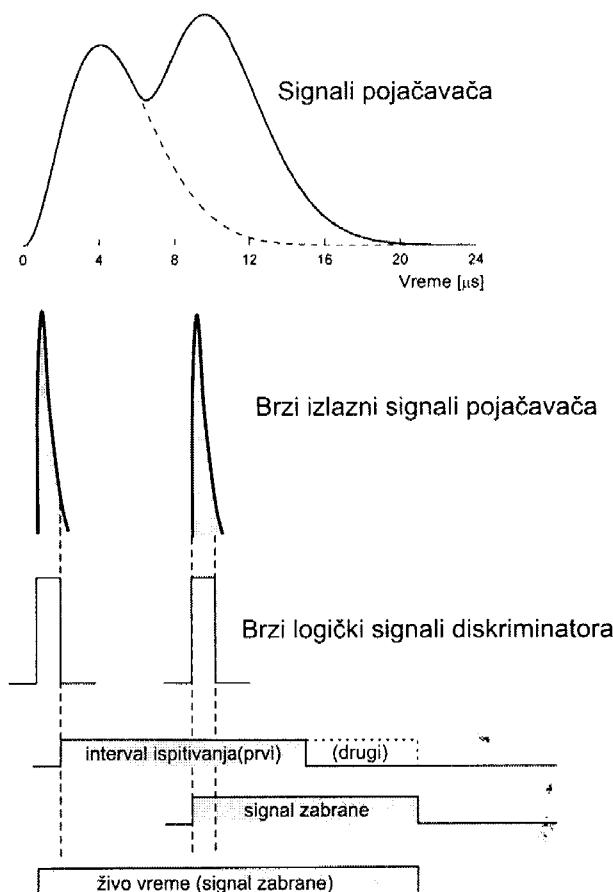
Ovakva slučajna koincidencija je nepoželjna jer prouzrokuje gubitak u odbroju vrha pune energije u spektru. Ako zamislimo da su oba gama zraka pristižući u detektor unutar vremena rezolucije pojačavača potpuno apsorbovana, a prema tome namenjeni su za doprinos u njihovim vrhovima pune energije, koincidencija će rezultovati kao gubitak u svakom vrhu i pojavu na nekom drugom mestu u spektru. Verovatnoća za koincidencije raste sa kvadratom totalne brzine brojanja.



Slika 5.1. Signalni pojačavač i prepojačavač.

Evidentno je sa slike 5.1. da je nasedajući signal pojačavača izobličen, vrh signala se pojavljuje kasnije a i širi je od očekivanog za jedan signal. U ovome leži osnova za hardversko rešenje problema. Bez preteranog udubljivanja u elektronska kola, slika 5.2 objašnjava proceduru. Paralelno sa normalnim kolima za uobičavanje signala, koja proizvode normalni pojačani signal, postavljen je brzi pojačavač za uobičavanje signala. Koristeći veoma kratke vremenske konstante on proizvodi signale sa visokim nizom komponenata šuma ali koji je samo toliko iskorišćen da ukaže što je brže moguće da je signal detektovan. Efekat šuma je onda eliminisan koristeći diskriminator da bi se izveo kratak logički signal. Ovo onda okida vremenski period(ispitivajući period), koji je ekvivalentan očekivanoj dužini signala. Ako drugi signal pristigne unutar ovog ispitivajućeg perioda(koji će biti detektovan brzim pojačavačkim signalom) propusni signal će biti generisan koji se može iskoristiti da spreči skladištenje originalnog signala. Gubitak ovih signala iz spektra mora biti uračunat u malo povećanje mrvog vremena multikanalnog analizatora a ovo je izvedeno iz propusnog signala mrvog vremena iz pojačavača.

Način na koji je ovaj propusni(*gate*) signal izведен zavisi od toga da li je nasedajući signal na vodećoj ivici ili krajnjoj ivici signala. Iz statističkih razloga ako dođe do nasedanja signala pri kraјnjem delu, propusni signal mrvog vremena mora biti ukinut da bi sledeći bio detektovan. Pri maloj brzini brojanja ovo može uzimati neko vreme, što prouzrokuje predug i nerealistični signal mrvog vremena. Zbog toga preporučljivo je da se isključi kolo za odbacivanje nasedajućih signala pri malim brzinama brojanja jer za njim nema potrebe. Neka kola za odbacivanje nasedajućih signala su podešena da otvaraju kapiju mrvog vremena nakon postavljenog vremena kašnjenja.



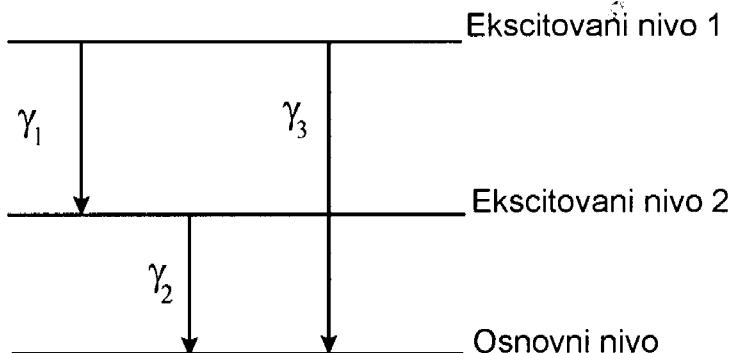
Slika 5.2. Princip sistema za odbacivanje nasedajućih signala u spektroskopskom pojačavaču.

Kao što je opisano, nije moguće razlučiti signale koji su bliži nego očekivana širina jednog signala pojačavača, 2.5 do 3 umnožaka vremena formiranja vrha signala u zavisnosti od samog oblika signala. Bilo koji par signala bližih od ovog vremena biće odbačeni. Moguće su situacije gde signal može stići pre nego što se prethodni signal vratio na svoju baznu liniju. Ovaj signal će imati dobру visinu ali će ionako biti odbačen. (signal koji kasni 10 ms na slici 5.2). Smanjivanjem vremena rezolucije uzimajući u obzir ovakve situacije može se doprineti znatnom smanjenju nepotrebnih odbacivanja.

Očigledno je da iako kolo za odbacivanje nasedajućih signala uklanja značajan deo nasedajućih signala ono ne može biti 100% efektivno. Na primer, sumarni vrh u spektru  $^{137}\text{Cs}$  od 1323.3 keV nastaje zbog slučajne koincidencije dva kompletno apsorbovana zraka energije 661.66 keV koji su vremenski jako malo razmaznuti pa je totalni signal ekvivalentan dvostrukoj energiji gama zraka. Pošto su ova dva signala vremenski razmaznuta manje nego što je vreme rezolucije kola za odbacivanje nasedajućih signala, oni nikako ne mogu biti uklonjeni elektronskom metodom baziranoj na obliku signala[3].

## 5.2. Pravo koincidentno sumiranje

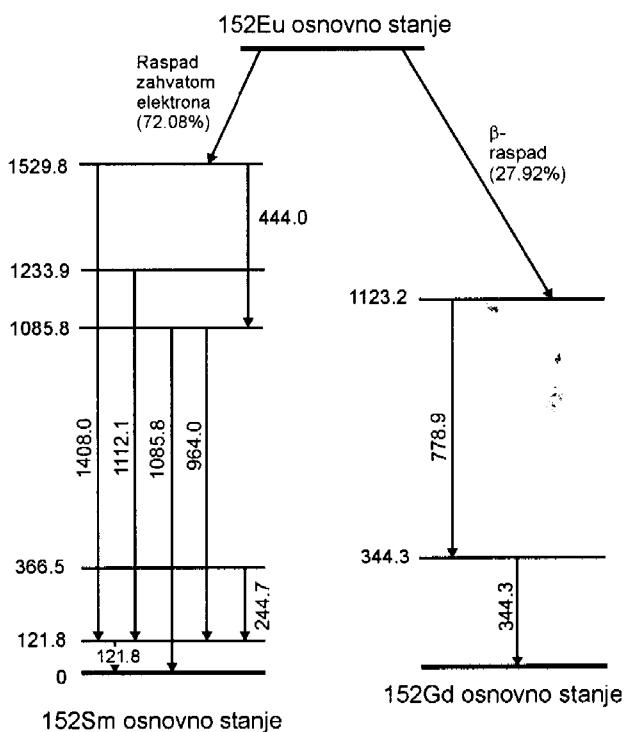
U većini slučajeva radioaktivnih raspada pretka u osnovno stanje potomka se dešava uz emisiju nekoliko gama- ili X - zraka u kaskadi. Ako su dva gama - zraka sa različitim energijama emitovani u kasakadi nuklearnog raspada, i detektovani u toku vremena razlaganja spektrometra, dva zraka kažemo da su detektovani u pravoj koincidenciji. Detektor registruje zbir energija od oba gama kvanta, tj. kao da je registrovao foton čija je energija zbir ove dve. Kao rezultat, događaji su izgubljeni (*summing out*) ili dodati (*summing in*) za vrh ukupne energije za gama zrak od interesa, tako da je svako određivanje aktivnosti bazirano na analizi vrha ukupne energije učinjeno sa greškom. Zbog toga je u cilju veće tačnosti pri obradi spektra neophodno izvršiti korekciju vrha ukupne energije na efekte pravih koincidencija. Slika 5.1. pokazuje jedan primer kaskadnog emitovanja. Na ovom primeru, vrhovi ukupne energije  $\gamma_1$  i  $\gamma_2$  će imati gubitak u odboru zbog kaskadnog sumiranja (*summing out*), dok će zrak  $\gamma_3$  imati višak odbroja pod vrhom ukupne energije zbog kaskadnog sumiranja (*summing in*). Mora se primetiti da gubici zbog kaskadnog sumiranja nisu samo ograničeni na odbor koji nastaje u ukupnom vrhu [2]. Naime, koincidentni gama zraci mogu deponovati u detektoru samo deo svoje energije i na taj način doprineti fonu. Koincidentni gama - zraci koji su deponovali deo svoje energije u detektoru nemaju uticaj na efikasnost niti na intenzitet linije [1]. Zbog toga postaje neophodno odrediti totalnu efikasnost kaskadnih gama zraka u cilju korekcije na gubitke zbog kaskadnog sumiranja [2].



Slika 5.3. Gama zraci emitovani u kaskadi.

Mora se imati u vidu da je fenomen kaskadnog sumiranja ili efekat pravih koincidencija geometrijski zavistan. Naime dva ili više fotona izraženih u kaskadi nisu emitovani u istim pravcima. Verovatnoća da dva ili više kaskadnih gama zraka budu apsorbovana u aktivnoj zapremini detektora je veća ukoliko je izvor bliži detektoru [2].

Na slici 5.2. je prikazana uprošćena šema raspada  $^{152}\text{Eu}$ . Kao što se sa šeme vidi ukoliko se  $^{152}\text{Eu}$  raspadne zahvatom elektrona u spektru je moguća pojava *summing in* efekta. Pobuđena stanja  $^{152}\text{Sm}$  se mogu deekscitovati u kaskadama. Ukoliko se desi emisija fotona pri deekscitaciji nivoa kome odgovara energija od 1085.8 keV na nivo od 121.8 keV, a odmah zatim (u vremenu razlaganja spektrometra) se deekscituje nivo od 121.8 keV u osnovno stanje  $^{152}\text{Sm}$ , u spektru se može detektovati kao da se desio direktni prelaz sa 1085.8 keV u osnovno stanje (linija označena sa 0). Rezultat je da će se za liniju od 1085.8 keV pojaviti više odbroja nego što to odgovara realnosti. Takođe simultani prelazi  $1529.8 \rightarrow 1085.8 \rightarrow 121.8$  keV dovode do *suming in* efekta na liniji od 1408 keV. Iz šeme raspada  $^{152}\text{Eu}$  vidi se da će sve ostale emisije u kaskadi prouzrokovati manjak u odboru pod vrhom ukupne energije (*summing out*).

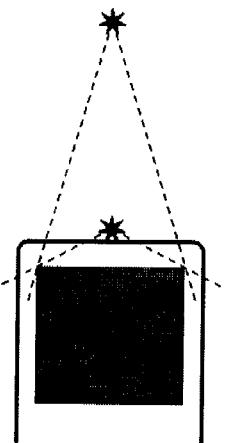


Slika 5.4. Uprošćena šema raspada  $^{152}\text{Eu}$ .

### 5.2.1. Sumiranje i prostorni ugao

Efekat koincidentnog sumiranja zavisi od verovatnoće da dva ili više simultano emitovanih gama zraka budu detektovana simultano. Dakle efekat je geometrijski zavistan, tj. zavisi od prostornog ugla pod kojim se vidi detektor iz izvora. Na slici 5.4. su prikazane dve geometrije tačkasti izvor-detektor. Ako se izvor nalazi na kapi detektora verovatnoća da emitovani gama foton bude uhvaćen u detektoru je oko 45 %, dok verovatnoća da dva "istovremeno" emitovana gama zraka budu detektovana je oko 20 %. Što je izvor bliži detektoru veća je verovatnoća da simultano emitovani gama zraci budu detektovani zajedno. Na većim

rastojanjima efekat pravih koincidencija postaje zanemarljiv. Treba uočiti da za bilo koje rastojanje detektor - izvor efekat sumiranja postoji [3].



Slika 5.4. Prostorni ugao kod tačkastih izvora zračenja.

Takođe, za dati prostorni ugao, broj sumiranja pravih koincidencija po jedinici vremena je proporcionalan aktivnosti izvora (ali ne i odnos izgubljenog i ukupnog odbroja). Sa druge strane, gubitak odbroja usled nasumičnog sumiranja funkcija je kvadrata aktivnosti izvora [4].

U merenjima niskih aktivnosti, zapremina u kojoj je smešten uzorak je obično velika i efikasnost detekcije gama zraka mora biti što je moguće veća. U ovim uslovima određivanje efikasnosti je jako zavisna od efekta pravog koincidentnog sumiranja gama - i X - fotona nastalih dezintegracijama jezgara.

### 5.2.2. Korekcioni faktor ugaone korelacije

Verovatnoća za brojanje kaskadnih  $\gamma$ -zraka osim što zavisi od efikasnosti detekcije i geometrije izvor-detektor, zavisi i od ugaone korelacije  $W(\theta)$  kaskadnih  $\gamma$ -zraka. Rose (1953), Camp i Van Lehn(1969) su računali efektivnu ugaonu korelaciju  $\bar{W}(\theta)$  radi procene efekta konačne ugaone rezolucije na koincidentno brojanje sa detektorima konačnih dimenzija. Oni su pokazali da se  $\bar{W}(\theta)$  može napisati u formi (Rose, 1953; Camp i Van Lehn, 1969):

$$\bar{W}(\theta) = \sum_{\text{nepamo } k}^{k_{\max}} A_{kk} P_k(\cos(\theta)) Q_k(1) Q_k(2) \quad (5.2.1)$$

gde je  $\theta$  ugao između dve ose detektora za koincidentno brojanje,  $P_k$  je Ležandrov polinom i  $A_{kk}$  su koeficijenti ugaone korelacije.  $Q_k(1)$  je atenuacioni korekcioni faktor za  $\gamma_1$ -zrak koji pogađa detektor, dok je  $Q_k(2)$  atenuacioni korekcioni faktor za  $\gamma_2$ -zrak koji pogađa detektor.  $Q_k$  je dato sa:

$$Q_k = J_k(i) / J_0(i) \quad (5.2.2)$$

$$J_k(i) = \int_0^{\beta_{\max}} d\beta \sin(\beta) P_k(\cos \beta) \varepsilon_i(\beta) \quad (5.2.3)$$

Gde je  $\beta$  upadni ugao  $\gamma$ -zraka u odnosu na osu detektora,  $\beta^{\max}$  je maksimalni upadni ugao  $\gamma$ -zraka i  $\varepsilon_i(\beta)$  je efikasnost detekcije za  $i$ -ti  $\gamma$ -zrak koja pada na detektor pod uglom  $\beta$ . Ukoliko se za detekciju koristi jedan detektor, ugao  $\theta$  u jednačini (5.2.1) postaje nula. Takođe ukoliko se tačkasti izvor nalazi na osi detektora  $\beta^{\max}$  pokriva celu gornju površinu detektora.

### 5.3. Slučajne koincidencije

Kao što je rečeno u odeljku 5.2. nasumično sumiranje se u mnogome smanjuje pomoću kola za odbacivanje nasedajućih signala u pojačavačima. No, može se zaključiti da i sa odbacivanjem nasedajućih signala mora postojati izvestan broj preostalih nasumičnih sumiranja u spektrima pri velikoj brzini brojanja.

Neki impuls ulazi u sumiranje kad god ispred i iza njega ne postoji određen period vremena. Ovo vreme  $\tau$  je vreme rezolucije elektronskog sistema. Koristeći Poazonovu distribuciju može se pokazati da je verovatnoća slučajne koincidencije  $p_c$  u toku  $\tau$  jednaka

$$p_c = 1 - e^{-2R\tau}, \quad (5.3.1)$$

gde je  $R$  srednja brzina brojanja. Možemo izjednačiti ovu verovatnoću sa udelom gubitka površine vrha u spektru. Ako je  $N$  izmerena površina vrha, a  $N_p$  prava vrednost te površine, tada je

$$\frac{N_p - N}{N_p} = p_c = 1 - e^{-2R\tau}. \quad (5.3.2)$$

Odavde dobijamo jednostavan izraz za korekciju površina vrha na nasumično sumiranje

$$N_p = N e^{2R\tau}. \quad (5.3.3)$$

Pošto je sumiranje nasumično, ova korekcija se može primeniti na sve vrhove u spektru. Da bi ona bila upotrebljiva, moramo poznavati vreme rezolucije  $\tau$ . Bez odbacivanja nasedajućih signala očekujemo da će biti istog reda veličine kao vremenska konstanta za uobičavanje signala pojačavača, tj. nekoliko  $\mu$ s, ali je najbolje da se određuje eksperimentalno.

Iz (5.3.3) imamo

$$\ln N = \ln N_p - 2\tau R. \quad (5.3.4)$$

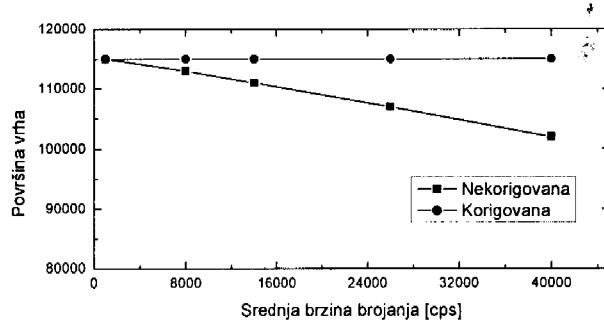
Na grafiku zavisnosti  $\ln N$  od brzine brojanja  $R$  traženi član  $2\tau$  je nagib. Određivanje  $R$  je takođe problem. Korišćenje merača brzine brojanja na izlazu iz pojačavača nije zadovoljavajuće zato što bi on imao sopstvene drugačije probleme sa nasedanjem signala. Može se koristiti izlaz pojačavača dobijen iz njegovog brzog diskriminatora, koji bi trebalo da daje tok impulsa približno bez gubitaka. U praksi najlakše se procenjuje brzina brojanja iz samog spektra, tako što se sumira sav odbroj u spektru i podeli živim vremenom merenja. Dobijena vrednost neće biti sasvim tačna zato što impulsi ispod donjeg praga AD konvertora i

oni izvan prozora linearne kapije neće biti uzeti u obzir, ali će dati prihvatljivu empirijsku procenu vremenske rezolucije.

Odgovarajući postupak, koji se često naziva metod pokretnog izvora, je sledeći:

- 1) Izvor  $^{137}\text{Cs}$  se fiksira na takvom rastojanju od detektora da ukupna brzina brojanja bude oko  $2000 \text{ s}^{-1}$ . Pozicija ovog izvora tokom celog postupka treba da bude stalna.
- 2) Akumulira se spektar sa vrhom od  $661.6 \text{ keV}$  dovoljno velikim da mu se površina može odrediti sa preciznošću boljom od 1%.
- 3) Meri se površina vrha od  $661.6 \text{ keV}$  i odredi ukupna brzina brojanja.
- 4) Postavi se izvor nekog drugog nuklida sa vrhovima koji neće interferirati sa vrhom od  $661.6 \text{ keV}$  na takvom rastojanju od detektora da se brzina brojanja udvostruči. Zgodan za to je, na primer,  $^{152}\text{Eu}$ .
- 5) Meri se novi spektar i ponovi korak 3.
- 6) Drugi izvor se približi detektoru opet povećavajući brzinu brojanja i ponovi se merenje. Korak 7 se ponavlja sve dok ukupna brzina brojanja ne prevaziđe uobičajeni radni opseg. Crtanje se grafik zavisnosti površine vrha od  $661.6 \text{ keV}$  od ukupne brzine brojanja i određuje nagib koji predstavlja korekcioni faktor.

Slika 5.5 prikazuje rezultat ovakvog postupka. U konkretnom slučaju rezultujući korekcioni faktor  $2\tau = 3.81 \mu\text{s}$  može da se koristi sve do  $40\,000 \text{ s}^{-1}$ , gde bi greška površine vrha bila oko 16%. U ovom primeru korigovani rezultati se slažu do na 1%.\*



Slika 5.5. Primer empirijske korekcije za nasumično sumiranje.

Iskustvo iz ovakvih korekcija sugerije da su za razne energije  $\gamma$  zraka i razne oblike spektara potrebni posebni korekcioni faktori, ali ipak je moguće da se greška usled nasumičnog sumiranja značajno smanji i ako se koriste faktori usrednjeni za ceo energijski opseg.

## 5.4. Korekcije sumarnog vrha na slučajne koincidencije

U standardnim koincidentnim merenjima veoma je važno pri analizi koincidentnog vrha razdvojiti odbroj nastao usled slučajnih koincidencija i odbroj nastao usled pravih koincidencija[5]. Za dvostruki koincidentni sistem ukoliko se poznaje vreme rezolucije spektrometarskog sistema  $\tau$  pod uslovom da nema mogućnosti za direktni prelaz, brzina brojanja u vrhu nastalom samo usled slučajnih koincidencija može se izračunati po formuli:

$$R_s = 2 \cdot \tau \cdot R_1 \cdot R_2 \quad (5.4.1)$$

gde je  $R_1$  detektovana brzina brojanja usled prelaza sa ekscitovanog nivoa 1 na nivo 2 (slika 5.3), a  $R_2$  detektovana brzina brojanja usled prelaza sa ekscitovanog nivoa 1 u osnovno stanje. Vreme rezolucije spektrometarskog sistema moguće je odrediti metodom opisanom u prethodnom odeljku, međutim moguće je i upotrebiti relaciju (5.4.1) ako je sumarni vrh nastao samo usled slučajnih koincidencija. Ako se razmatra monoenergetski izvor tada nema efekta pravog koincidentnog sumiranja, tako da se pri snimanju spektra koji daje ovakav izvor, pri dovoljnoj brzini brojanja može očekivati vrh nastao samo usled slučajnih koincidencija. U ovom slučaju formula (5.5.1) se može napisati kao:

$$R_s = 2 \cdot \tau \cdot R^2 \quad (5.4.2)$$

gde je sada  $R$  detektovana brzina brojanja za jednu liniju u spektru nastala snimanjem spektra monoenergetskog izvora. Kako se u spektru određuju neto površine vrha pune energije formula (5.4.2) prilagođena analizi spektra može se napisati kao:

$$N_s = \frac{2 \cdot \tau \cdot N^2}{t} \quad (5.4.3)$$

gde je  $N_s$  neto površina vrha pune energije nastalog usled slučajnih koincidencija,  $N$  neto površina vrha pune energije za gama zrak od interesa, a  $t$  je živo vreme. Odатле vreme rezolucije spektrometarskog sistema je:

$$\tau = \frac{N_s \cdot t}{2 \cdot N^2} \quad (5.4.4)$$

Dakle snimanjem spektra monoenergetskog izvora pri dovoljnoj brzini brojanja može se odrediti vreme rezolucije spektrometarskog sistema.

Odbroj usled slučajnih koincidencija koji doprinosi sumarnom vrhu, prilagođen spektropskoj analizi dobija se na osnovu (5.4.1):

$$N_s = \frac{2 \cdot \tau \cdot N_1 \cdot N_2}{t} \quad (5.4.5)$$

Gde su  $N_1$  i  $N_2$  neto površine vrhova pune energije u spektru koje su registrovane u toku živog vremena za gama zrake  $\gamma_1$  i  $\gamma_2$ .

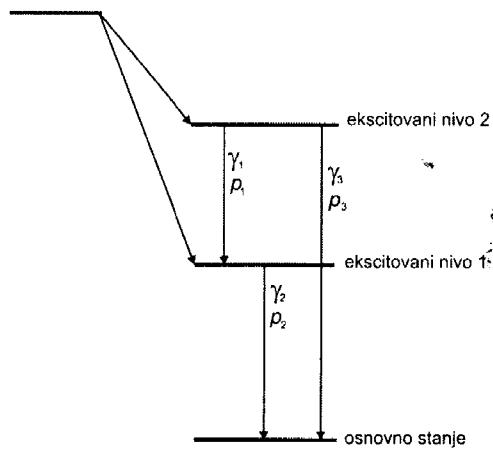
## 5.5. Metoda sumarnog vrha

U cilju izvođenja formule za apsolutno određivanje aktivnosti razmotrićemo jednostavnu šemu raspada sa slike 5.6. Neto površine vrha pune energije koje su registrovane u spektru u toku živog vremena  $t$  za gama zrake energije  $E_1$  i  $E_2$  ( $\gamma_1$  i  $\gamma_2$ ) imaju sledeće vrednosti:

$$N_1 = A \cdot t \cdot (p_1 \cdot \varepsilon_1^P - p_1 \cdot \varepsilon_1^P \cdot \varepsilon_2' \cdot \bar{W}(0)) \quad (5.5.1)$$

$$N_2 = A \cdot t \cdot (p_2 \cdot \varepsilon_2^P - p_1 \cdot \varepsilon_2^P \cdot \varepsilon_1' \cdot \bar{W}(0)) \quad (5.5.2)$$

gde je  $A$  aktivnost izvora,  $\varepsilon_1^P$ ,  $\varepsilon_2^P$  su efikasnosti pod vrhom pune energije,  $\varepsilon_1'$  i  $\varepsilon_2'$  su totalne efikasnosti,  $p_1$  i  $p_2$  su verovatnoće za emisiju gama zraka, a 1 i 2 su indeksi koji označavaju gama zrake  $\gamma_1$  i  $\gamma_2$ .  $\bar{W}(0)$  je faktor ugaone korelacije.



Slika 5.6. Šema raspada.

Neto površina sumarnog vrha nastalog usled pravih i slučajnih koincidencija gama zraka ( $\gamma_1$  i  $\gamma_2$ ) kao i direktnе emisije gama zraka ( $\gamma_3$ ) je:

$$N_{\Sigma} = A \cdot t \cdot (p_1 \cdot \varepsilon_1^P \cdot \varepsilon_2^P \cdot W(0) + \varepsilon_3^P \cdot p_3) + N_s \quad (5.5.3)$$

Ovde je  $N_s$  odbroj u sumarnom vrhu nastao samo usled slučajnih koincidencija gama zraka 1 i 2. Ukupan odbroj u celom spektru je:

$$N_t = A \cdot t \cdot (p_1 \cdot \varepsilon_1' + p_2 \cdot \varepsilon_2' + p_3 \cdot \varepsilon_3' - p_1 \cdot p_2 \cdot \varepsilon_1' \cdot \varepsilon_2' \cdot W(0)) \quad (5.5.4)$$

Kombinacijom prethodnih jednačina može se dobiti izraz za neto površinu sumarnog vrha:

$$N_{\Sigma} = \frac{W(0) \cdot N_1 \cdot N_2}{A \cdot t \cdot \left( p_2 - \left( \frac{N_t}{A \cdot t} + \varepsilon_1' \cdot \varepsilon_2' \cdot W(0) \cdot (p_2 - 1) - \varepsilon_3' \cdot p_3 \right) \cdot W(0) \right)} + N_s + A \cdot t \cdot \varepsilon_3^P \cdot p_3 \quad (5.5.5)$$

Ukoliko su zadovoljeni uslovi:

$$p_2 \approx 1 , \text{ i} \quad (5.5.6)$$

$$p_3 \approx 0 \quad (5.5.7)$$

što odgovara skoro 100% intenzitetu  $\gamma_2$ -zraka i relativno maloj verovatnoći direktne emisije  $\gamma_3$ -zraka, jednačina (5.5.5) se svodi na:

$$N_{\Sigma} = \frac{N_1 \cdot N_2 \cdot W(0)}{A \cdot t \cdot \left(1 - \frac{N_t}{A \cdot t} \cdot W(0)\right)} + N_s. \quad (5.5.8)$$

Aktivnost na osnovu (5.5.8) je:

$$A = \frac{1}{t} \cdot \left( \frac{N_1 \cdot N_2}{N_{\Sigma} - N_s} + N_t \right) \cdot W(0). \quad (5.5.9)$$

Ukoliko se poznaje faktor ugaone korelacije ( $W(0)$ ) sve veličine koje figurišu u jednačini (5.5.9) moguće je odrediti analizom snimljenog spektra, pa se primenom formule (5.5.9) može odrediti aktivnost nepoznatog izvora ukoliko su zadovoljeni uslovi (5.5.6) i (5.5.7).

## 6. Eksperimentalni rad

U cilju određivanja aktivnosti standardnog izvora  $^{60}\text{Co}$  primenom metode sumarnog vrha korišćen je HPGe detektor. Spektar je sniman i analiziran pomoću programa *Gamma Acquisition and Analysis* iz softverskog paketa GENIE-2000. U nekim slučajevima radi detaljnije analize vrhova podaci iz snimljenih spektara su obrađeni u okviru programa *Microcal Origin*. Za vreme brojanja se uzimalo živo vreme koju daje program *Gamma Acquisition and Analysis*.

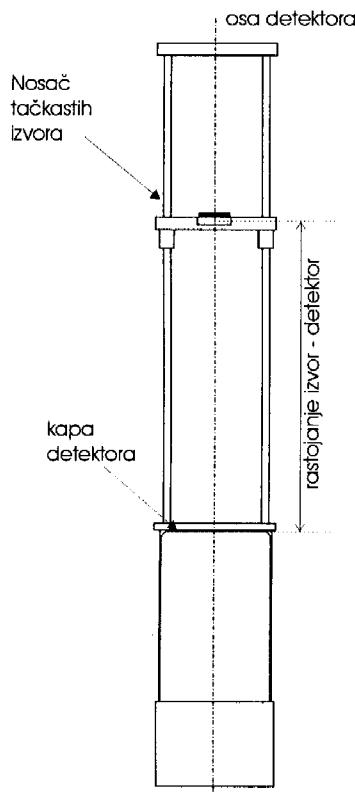


Tabela 6.1. Standardni izvori.

Standardni izvori	Aktivnost [kBq]	Relativna greška	Datum
$^{60}\text{Co}$	384.8	~ 2%	01.06.1976.
	397.7	1.5%	15.02.2005.
$^{137}\text{Cs}$	420.3	4%	01.06.1976.

Slika 6.1. Geometrijska postavka izvor-detektor.

Za merenje su korišćeni tačasti standardni izvori  $^{60}\text{Co}$  i  $^{137}\text{Cs}$  čije su aktivnosti date od strane proizvođača (tabela 6.1). Standardni izvori pri merenjima su postavljeni u osi detektora na različita rastojanja od kape detektora (slika 6.1). Aktivnost je određivana za standardne izvore  $^{60}\text{Co}$  aktivnosti 384.8 kBq i  $^{60}\text{Co}$  397.7 kBq, dok je izvor  $^{137}\text{Cs}$  korišćen radi određivanja vremena rezolucije spektrometra.

Metoda sumarnog vrha je primenjena u dve varijante: sa i bez uzimanja u obzir slučajnih koincidencija. Analizom šeme raspada  $^{60}\text{Co}$  (slika 2.1) jasno je da su uslovi (5.5.6) i (5.5.7) zadovoljeni te se može primeniti metoda sumarnog vrha na određivanje aktivnosti  $^{60}\text{Co}$ . Ako se slučajne koincidencije zanemare u spektru jednostavno se u formuli (5.5.9) izostavi član  $N_s$ . Sa druge strane za izračunavanje broja slučajnih koincidencija u sumarnom vrhu po obrascu (5.4.5) neophodno poznavati vreme rezolucije spektrometarskog sistema. Za određivanje vremena rezolucije spektrometra po formuli (5.4.4) potrebno je raspolagati spektrom u kome su uočljivi vrhovi nastali samo usled slučajnih koincidencija. Kako se u

snimljenim spektrima standardnih izvora  $^{60}\text{Co}$  nisu uvek mogli uočiti vrhovi nastali samo usled slučajnih koincidencija gama zraka  $\gamma_1$ - $\gamma_1$  ili  $\gamma_2$ - $\gamma_2$  snimljen je spektar tačkastog izvora  $^{137}\text{Cs}$  radi određivanja vremena rezolucije.

Pri izračunavanju aktivnosti prema formuli (5.5.9) za faktor ugaone korelacije ( $\bar{W}(0)$ ) je uzeta vrednost 1. Ovaj faktor prema Kim et al(2002) za detektor sličnih dimenzija uzima vrednosti:  $\bar{W}(0)=1$  kada se izvor nalazi uz samu kapu detektora, zatim raste do  $\bar{W}(0)=1.1$  kada se izvor nalazi na rastojanjima većim od oko 8 cm.

Totalna brzina brojanja je računata kao količnik ukupnog odbroja u celom spektru i živog vremena brojača( $N_t/t$ ).

U daljem tekstu za eksperimentalno određenu aktivnost izvora  $^{60}\text{Co}$  metodom sumarnog vrha koristi se oznaka  $A_{exp}$ , za aktivnosti izvora deklarisane od strane proizvođača se koristi oznaka  $A_{std}^0$ , dok se za aktivnost čija je vrednost deklarisana od strane proizvođača a preračunata na datum merenja koristi oznaka  $A_{std}$ .

## 6.1. Određivanje aktivnosti standardnih izvora Co-60 bez korekcije sumarnog vrha na slučajne koincidencije

Vrednosti dobijene obradom snimljenih spektra koje su potrebne za eksperimentalno određivanje aktivnosti izvora  $^{60}\text{Co}$  prikazane su u tabeli 6.2 za izvor  $^{60}\text{Co}$  standardne aktivnosti 7.58 kBq i tabeli 6.3 za izvor standardne aktivnosti 342 kBq. Standardne aktivnosti 7.58 kBq i 342 kBq odgovaraju aktivnostima standardnih izvora  $^{60}\text{Co}$  (tabela 6.1) od 384.8 kBq i 397.7 kBq respektivno, preračunatim na datum merenja.

Tabela 6.2. Vrednosti iz spektra izvora  $^{60}\text{Co}$  standardne aktivnosti preračunate na datum merenja 7.58(15) kBq na različitim rastojanjima izvora od kape detektora.

Datum merenja	06.04.2006.					
Rastojanje nosača izvora od kape detektora [cm]	0	1.5	2	3	7	12
$N_1 (\times 10^5)$	1.330(4)	3.260(6)	7.860(9)	0.7450(28)	0.7590(28)	1.030(3)
$N_2 (\times 10^5)$	1.190(3)	2.920(5)	7.030(8)	0.6670(26)	0.6760(28)	0.9250(3)
$N_\Sigma (\times 10^3)$	3.08(6)	3.92(6)	7.90(9)	0.546(24)	0.225(15)	0.147(12)
$N_t (\times 10^6)$	1.6682(13)	3.9314(20)	9.364(3)	0.8919(9)	0.9632(9)	1.4292(12)
Živo vreme ( $t$ [s])	1001	4202	11800	1511	3673	10354

Tabela 6.3. Vrednosti iz spektra izvora  $^{60}\text{Co}$  standardne aktivnosti preračunate na datum merenja 342(5) kBq na različitim rastojanjima nosača izvora od kape detektora.

Datum merenja	10.04.2006.	
Rastojanje nosača izvora od kape detektora [cm]	7	12
$N_1 (\times 10^5)$	2.490(5)	2.940(6)
$N_2 (\times 10^5)$	2.250(5)	2.650(5)
$N_\Sigma$	917±48*	544±32*
$N_t (\times 10^6)$	5.5886(24)	5.2990(23)
Živo vreme ( $t$ [s])	507	903

Vrednosti neto površina  $N_1$  i  $N_2$  odgovaraju broju totalnih apsorpcija gama zraka energije 1173.2 keV i 1332.5 keV iz izvora  $^{60}\text{Co}$  postavljenog na naznačena rastojanja a određene su automatski kao fitovani singleti sa step funkcijom kontinuuma u okviru programa *Gamma Acquisition and Analysis*. Sumarni vrh  $N_\Sigma$  (rezultat pravih i slučajnih koincidencija gama zraka energije 1173.2keV i 1332.5 keV) je takođe određen automatski, osim vrednosti označene zvezdicom (\*) koje su procenjene "ručno" pomoću markera u okviru istog programa. Ukupan odbroj u spektru ( $N_t$ ) je određen zahvatanjem celog spektra pomoću markera.

Kao što je utvrđeno u odeljku 5.5 formulu (5.5.9) je moguće primeniti za absolutno određivanje aktivnosti  $^{60}\text{Co}$  jer su uslovi (5.5.6) i (5.5.7) ispujeni s obzirom na šemu raspada  $^{60}\text{Co}$  (slika 2.1). Ako se zanemari broj slučajnih koincidencija ( $N_s=0$ ), a faktor ugaone korelacije izjednači sa jedinicom, formula (5.5.9) dobija oblik:

$$A_{\text{exp}} = \frac{1}{t} \cdot \left( \frac{N_1 \cdot N_2}{N_{\Sigma}} + N_t \right) \quad (6.1)$$

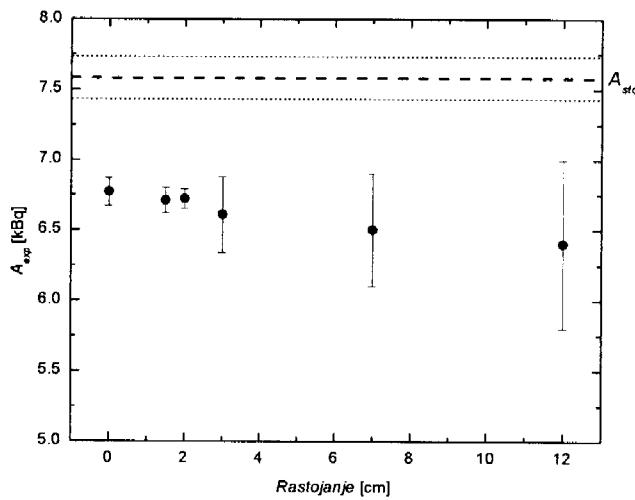
U tabeli 6.4 su prikazane eksperimentalno dobijene aktivnosti izvora  $^{60}\text{Co}$  izračunate pomoću podataka iz tabele 6.2 i 6.3 upotrebom formule (6.1), kao i bitni podaci dobijeni pri obradi spektra kao što su totalna brzina brojanja, mrtvo vreme i živo vreme. U tabeli 6.4 je prikazan odnos eksperimentalno dobijene aktivnosti i standardne aktivnosti izvora  $^{60}\text{Co}$  preračunate na datum merenja ( $A_{\text{exp}}/A_{\text{std}}$ ). Relativno odstupanje eksperimentalno određene aktivnosti  $^{60}\text{Co}$  od standardne aktivnosti preračunate na datum merenja ( $A_{\text{std}}$ ) je takođe prikazano u tabeli 6.4, a računato je po formuli:

$$\frac{A_{\text{exp}} - A_{\text{std}}}{A_{\text{std}}} \cdot 100\% \quad (6.2)$$

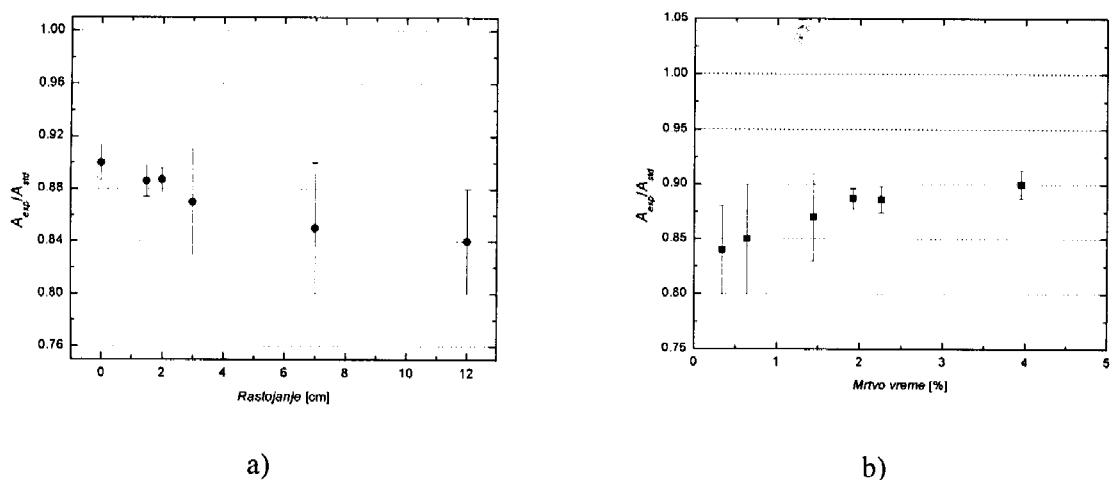
Tabela 6.4. Eksperimentalno određene aktivnosti izvora  $^{60}\text{Co}$  pomoću podataka iz tabele 6.2 i 6.3 upotrebom formule 6.1.

Rastojanje nosača izvora od kape detektora [cm]	0	1.5	2	3	7	12	Izvor
$A_{\text{std}}$ [kBq]	7.58(15)	7.58(15)	7.58(15)	7.58(15)	7.58(15)	7.58(15)	
$A_{\text{exp}}$ [kBq]	6.77(10)	6.71(9)	6.72(7)	6.61(27)	6.5(4)	6.4(6)	
$A_{\text{exp}}/A_{\text{std}}$	0.900(13)	0.886(12)	0.887(9)	0.87(4)	0.85(5)	0.84(4)	
Relativno odstupanje $A_{\text{exp}}$ od $A_{\text{std}}$ [%]	-10	-11	-11	-13	-15	-16	
Totalna brzina brojanja [kcps]	1.67	0.94	0.79	0.59	0.26	0.14	
Mrtvo vreme [%]	3.95	2.26	1.92	1.44	0.64	0.34	
Živo vreme [s]	1001	4202	11800	1511	3673	10354	
$A_{\text{std}}$ [kBq]	/	/	/	/	342(5)	342(5)	
$A_{\text{exp}}$ [kBq]	/	/	/	/	131(6)	164(9)	
$A_{\text{exp}}/A_{\text{std}}$	/	/	/	/	0.385(18)	0.481(27)	
Relativno odstupanje $A_{\text{exp}}$ od $A_{\text{std}}$ [%]	/	/	/	/	-61	-52	
Totalna brzina brojanja [kcps]	/	/	/	/	11	5.9	
Mrtvo vreme [%]	/	/	/	/	20.86	12.40	
Živo vreme [s]	/	/	/	/	507	903	
					$A_{\text{std}}^0 = 384.8 \text{ kBq} \pm 2\%$ (1976.)		
					$A_{\text{std}}^0 = 397.7 \text{ kBq} \pm 1.5\%$ (2005.)		

Apsolutna greška eksperimentalno dobijenih aktivnosti (tabela 6.4) najviše potiče od male statistike sumarnog vrha. Sve vrednosti eksperimentalno određenih aktivnosti su ispod standardne aktivnosti preračunate na datum merenja za oba izvora. Eksperimentalno određene aktivnosti  $^{60}\text{Co}$ , dobijene snimanjem spektra pri različitim rastojanjima izvora od detektora, čija standardna aktivnost preračunata na datum merenja iznosi 7.58 kBq su prikazane na slici 6.2. Najmanje odstupanje eksperimentalnih aktivnosti za izvor  $^{60}\text{Co}$  standardne aktivnosti preračunate na datum merenja 7.58 kBq se dobija kada se izvor nalazi už samu kapu detektora.



Slika 6.2. Eksperimentalno određena aktivnost izvora  $^{60}\text{Co}$  standardne aktivnosti preračunate na datum merenja 7.58 kBq za različita rastojanja nosača izvora od detektora. Isprekidana linija predstavlja vrednost standardne aktivnosti izvora  $^{60}\text{Co}$  u granicama apsolutne greške.



Slika 6.3.  $A_{exp}/A_{std}$  za izvor  $^{60}\text{Co}$  standardne aktivnosti preračunate na datum merenja 7.5 kBq:  
a) pri različitim rastojanjima nosača izvora od kape detektora ,  
b) u zavisnosti od mrtvog vremena brojača.

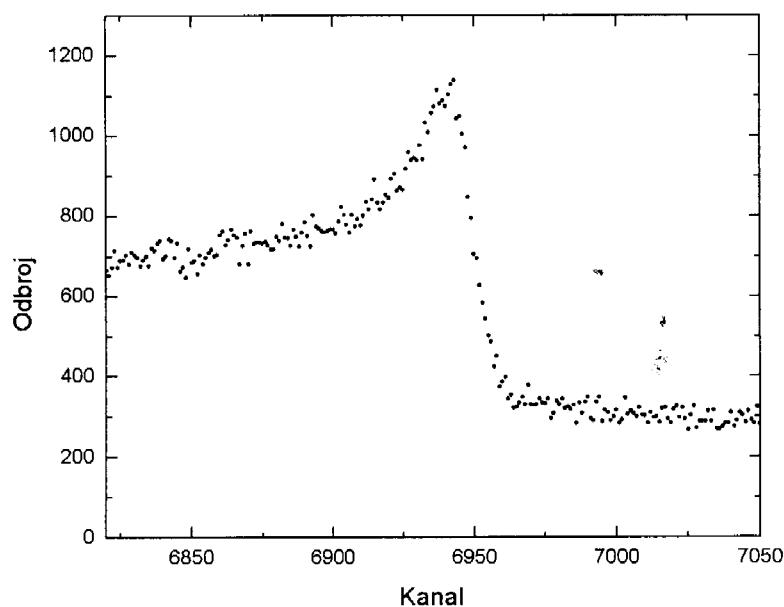
Manje rastojanje izvora od detektora uzrokuje veću brzinu brojanja i bolju statistiku u sumarnom vrhu, ali na račun povećanja mrtvog vremena brojača. Pri smanjivanju rastojanja izvor-detektor eksperimentalno određena aktivnost se približava standardnoj, tako da se najmanje odstupanje(10% ispod standardne) dobija kada se nosač izvora nalazi uz samu kapu detektora. Faktor ugaone korelacije prema rezultatima (Kim et al. 2002) za sličan detektor koriguje rezultate eksperimentalno dobijenih aktivnosti u zavisnosti od rastojanja izvora od

detektora do +10%, te se podbacivanje rezultata eksperimentalno dobijenih aktivnosti na većim rastojanjima mogu pripisati i ne uzimanju u obzir korekcionog faktora na ugaone korelacije.

Kao što se vidi iz tabele 6.4. eksperimentalno određena aktivnost izvora  $^{60}\text{Co}$  standardne aktivnosti preračunate na datum merenja 342 kBq je znatno niža: -61% i -52% za rastojanja 7 i 12 cm respektivno. Kako je brzina brojanja kod izvora standardne aktivnosti preračunate na datum merenja 342 kBq mnogo veća nego kod izvora standardne aktivnosti preračunate na datum merenja 7.58 kBq, ne uzmanje u obzir slučajnih koincidencija je uzrok velikog odstupanja kod veće brzine brojanja. Sa druge strane u spektrima izvora  $^{60}\text{Co}$  standardnih aktivnosti preračunatim na datum merenja 7.58 kBq i 342 kBq snimljenim pri naznačenim rastojanjima nisu mogli biti uočeni dovoljno oštri vrhovi nastali samo usled slučajnih koincidencija, pa se ni vreme rezolucije nije moglo odrediti samo na osnovu ovih spektara.

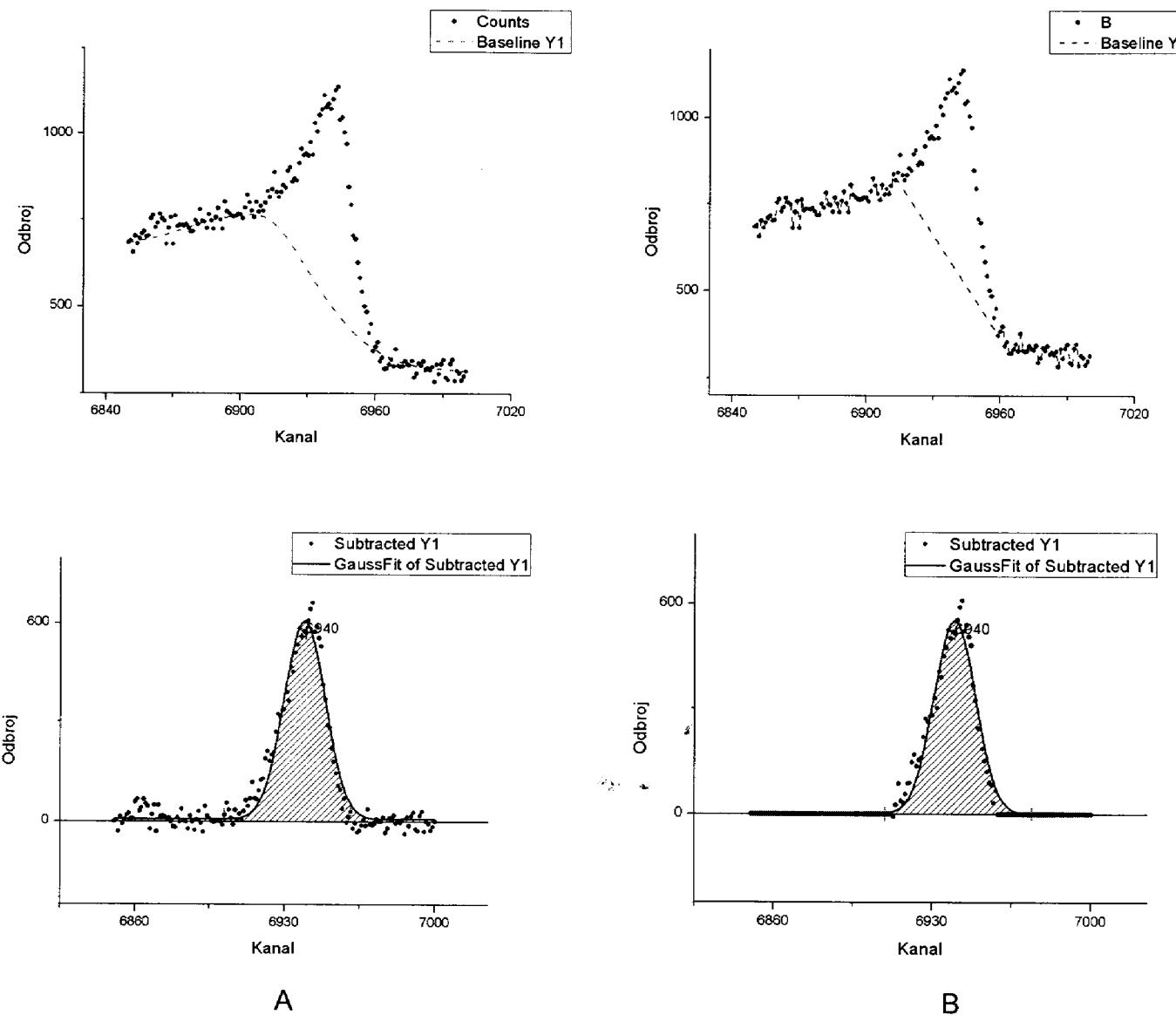
## **6.2. Određivanje aktivnosti standardnih izvora Co-60 sa korekcijom sumarnog vrha korišćenjem izvora Cs-137**

Kako je rečeno u prethodnom odeljku, u snimljenim spektrima izvora  $^{60}\text{Co}$  standardnih aktivnosti preračunatim na datum merenja 7.58 kBq i 342 kBq se nisu mogli uočiti vrhovi nastali samo usled slučajnih koincidencija na merenim rastojanjima, pa je u cilju određivanja vremena rezolucije i korekcije sumarnih vrhova na slučajne koincidencije snimljen spektar izvora  $^{137}\text{Cs}$  koji se nalazio na nosaču uz samu kapu detektora. Vrh nastao usled slučajnih koincidencija gama zraka energije 661.7 keV iz standardnog izvora  $^{137}\text{Cs}$  je prikazan na slici 6.4.

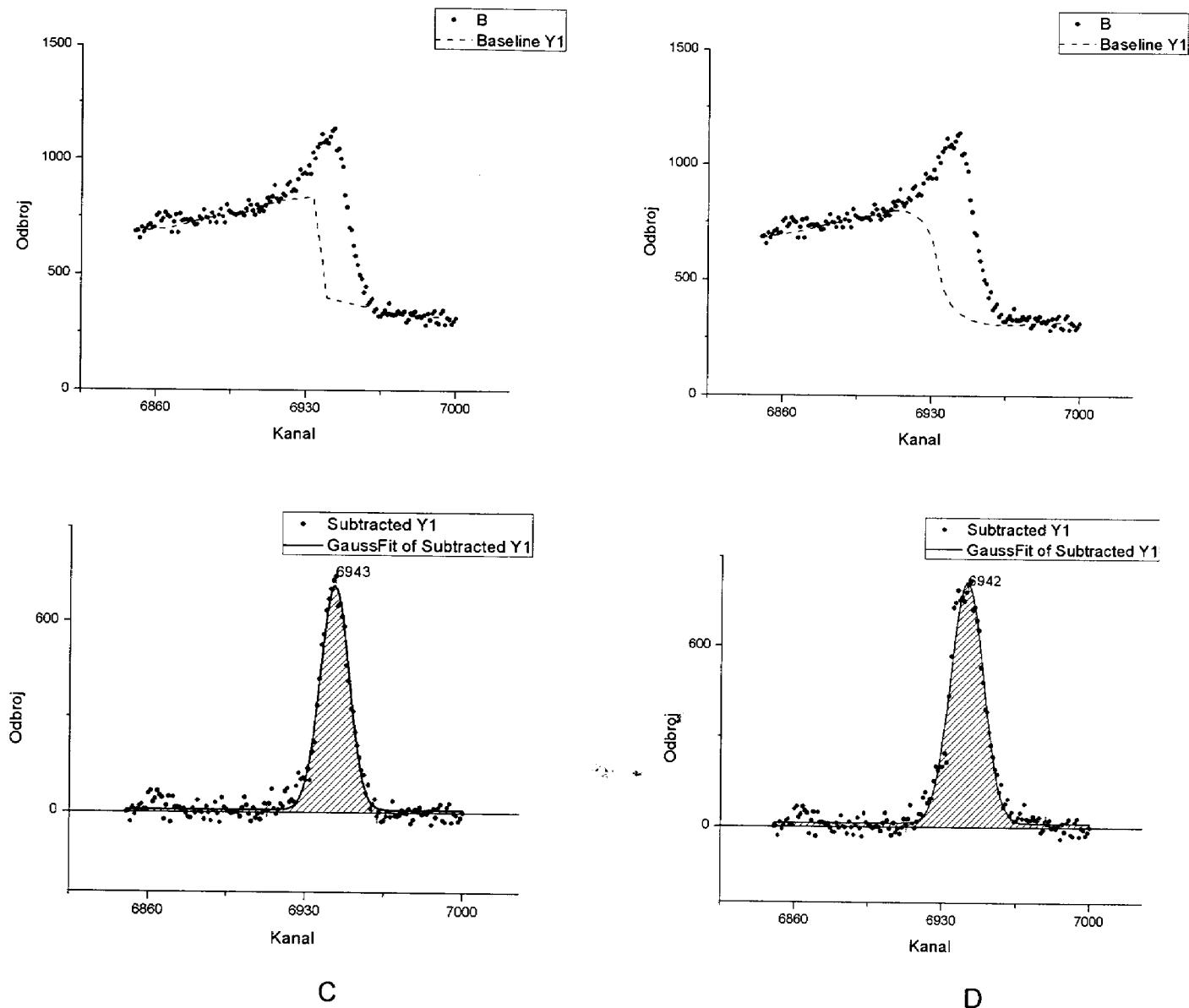


Slika 6.4. Vrh u spektru nastao slučajnim koincidencijama gama zraka energije 661.7 keV iz izvora  $^{137}\text{Cs}$ .

Dok je neto površina vrha energije 661.7 keV određena automatski kao fitovani singlet sa step funkcijom kontinuma u okviru programa *Gamma Acquisition and Analysis*, neto površina vrha nastalog usled slučajnih koincidencija gama zraka energije 661.7 keV iz izvora  $^{137}\text{Cs}$  (slika 6.4) je određena na više načina pomoću programa *Microcal Origin* pri različitim procenama kontinuma. Na slikama 6.5 i 6.6 su prikazane razne mogućnosti izbora kontinuma za vrh nastao samo usled slučajnih koincidencija iz spektra izvora  $^{137}\text{Cs}$  (slika 6.4) i izgled vrha nakon oduzimanja kontinuma (slika 6.5 i 6.6).



Slika 6.5. Vrh nastao usled slučajnih koincidencija gama zraka energije 661.7 keV iz izvora  $^{137}\text{Cs}$  sa različitim izborom kontinuuma.



Slika 6.6. Vrh nastao usled slučajnih koincidencija gama zraka energije 661.7 keV iz izvora  $^{137}\text{Cs}$  sa različitim izborom kontinuma.

U slučajevima A,B,C i D neto površina vrha ( $N_s$ ) je određena tako što se procenio oblik kontinuuma, a zatim su od svih vrednosti odbroja iz date oblasti spektra oduzete vrednosti kontinuuma. Ovako dobijene korigovane vrednosti su fitovane gausovom funkcijom te je određena površina ispod fitovane krive. Vrednosti neto površina dobijene ovakvim načinom obrade spektra su prikazane u tabeli 6.5. Vrednost za vreme rezolucije označena slovom E je dobijena uzimanjem neto površine vrha nastalog usled slučajnih koincidencija koju daje program *Gamma Acquisition and Analysis* kao fitovani singlet sa step funkcijom kontinuuma.

Tabela 6.5. Neto površine sumarnog vrha i vreme rezolucije spektrometra na osnovu spektra izvora  $^{137}\text{Cs}$ .

	$N_s$	$\tau$ [μs]	Korišćeni program
A	$15384 \pm 124$	3.191(26)	<i>Microcal Origin</i>
B	$12588 \pm 112$	2.611(23)	<i>Microcal Origin</i>
C	$11763 \pm 108$	2.440(22)	<i>Microcal Origin</i>
D	$16423 \pm 128$	3.407(27)	<i>Microcal Origin</i>
E	$12000 \pm 196$	2.49(4)	<i>Gamma Acquisition and Analysis</i>
Ukupan odbroj na energiji 661.7 keV $N=2.65 \times 10^6 \pm 1855$			Živo vreme $t=2008$ s Mrtvo vreme 34%

Vreme rezolucije spektrometerskog sistema je računato pomoću podataka iz tabele 6.5 po obrascu:

$$\tau = \frac{N_s \cdot t}{2 \cdot N^2} \quad (6.3)$$

gde je  $N_s$  neto površina vrha nastalog usled slučajnih koincidencija gama zrka energije 661.7 keV,  $N$  neto površina vrha ukupne energije 661.7 keV i  $t$  živo vreme. Na mernu nesigurnost vremena rezolucije mnogo više utiče statistika vrha nastalog usled slučajnih koincidencija nego merna nesigurnost vrha za energiju 661.7 keV. Višestrukom analizom vrha (slika 6.5 i 6.6) nastalog usled slučajnih koincidencija vreme rezolucije varira od 2.44 do 3.407 μs.

Broj slučajnih koincidencija u sumarnom vrhu u spektrima izvora  $^{60}\text{Co}$  je računat prema obrascu:

$$N_s = \frac{2 \cdot \tau \cdot N_1 \cdot N_2}{t} \quad (6.4)$$

gde je  $N_1$  neto površina vrha energije 1173.2 keV i  $N_2$  neto površina vrha energije 1332.5 keV iz spektra izvora  $^{60}\text{Co}$  (podaci iz tabele 6.2 i 6.3),  $\tau$  vreme rezolucije spektrometra dobijeno na osnovu spektra izvora  $^{137}\text{Cs}$  (tabela 6.5) i  $t$  živo vreme snimljenog spektra. Broj slučajnih koincidencija u sumarnom vrhu spektra izvora  $^{60}\text{Co}$  koje su izračunate primenom formule 6.4. uzimajući za vreme rezolucije vrednosti iz tabele 6.5. dobijene obradom spektra izvora  $^{137}\text{Cs}$  su prikazane u tabeli 6.6. Takođe u tabeli 6.6 su prikazane vrednosti neto površine sumarnog vrha (iz tabele 6.2 i 6.3) kao i procentualni udio izračunatih slučajnih koincidencija u sumarnom vrhu za različita vremena rezolucije.

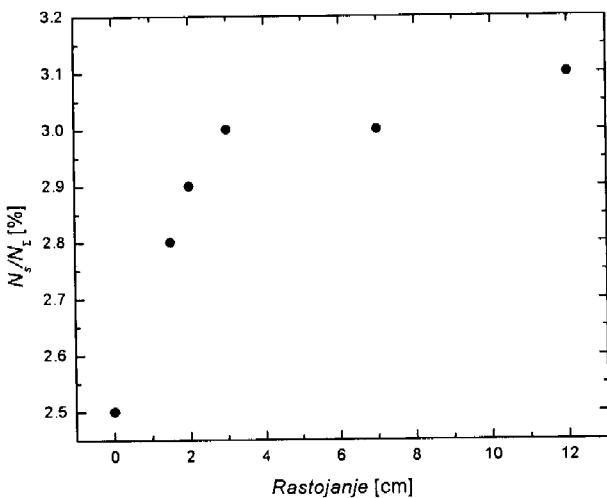
Tabela 6.7. Broj slučajnih koincidencija izračunatih pomoću formule (6.4) i udeo slučajnih koincidencija u sumarnom vrhu u spektrima izvora  $^{60}\text{Co}$ .

<i>Rastojanje nosača izvora od detektora [cm]</i>	0	1.5	2	3	7	12	$\tau [\mu\text{s}]$	$A_{\text{std}}=7.58(15) \text{ kBq}$
$N_\Sigma (\times 10^3)$	3080±60	3920±60	7900±90	546±24	225±15	147±12		
$N_s$	77	111	228	16	7	4	2.440(22)	$A_{\text{std}}=7.58(15) \text{ kBq}$
$N_s/N_\Sigma [\%]$	2.5	2.8	2.9	3.0	3.0	3.0		
$N_s$	79	113	233	16	7	5	2.49(4)	$A_{\text{std}}=342(5) \text{ kBq}$
$N_s/N_\Sigma [\%]$	2.6	2.9	3.0	3.0	3.0	3.1		
$N_s$	83	118	244	17	7	5	2.611(23)	$A_{\text{std}}=342(5) \text{ kBq}$
$N_s/N_\Sigma [\%]$	2.7	3.0	3.1	3.1	3.0	3.1		
$N_s$	101	145	299	21	9	6	3.191(26)	$A_{\text{std}}=342(5) \text{ kBq}$
$N_s/N_\Sigma [\%]$	3.3	3.7	3.8	3.8	4.0	4.0		
$N_s$	108	154	319	22	10	6	3.407(27)	$A_{\text{std}}=342(5) \text{ kBq}$
$N_s/N_\Sigma [\%]$	3.5	4.0	4.0	4.1	4.2	4.2		
$N_\Sigma$	/	/	/	/	917±48	544±32		
$N_s$	/	/	/	/	539±49	421±38	2.440(22)	$A_{\text{std}}=342(5) \text{ kBq}$
$N_s/N_\Sigma [\%]$	/	/	/	/	59±6	77±7		
$N_s$	/	/	/	/	550±9	430±7	2.49(4)	$A_{\text{std}}=342(5) \text{ kBq}$
$N_s/N_\Sigma [\%]$	/	/	/	/	60±3	79±5		
$N_s$	/	/	/	/	588±5	459±4	2.611(23)	$A_{\text{std}}=342(5) \text{ kBq}$
$N_s/N_\Sigma [\%]$	/	/	/	/	64±3	84±5		
$N_s$	/	/	/	/	705±6	551±5	3.191(26)	$A_{\text{std}}=342(5) \text{ kBq}$
$N_s/N_\Sigma [\%]$	/	/	/	/	77±4	101±6		
$N_s$	/	/	/	/	753±6	588±5	3.407(27)	$A_{\text{std}}=342(5) \text{ kBq}$
$N_s/N_\Sigma [\%]$	/	/	/	/	82±4	108±6		

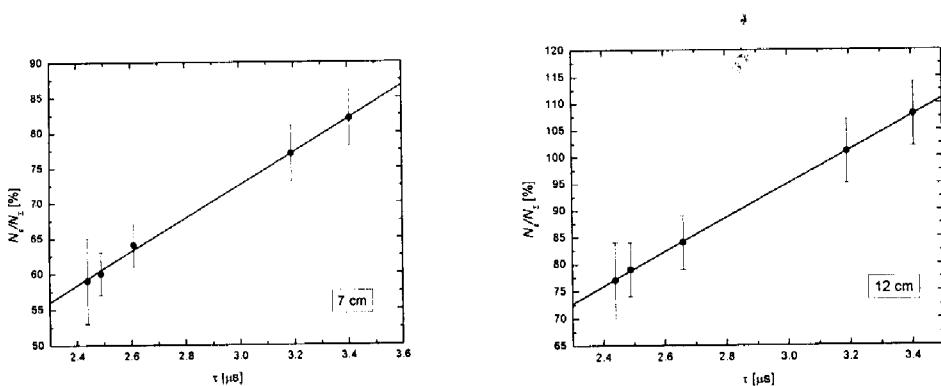
Kao što se vidi iz tabele 6.6 broj slučajnih koincidencija izračunat po formuli 6.4 u sumarnom vrhu je reda veličine apsolutne greške neto površine sumarnog vrha pri svim vrednostima vremena rezolucije za izvor  $^{60}\text{Co}$  standardne aktivnosti preračunate na datum merenja 7.58 kBq. Merne nesigurnosti broja slučajnih koincidencija za spektre izvora  $^{60}\text{Co}$  standardne aktivnosti preračunate na datum merenja 7.58 kBq nisu navedene jer iznose manje od jedne koincidencije. Procentualni udeo slučajnih koincidencija u sumarnom vrhu je računat po formuli:

$$\frac{N_s}{N_\Sigma} \cdot 100\% \quad (6.5)$$

gde je  $N_s$  broj slučajnih koincidencija dobijen pomoću formule (6.4), a  $N_\Sigma$  neto površina sumarnog vrha određena iz spektara izvora  $^{60}\text{Co}$  (tabela 6.2 i 6.3). Procentualni udeo slučajnih koincidencija u sumarnom vrhu u funkciji rastojanja za izvor  $^{60}\text{Co}$  standardne aktivnosti preračunate na datum merenja 7.58 kBq je prikazan na slici 6.7 pri vremenu rezolucije od 2.611(23)  $\mu\text{s}$ , gde se vidi da on raste sa povećanjem rastojanja izvora od detektora.



Slika 6.9. Procentualna zastupljenost slučajnih koincidencija računata po formuli (6.5) u sumarnom vrhu u spektrima izvora  $^{60}\text{Co}$  standardne aktivnosti preračunate na datum merenja 7.58 kBq za različita rastojanja nosača izvora od detektora pri proceni vremena rezolucije  $\tau=2.611(24)$   $\mu\text{s}$ .



Slika 6.8. Procentualna zastupljenost slučajnih koincidencija u sumarnom vrhu u spektrima izvora  $^{60}\text{Co}$  standardne aktivnosti preračunate na datum merenja 342 kBq računata po formuli (6.5) pri različitim procenama vremena rezolucije iz spektra izvora  $^{137}\text{Cs}$ .

Kao što se vidi sa slike 6.8. udeo slučajnih koincidencija u sumarnom vrhu u spektrima izvora  $^{60}\text{Co}$  standardne aktivnosti preračunate na datum merenja 342 kBq na rastojanjima 7 i 12 cm jako varira od procene vremena rezolucije spektrometra. Na rastojanju 7 cm pri uzimanju vremena rezolucije od 2.4  $\mu\text{s}$  do 3.4  $\mu\text{s}$  udeo slučajnih koincidencija u sumarnom vrhu varira približno od 55% do 80%. Na rastojanju 12 cm udeo slučajnih koincidencija u sumarnom vrhu varira od 75% do 100% pri uzimanju vremena rezolucije u intervalu 2.4-3.2  $\mu\text{s}$ . Iznad 3.2  $\mu\text{s}$  za rastojanje 12 cm dobija se neprihvatljiv rezultat, tj. da je broj slučajnih koincidencija veći od neto površine sumarnog vrha.

Eksperimentalno dobijene aktivnosti izvora  $^{60}\text{Co}$  su računate po formuli:

$$A_{\text{exp}} = \frac{1}{t} \cdot \left( \frac{N_1 \cdot N_2}{N_{\Sigma} - N_s} + N_t \right) \quad (6.6)$$

gde je  $N_1$  neto površina vrha energije 1173.2 keV,  $N_2$  neto površina vrha energije 1332.5 keV,  $N_{\Sigma}$  neto površina sumarnog vrha na energiji 2005.7 keV,  $N_t$  ukupan odbroj u spektru,  $t$  živo vreme i  $N_s$  izračunati broj slučajnih koincidencija u sumarnom vrhu po formuli (6.4).

U tabeli 6.8 su prikazane eksperimentalno dobijene aktivnosti izvora  $^{60}\text{Co}$  izračunate pomoću podataka iz tabele 6.2 ,6.3 i 6.7 upotreboom formule (6.6), kao i bitni podaci dobijeni pri obradi spektra kao što su totalna brzina brojanja, mrtvo vreme i živo vreme. Standardne aktivnosti 7.58(15) kBq i 342(5) kBq u tabeli 6.8 odgovaraju izvorima  $^{60}\text{Co}$  standardnih aktivnosti 384.8 kBq i 397.7 kBq respektivno preračunate na datum merenja.

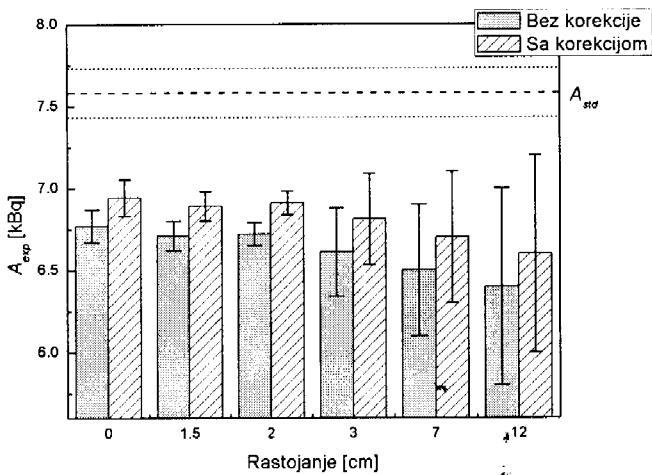
Odnos eksperimentalno dobijene aktivnosti i standardne aktivnosti izvora  $^{60}\text{Co}$  preračunate na datum merenja ( $A_{\text{exp}}/A_{\text{std}}$ ) je prikazan u tabeli 6.8. Relativno odstupanje eksperimentalno određene aktivnosti  $^{60}\text{Co}$  od standardne aktivnosti preračunate na datum merenja ( $A_{\text{std}}$ ) iz tabele 6.8 je računato po formuli:

$$\frac{A_{\text{exp}} - A_{\text{std}}}{A_{\text{std}}} \cdot 100\% \quad (6.7)$$

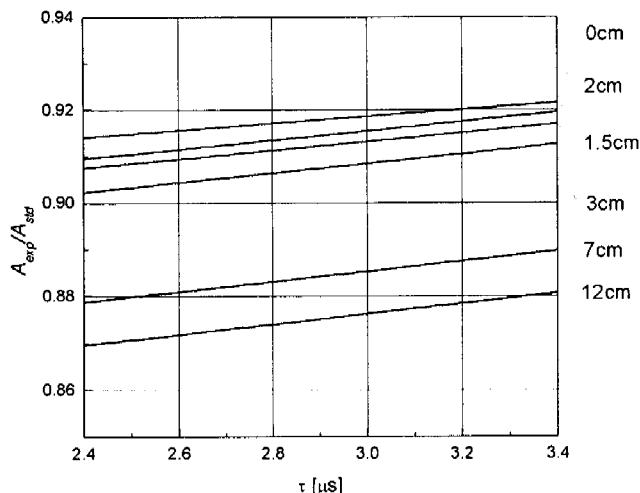
Tabela 6.8. Eksperimentalno određene aktivnosti izvora  $^{60}\text{Co}$  sa korekcijom sumarnog vrha na slučajne koincidencije računate po formuli (6.6).

Rastojanje nosača izvora od detektora [cm]	0	1.5	2	3	7	12	$\tau$ [\mu s]	izvor
$A_{std}$ [kBq]	7.58(15)	7.58(15)	7.58(15)	7.58(15)	7.58(15)	7.58(15)	/	$A_{std}^0 = 384.8 \text{ kBq} \pm 2\%$ (1976.)
$A_{exp}$ [kBq]	6.90(10)	6.88(9)	6.90(7)	6.80(28)	6.7(4)	6.6(6)		
$A_{exp}/A_{std}$	0.910(14)	0.908(12)	0.910(9)	0.90(4)	0.88(6)	0.88(8)		
Relativno odstupanje $A_{exp}$ od $A_{std}$ [%]	-9.0	-9.2	-9.0	-10	-12	-13		
$A_{exp}$ [kBq]	6.90(10)	6.89(9)	6.90(7)	6.80(28)	6.7(4)	6.6(6)		
$A_{exp}/A_{std}$	0.910(14)	0.908(13)	0.910(9)	0.90(4)	0.88(6)	0.88(8)		
Relativno odstupanje $A_{exp}$ od $A_{std}$ [%]	-9.0	-9.2	-9.0	-10	-12	-13		
$A_{exp}$ [kBq]	6.94(11)	6.89(9)	6.91(7)	6.81(28)	6.7(4)	6.6(6)		
$A_{exp}/A_{std}$	0.916(15)	0.909(12)	0.912(9)	0.90(4)	0.88(6)	0.88(8)		
Relativno odstupanje $A_{exp}$ od $A_{std}$ [%]	-8.4	-9.1	-8.8	-10	-12	-13		
$A_{exp}$ [kBq]	6.94(11)	6.94(10)	6.95(7)	6.85(29)	6.7(4)	6.6(6)		
$A_{exp}/A_{std}$	0.915(14)	0.915(13)	0.917(10)	0.90(4)	0.88(6)	0.88(8)		
Relativno odstupanje $A_{exp}$ od $A_{std}$ [%]	-8.4	-8.5	-8.3	-9.6	-12	-13		
$A_{exp}$ [kBq]	6.95(11)	6.95(10)	6.97(7)	6.87(29)	6.7(4)	6.7(6)		
$A_{exp}/A_{std}$	0.916(14)	0.917(13)	0.920(10)	0.91(4)	0.89(6)	0.88(8)		
Relativno odstupanje $A_{exp}$ od $A_{std}$ [%]	-8.3	-8.3	-8.0	-9.3	-12	-12		
Totalna brzina brojanja [kcps]	1.67	0.94	0.79	0.59	0.26	0.14		
Mrtvo vreme [%]	3.95	2.26	1.92	1.44	0.64	0.34		
Živo vreme [s]	1001	4202	11800	1511	3673	10354		
$A_{std}$ [kBq]	/	/	/	/	342(5)	342(5)	/	$A_{std}^0 = 397.7 \text{ kBq} \pm 1.5\%$ (2005.)
$A_{exp}$ [kBq]	/	/	/	/	304±40	708±185		
$A_{exp}/A_{std}$	/	/	/	/	0.89(12)	2.1(5)	2.440(22)	
Relativno odstupanje $A_{exp}$ od $A_{std}$ [%]	/	/	/	/	-11	102		
$A_{exp}$ [kBq]	/	/	/	/	312±42	761±214		
$A_{exp}/A_{std}$	/	/	/	/	0.91(13)	2.2(6)	2.49(4)	
Relativno odstupanje $A_{exp}$ od $A_{std}$ [%]	/	/	/	/	-8.7	122		
$A_{exp}$ [kBq]	/	/	/	/	347±52	1023±389		
$A_{exp}/A_{std}$	/	/	/	/	1.01(15)	3.0(11)	2.611(23)	
Relativno odstupanje $A_{exp}$ od $A_{std}$ [%]	/	/	/	/	1.5	199		
$A_{exp}$ [kBq]	/	/	/	/	533±123	/		
$A_{exp}/A_{std}$	/	/	/	/	1.6(4)	/	3.191(26)	
Relativno odstupanje $A_{exp}$ od $A_{std}$ [%]	/	/	/	/	56	/		
$A_{exp}$ [kBq]	/	/	/	/	685±204	/		
$A_{exp}/A_{std}$	/	/	/	/	2.0(6)	/	3.407(27)	
Relativno odstupanje $A_{exp}$ od $A_{std}$ [%]	/	/	/	/	100	/		
Totalna brzina brojanja [kcps]	/	/	/	/	11	5.9		
Mrtvo vreme [%]	/	/	/	/	20.86	12.40		
Živo vreme [s]	/	/	/	/	507	903		

Što se tiče slabijeg izvora čija je standardna aktivnost preračunata na datum merenja 7.58 kBq korekcije na slučajne koïncidencije donose poboljšanje u eksperimentalno određenu aktivnost (od 2% do 3%) u zavisnosti od rastojanja na kome se nalazio izvor  $^{60}\text{Co}$  što se vidi na slici 6.8. Ovo se može objasniti činjenicom da je udeo slučajnih koïncidencija u sumarnom vrhu u spektrima izvora  $^{60}\text{Co}$  standardne aktivnosti preračunate na datum merenja 7.58 kBq relativno mali (od 2 do 3% tabela 6.7) te korekcije sumarnog vrha ne donose znatna poboljšanja u određivanju aktivnosti. Takođe, izračunati broj slučajnih koïncidencija u sumarnom vrhu je reda veličine apsolutne greške sumarnog vrha (tabela 6.7).



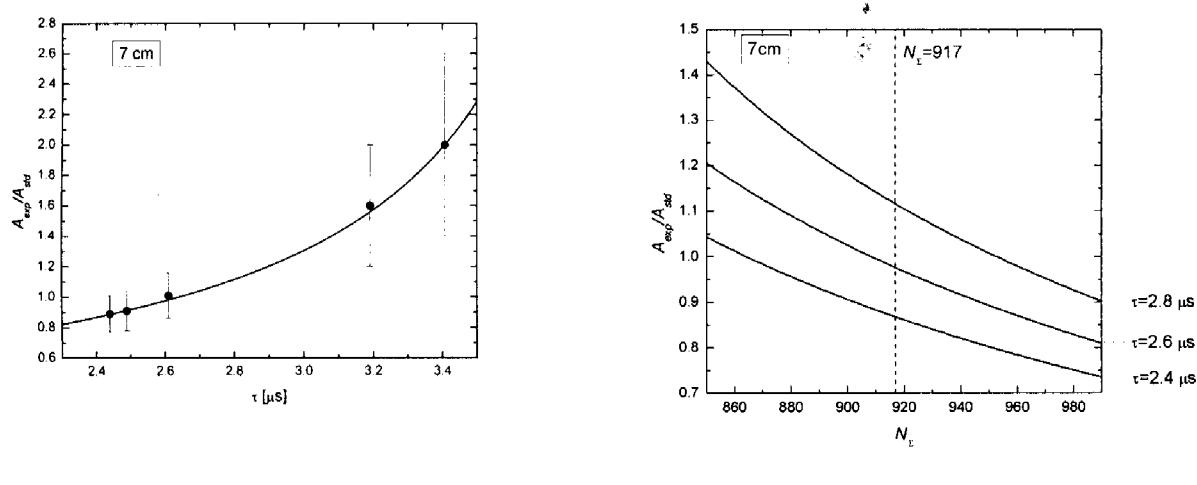
Slika 6.8. Eksperimentalno određene aktivnosti izvora  $^{60}\text{Co}$  standardne aktivnosti preračunate na datum merenja 7.58(15) kBq sa korekcijom i bez korekcije na slučajne koïncidencije pri različitim rastojanjima nosača izvora od kape detektora.



Slika 6.9.  $A_{exp}/A_{std}$  u zavisnosti od procene vremena rezolucije za različita rastojanja izvora  $^{60}\text{Co}$  standardne aktivnosti preračunate na datum merenja 7.58 kBq pri različitim rastojanjima nosača izvora od kape detektora.

Tačnost u određivanju vremena rezolucije spektrometra kod izvora standardne aktivnosti preračunate na datum merenja 7.58 kBq ne utiče mnogo na krajnje eksperimentalno određenu aktivnost što se može videti sa grafika na slici 6.9. Varijacijom vremena rezolucije od 2.4 do 3.4  $\mu$ s odnos eksperimentalno određene aktivnosti i standardne varira od 0.5 do 1% u zavisnosti od rastojanja izvora od detektora, što se može objasniti malim udelom slučajnih koincidencija u sumarnom vrhu.

Što se tiče izvora  $^{60}\text{Co}$  čija standardna aktivnost preračunata na dan merenja iznosi 342 kBq poznavanje broja slučajnih koincidencija u sumarnom vrhu donosi znatne korekcije. Znatno bolje slaganje eksperimentalno dobijene aktivnosti sa standardnom se dobija na rastojanju 7cm nego za rastojanje 12 cm (tabela 6.8). Ono što se može uočiti jeste da je eksperimentalno odredena aktivnost izvora  $^{60}\text{Co}$  standardne aktivnosti preračunate na datum merenja 342 kBq jako osetljiva na procenu vremena rezolucije što je prikazano i na slici 6.10.a. Takođe odstupanje eksperimentalne aktivnosti izvora  $^{60}\text{Co}$  standardne aktivnosti preračunate na datum merenja 342 kBq jako zavisi i od određivanja odbroja u sumarnom vrhu (slika 6.10.b). Ukupan odbroj u sumarnom vrhu (rastojanje 7 cm) iznosi  $917 \pm 48$ , tako da se u okviru relativne greške sumarnog vrha od 5% može očekivati greška u krajnje određenoj aktivnosti od 40% iznad i oko 20% ispod standardne u zavisnosti od procene vremena rezolucije na osnovu spektra izvora  $^{137}\text{Cs}$ . Ako se porede rezultati za izvor  $^{60}\text{Co}$  standardne aktivnosti preračunate na datum merenja 342 kBq (tabela 6.4 i tabela 6.8) korekcije sumarnog vrha na slučajne koincidencije donose poboljšanje u eksperimentalnom određivanju aktivnosti na rastojanju 7cm, ali i veću relativnu grešku eksperimentalno dobijene aktivnosti.



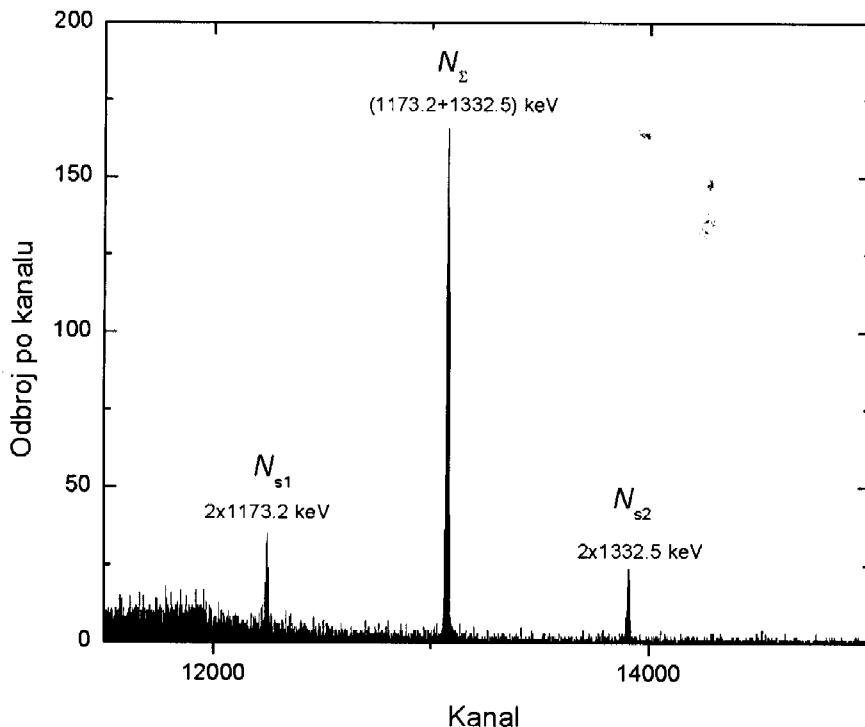
Slika 6.10.  $A_{exp}/A_{std}$  u zavisnosti od procene vremena rezolucije(a) i odbroja u sumarnom vrhu (b), iz spektra izvora  $^{60}\text{Co}$  standardne aktivnosti 342 kBq kada se nalazio na 7 cm od detektora.

Ako se uporede brzine brojanja pri rastojanju 7cm nosača od detektora za izvore  $^{60}\text{Co}$  standardnih aktivnosti preračunatih na datum merenja 7.58 kBq i 342 kBq koje iznosi 0.26 kcps i 11 kcps respektivno, s obzirom na sprovedenu analizu, može se reći da korekcije sumarnog vrha na slučajne koincidencije imaju važnu ulogu u određivanju aktivnosti apsolutnom metodom pri većim brzinama brojanja.

### 6.3. Određivanje aktivnosti Co-60 samo na osnovu jednog spektra

Za razliku od prethodnih merenja gde se u cilju određivanja aktivnosti standardnog izvora  $^{60}\text{Co}$  vreme rezolucije spektrometra odredilo snimanjem i analizom spektra izvora  $^{137}\text{Cs}$  ovde je i vreme rezolucije i aktivnost odredena samo na osnovu jednog spektra izvora  $^{60}\text{Co}$  standardne aktivnosti 397.7 kBq. Spektar je snimljen pomoću HPGe detektora na rastojanjima izvora 1.5, 10, 20 i 25 cm od detektora.

Na slici 6.11 je prikazan deo spektra izvora  $^{60}\text{Co}$  standardne aktivnosti preračunate na datum merenja 377 kBq, gde se vide vrhovi nastali usled slučajnih i pravih koincidencija. Vrh na energiji 2346.4 keV je nastao samo usled slučajnih koincidencija gama zraka energije 1173.2 keV i vrh na energiji 2665 keV je takođe nastao samo usled slučajnih koincidencija gama zraka energije 1332.5 keV. Vrh na energiji 2505.7 keV je nastao usled pravih i slučajnih koincidencija gama zraka energije 1173.2 keV i 1332.5 keV.



Slika 6.11. Deo spektra izvora  $^{60}\text{Co}$  standardne aktivnosti preračunate na datum merenja 377 kBq snimljen pri rastojanju 1.5 cm od kape detektora.

Spektari  $^{60}\text{Co}$  standardne aktivnosti 397.7 kBq na rastojanjima 10, 20 i 25 cm imaju manje uočljive vrhove koji su rezultat slučajnih i pravih koincidencija. Neto površine vrhova pune energije 1173.2 keV i 1332.5 keV su određene automatski kao fitovani singleti pomoću programa *Gamma Acquisition and Analysis*. Neto površine sumarnog vrha i vrhova nastalih samo usled slučajnih koincidencija u spektrima izvora  $^{60}\text{Co}$  su određeni pomoću markera u okviru istog programa. Rezultati obrade spektra izvora  $^{60}\text{Co}$  standardne aktivnosti 397.7 kBq su prikazani u tabeli 6.9.

Tabela 6.9. Podaci iz spektra izvora  $^{60}\text{Co}$  standardne aktivnosti 397.7 kBq.

Datum merenja	11.07.2005.	06.04.2005.	04.04.2005.	12.04.2005.
Rastojanje izvora od detektora [cm]	1.5	10	20	25
$N_1 (\times 10^4)$	8.82(3)	7.920(28)	9.34(3)	11.80(3)
$N_2 (\times 10^4)$	7.920(29)	7.160(27)	8.400(29)	10.60(3)
$N_\Sigma$	2437±52	227(15)	95(9)	89(9)
$N_{s1}$	278±25	50(8)	23(6)	13(5)
$N_{s2}$	251±18	34(6)	15(4)	9(4)
$N_t (\times 10^5)$	9.9122(10)	8.467(9)	11.261(11)	14.075(12)
Živo vreme ( $t [\text{s}]$ )	13	89.14	331.6	613.2

Ako je vreme rezolucije spektrometra:

$$\tau = \frac{N_{s1} \cdot t}{2 \cdot N_1^2} \quad (6.8)$$

gde je  $N_1$  neto površina vrha energije 1173.2 keV i  $N_{s1}$  neto površina vrha nastalog usled slučajnih koincidencija gama zraka energije 1173.2 keV dobijene samo iz spektra izvora  $^{60}\text{Co}$ , tada je broj slučajnih koincidencija u sumarnom vrhu na osnovu formule (6.4):

$$N_s = \frac{N_{s1} \cdot N_2}{N_1} \quad (6.9)$$

Uvrštanjem broja slučajnih koincidencija (6.9) u (6.6) dobija se formula za eksperimentalno određivanje aktivnosti bez korekcionog faktora na ugaone korelacije izražena preko veličina koje se direktno određuju iz jednog spektra  $^{60}\text{Co}$ :

$$A_{\text{exp},1} = \frac{N_1}{t} \left( \frac{1}{\frac{N_\Sigma - N_{s1}}{N_2} + \frac{N_t}{N_1}} \right). \quad (6.10)$$

Sličnim razmatranjem na osnovu neto površine drugog vrha ( $N_{s2}$ ) nastalog samo usled slučajnih koincidencija gama zraka energije 1332.5 keV, eksperimentalna aktivnost bez korekcionog faktora na ugaone korelacije izražena preko veličina koje se dobijaju direktnom analizom spektra je:

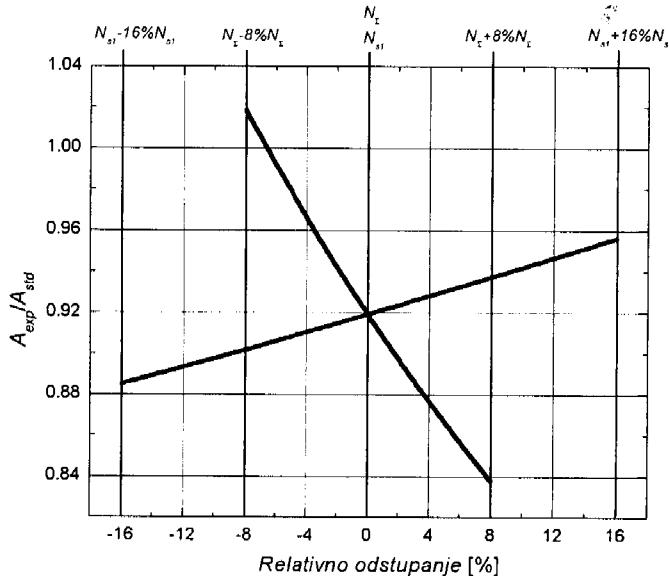
$$A_{\text{exp},2} = \frac{N_2}{t} \left( \frac{1}{\frac{N_\Sigma - N_{s2}}{N_1} + \frac{N_t}{N_2}} \right). \quad (6.11)$$

Eksperimentalno dobijene aktivnosti izvora  $^{60}\text{Co}$  računate pomoću formule (6.10) i (6.11) na osnovu podataka iz tabele 6.9 su prikazane u tabeli 6.10.

Tabela 6.10. Eksperimentalno određene aktivnosti izvora  $^{60}\text{Co}$  standardne aktivnosti 397.7 kBq primenom formule (6.10) i (6.11) na osnovu podataka iz tabele 6.9.

Rastojanje izvora od detektora [cm]	1.5	10	20	25
$A_{std}$ [kBq]	377(6)	391(6)	391(6)	390(6)
$A_{exp1}$ [kBq]	$322 \pm 6$	$359 \pm 32$	$322 \pm 45$	$266 \pm 34$
$A_{exp1}/A_{std}$	0.854(17)	0.92(8)	0.82(11)	0.68(9)
Relativno odstupanje $A_{exp1}$ od $A_{std}$ [%]	-14	-8	-18	-32
$A_{std}$ [kBq]	377(6)	391(6)	391(6)	390(6)
$A_{exp2}$ [kBq]	$325 \pm 6$	$345 \pm 29$	$305 \pm 39$	$261 \pm 33$
$A_{exp2}/A_{std}$	0.863(17)	0.88(7)	0.78(10)	0.69(8)
Relativno odstupanje $A_{exp2}$ od $A_{std}$ [%]	-14	-12	-22	-33
Totalna brzina brojanja [kcps]	76	9.5	3.4	2.3
Mrtvo vreme [%]	74	16.87	6.43	4.40
Živo vreme ( $t$ [s])	13	89.14	331.6	613.2

Kao što se vidi iz tabele 6.10 sve vrednosti eksperimentalno dobijenih aktivnosti su manje od standardnih aktivnosti preračunatih na datum merenja. Kada se izvor nalazio na 1.5 cm od detektora totalna brzina brojanja je bila 76 kcps sa mrtvim vremenom 76% što je verovatno uzrok velikog odstupanja s obzirom da je korekcioni faktor na ugaone korelacije na ovom rastojanju ne veći od 1.05 prema Kim et al (2003).



Slika 6.12.  $A_{exp}/A_{std}$  u okvirima relativne greške sumarnog vrha ( $N_\Sigma$ ) i vrha nastalog usled slučajnih koincidencija gama zrake energije 1173.2 keV za izvor  $^{60}\text{Co}$  standardne aktivnosti 397.7 kBq kada se nalazio na rastojanju 10 cm od detektora.

Na slici 6.12 je prikazan odnos  $A_{exp}/A_{std}$  u okvirima relativne greške sumarnog vrha ( $N_\Sigma$ ) i vrha nastalog usled slučajnih koincidencija gama zrake energije 1173.2 keV za spektar izvora  $^{60}\text{Co}$  kada se nalazio na 10 cm od detektora. U okvirima relativne greške od 16% neto površine vrha nastalog usled slučajnih koincidencija gama zraka energije 1173.2

keV eksperimentalna aktivnost varira u rasponu  $\pm 4\%$ . Uticaj statistike sumarnog vrha je veće, jer u okvirima relativne greške od 8% neto površine sumarnog vrha eksperimentalna aktivnost varira u rasponu od oko  $\pm 9\%$ (slika 6.12).

Na rastojanju 10 cm dobija se najmanje odstupanje pri totalnoj brzini brojanja 9.5 kcps i mrtvom vremenu 17% koje ne pretstavlja problem. Faktor ugaone korelacije prema Kim et al (2003) za sličan detektor na ovom rastojanju iznosi 1.1, te se ovo odstupanje može objasniti zbog ne uzimanja u obzir ugaonih korelacija. Uzrok velike relativne greške eksperimentalno određene aktivnosti na rastojanjima 10, 20 i 25 cm leži u slaboj statistici sumarnog vrha i vrhova nastalih samo usled slučajnih koincidencija, ali znatna odstupanja eksperimentalnih aktivnosti od standardnih aktivnosti na rastojanjima 20 i 25 cm zahtevaju detaljniju analizu..

## 7. Zaključak

Kod slabijeg izvora  $^{60}\text{Co}$  standardne aktivnosti preračunate na datum merenja 7.58(15) kBq, eksperimentalno određivanje aktivnosti apsolutnom metodom je učinjeno sa odstupanjem 10% do 16% ispod standardne bez korekcije sumarnog vrha na slučajne koincidencije i od 9% do 13% ispod standardne sa korekcijom sumarnog vrha na slučajne koincidencije korišćenjem spektra izvora  $^{137}\text{Cs}$  (tabela 7.1).

Tabela 7.1 Rezultati apsolutnog određivanja aktivnosti izvora  $^{60}\text{Co}$  bez korekcije (indeks-nek) i sa korekcijom (indeks-kor) sumarnog vrha na slučajne koincidencije kada je vreme rezolucije spektrometra određivano pomoću standardnog izvora  $^{137}\text{Cs}$ .

<i>Rastojanje nosača izvora od kape detektora [cm]</i>	0	1.5	2	3	7	12	Izvor
$A_{std}$ [kBq]	7.58(15)	7.58(15)	7.58(15)	7.58(15)	7.58(15)	7.58(15)	$A_{std}^0 = 384.8 \text{ kBq} \pm 2\%$ (1976)
$A_{exp}^{nek}$ [kBq]	6.77(10)	6.71(9)	6.72(7)	6.61(27)	6.5(4)	6.4(6)	
$A_{exp}^{kor}$ [kBq]	6.90(10)	6.89(9)	6.90(7)	6.80(28)	6.7(4)	6.6(6)	
$A_{exp}^{nek} / A_{std}$	0.900(13)	0.886(12)	0.887(9)	0.87(4)	0.85(5)	0.84(4)	
$A_{exp}^{kor} / A_{std}$	0.910(14)	0.908(13)	0.910(9)	0.90(4)	0.88(6)	0.88(8)	
<i>Relativno odstupanje</i> $A_{exp}^{nek}$ od $A_{std}$ [%]	-10	-11	-11	-13	-15	-16	
<i>Relativno odstupanje</i> $A_{exp}^{kor}$ od $A_{std}$ [%]	-9.0	-9.2	-9.0	-10	-12	-13	
<i>Totalna brzina brojanja</i> [kcps]	1.67	0.94	0.79	0.59	0.26	0.14	
<i>Mrtvo vreme</i> [%]	3.95	2.26	1.92	1.44	0.64	0.34	
<i>Živo vreme</i> [s]	1001	4202	11800	1511	3673	10354	
$A_{std}$ [kBq]	/	/	/	/	342(5)	342(5)	$A_{std}^0 = 397.7 \text{ kBq} \pm 1.5\%$ (2005)
$A_{exp}^{nek}$ [kBq]	/	/	/	/	131(6)	164(9)	
$A_{exp}^{kor}$ [kBq]	/	/	/	/	312±42	761±214	
$A_{exp}^{nek} / A_{std}$	/	/	/	/	0.385(18)	0.481(27)	
$A_{exp}^{kor} / A_{std}$	/	/	/	/	0.91(13)	2.2(6)	
<i>Relativno odstupanje</i> $A_{exp}^{nek}$ od $A_{std}$ [%]	/	/	/	/	-61	-52	
<i>Relativno odstupanje</i> $A_{exp}^{kor}$ od $A_{std}$ [%]	/	/	/	/	-8.7	122	
<i>Totalna brzina brojanja</i> [kcps]	/	/	/	/	11	5.9	
<i>Mrtvo vreme</i> [%]	/	/	/	/	20.86	12.40	
<i>Živo vreme</i> [s]	/	/	/	/	507	903	

Kod jačeg izvora  $^{60}\text{Co}$  standardne aktivnosti preračunate na datum merenja 342(5) kBq, eksperimentalno određivanje aktivnosti absolutnom metodom je učinjeno sa odstupanjem preko 50% ispod standardne pri ne uzimanju korekcije sumarnog vrha na slučajne koincidencije. Korekcije sumarnog vrha donose vrednosti eksperimentalnih aktivnosti bliže standardnoj na rastojanju 7 cm od detektora, ali sa većom mernom nesigurnošću kako zbog nesigurnosti u određivanju vremena rezolucije tako i zbog slabe statistike sumarnog vrha.

Eksperimentalno određene aktivnosti izvora  $^{60}\text{Co}$  standardne aktivnosti 397.7 kBq određene absolutnom metodom samo na osnovu jednog spektra odstupaju od 30% do 8% ispod standardnih (tabela 7.2). S obzirom da faktor ugaone korelacije ima mali uticaj na rastojanju 1.5cm od detektora, veliko mrtvo vreme (74%) i brzina brojanja 76 kcps, bi mogli biti uzrok tolikog odstupanja na ovom rastojanju. Isti izvor odmaknut na rastojanje 10 cm pri smanjenoj brzini brojanja na 9.5 kcps daje bolje rezultate iako još uvek manje od standardne (u najboljem slučaju 8% ispod standardne aktivnosti) što bi se moglo kompenzovati faktorom ugaonih korelacija s obzirom da na tom rastojanju ovaj faktor ima vrednost  $\bar{W}(0) = 1.1$ .

Tabela 7.2. Eksperimentalno određene aktivnosti izvora  $^{60}\text{Co}$  standardne aktivnosti 397.7 kBq samo na osnovu jednog spektra absolutnom metodom.

<i>Rastojanje izvora od detektora [cm]</i>	1.5	10	20	25
$A_{std} [\text{kBq}]$	377(6)	391(6)	391(6)	390(6)
$A_{exp1} [\text{kBq}]$	322±6	359±32	322±45	266±34
$A_{exp2} [\text{kBq}]$	325±6	345±29	305±39	261±33
$A_{exp1}/A_{std}$	0.854(17)	0.92(8)	0.82(11)	0.68(9)
$A_{exp2}/A_{std}$	0.863(17)	0.88(7)	0.78(10)	0.69(8)
<i>Relativno odstupanje <math>A_{exp1}</math> od <math>A_{std}</math> [%]</i>	-14	-8	-18	-32
<i>Relativno odstupanje <math>A_{exp2}</math> od <math>A_{std}</math> [%]</i>	-14	-12	-22	-33
<i>Totalna brzina brojanja [kcps]</i>	76	9.5	3.4	2.3
<i>Mrtvo vreme [%]</i>	74	16.87	6.43	4.40
<i>Živo vreme (<math>t</math> [s])</i>	13	89.14	331.6	613.2

## 8. Literatura

- [1] Semkow, T., Mehmood, G., Parekh, P., Virgil, M., 1990. Coincidence Summing in Gamma-Ray Spectroscopy. Elsevier Science Publisher B.V.
- [2] Canberra. Genie 2000 Customization Tools Manual.
- [3] Gilmore, G., Hemingway, J. D.. Practical Gamma-Ray Spectrometry. John Wiley & Sons, Chichester(1995).
- [4] Slivka, J., Bikit, I., Vesović, M., Čonkić, Lj., Gama spektrometrija, specijalne metode i primene. Univerzitet u Novom Sadu, Novi Sad(1995).
- [5] Knoll, G.F., Radiation Detection and Measurement, 2<sup>nd</sup> Edition. John Wiley & Sons, New York (1989)
- [6] Leo, W.R., Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments. Springer-Verlag, Berlin Heidelberg, New York (1994).
- [7] Sima, O., Arnold, D.. Accurate computation of coincidence summing corrections in low level gamma-ray spectrometry. Applied Radiation and Isotopes 53 (2000), 51-56.
- [8] Debertin, K., Helmer, R.G.. Gamma- and X-ray Spectroscopy with Semiconductor Detectors. North-Holland, Amsterdam(1988).
- [9] I.J. Kim, C.S. Park, H.D. Choi. Absolute Calibration of  $^{60}\text{Co}$  by using sum-peak method and an HPGe detector. Applied Radiation and Isotopes 58(2003) 227-333.

## 9. Dodatak

S obzirom da su vrednosti eksperimentalno dobijenih aktivnosti izvora Co-60 iz spektra kada se izvor nalazio na rastojanju 1.5 cm od detektora niže od standardnih preračunatih na dan merenja (tabela 7.2), učinjene su korekcije na ukupan odbroj u spektru i korekcije vrhova na slučajne koincidencije.

Nedostajući odbroj u energetskom intervalu od 0 do 10 keV spektra Co-60 na rastojanju 1.5 cm od detektora je nadoknađen dvostrukim ukupnim odbrojem na intervalu 10-20 keV. Na osnovu ovakve procene ukupni odbroj iznosi  $10.0757(11) \times 10^5$  umesto  $9.9122(10) \times 10^5$  što čini korekciju na ukupan odbroj od 1.6%.

U formule za neto površine vrhova u odeljku 5.5.1 je moguće uneti korekcioni član na gubitke usled slučajnih koincidencija pri većim brzinama brojanja (5.3.3) koja izražena preko veličina datih u spektru ima formu:

$$e^{-\frac{2\tau N_t}{t}} \quad (9.1)$$

gde je  $N_t$  ukupan odbroj u spektru,  $\tau$ -vreme rezolucije spektrometra i  $t$  živo vreme brojanja. Neto površine  $N_1$ ,  $N_2$  i  $N_\Sigma$  u spektru koje trpe gubitke i usled slučajnih koincidencija nakon unošenja korekcionog člana (9.1) izgledaju:

$$N_1 = A \cdot t \cdot (p_1 \cdot \epsilon_1^p - p_1 \cdot \epsilon_1^p \cdot \epsilon_2' \cdot \bar{W}(0)) \cdot e^{-\frac{2\tau N_t}{t}} \quad (9.2)$$

$$N_2 = A \cdot t \cdot (p_2 \cdot \epsilon_2^p - p_1 \cdot \epsilon_2^p \cdot \epsilon_1' \cdot \bar{W}(0)) \cdot e^{-\frac{2\tau N_t}{t}} \quad (9.3)$$

i

$$N_\Sigma = A \cdot t \cdot (p_1 \cdot \epsilon_1^p \cdot \epsilon_2^p \cdot W(0) + \epsilon_3^p \cdot p_3) \cdot e^{-\frac{2\tau N_t}{t}} + N_s. \quad (9.4)$$

S obzirom na učinjene korekcije vrhova, formula za eksperimentalno određivanje aktivnosti apsolutnom metodom ima formu:

$$A_{\text{exp}} = \frac{1}{t} \cdot \left( \frac{N_1 \cdot N_2}{N_\Sigma \cdot e^{-\frac{2\tau N_t}{t}} - N_s} + N_t \right). \quad (9.5)$$

Kada su u spektru Co-60 uočljivi vrhovi nastali samo usled slučajnih koincidencija (slika 6.11) vreme rezolucije spektrometra nakon učinjene korekcije je moguće odrediti na osnovu formula:

$$\tau = \frac{N_{s1} \cdot t}{2 \cdot N_1^2} \cdot e^{-\frac{4\tau N_t}{t}}, \quad (9.6)$$

pomoću vrha nastalog samo usled slučajnih koincidencija gama zraka energije 1173.2 keV i:

$$\tau = \frac{N_{s2} \cdot t}{2 \cdot N_2^2} \cdot e^{-\frac{4\tau N_t}{t}} \quad (9.7)$$

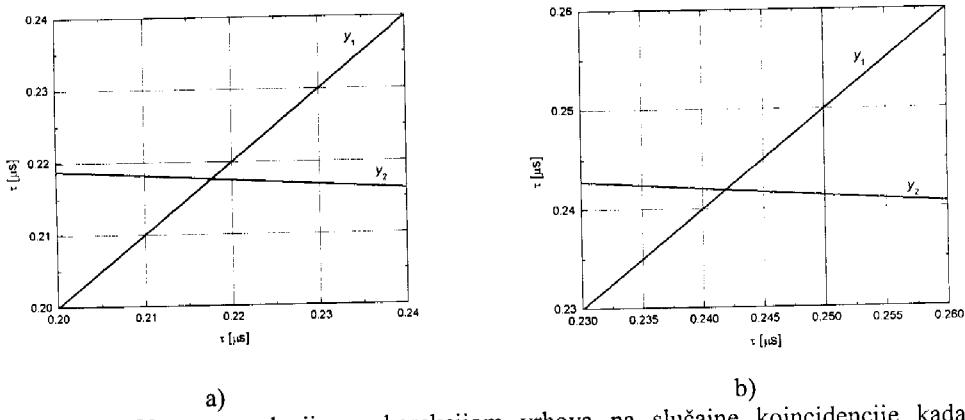
pomoću vrha nastalog samo usled slučajnih koincidencija gama zraka energije 1332.5 keV.

Jednačina (9.5) ima dva oblika u zavisnosti da li se vreme rezolucije određuje na osnovu (9.6) ili (9.7):

$$A_{\text{exp}1} = \frac{N_1}{t} \cdot \left( \frac{1}{\frac{N_\Sigma \cdot e^{-\frac{2\tau N_t}{t}} - N_{s1}}{N_2}} + \frac{N_t}{N_1} \right) \quad (9.8) \quad \text{i} \quad A_{\text{exp}2} = \frac{N_2}{t} \cdot \left( \frac{1}{\frac{N_\Sigma \cdot e^{-\frac{2\tau N_t}{t}} - N_{s2}}{N_1}} + \frac{N_t}{N_2} \right). \quad (9.9)$$

### 9.1. Određivanje aktivnosti Co-60 samo na osnovu jednog spektra sa korekcijom vrhova na gubitke usled slučajnih koincidencija

S obzirom na veliku brzinu brojanja (76kcps) kod spektra Co-60 snimljenog pri rastojanju 1.5 cm od detektora primenjene su korekcije vrhova na gubitke usled slučajnih koincidencija. Vreme rezolucije je određeno pomoću formula (9.6) i (9.7) tako što su crtani grafici funkcija  $y_1 = \tau$  i  $y_2 = \frac{N_{s1} \cdot t}{2 \cdot N_1^2} \cdot e^{-\frac{4\tau N_t}{t}}$  pri razmatranju vrha nastalog samo usled slučajnih koincidencija gama zraka energije 1173.2 keV i  $y_1 = \tau$  i  $y_2 = \frac{N_{s2} \cdot t}{2 \cdot N_2^2} \cdot e^{-\frac{4\tau N_t}{t}}$  pri razmatranju vrha nastalog samo usled slučajnih koincidencija gama zraka energije 1332.5 keV (slika 9.1).



Slika 9.1. Vreme rezolucije sa korekcijom vrhova na slučajne koincidencije kada se razmatra vrh energije a) 1173.2 keV, b) 1332.5 keV.

Na osnovu crtanih grafika (slika 9.1) vreme rezolucije iznosi: 0.218  $\mu$ s i 0.242  $\mu$ s za razmatrane vrhove energija 1173.2 keV i 1332.5 keV respektivno.

Aktivnosti izvora Co-60 dobijene na osnovu spektra kada se izvor nalazio na 1.5 cm od detektora sa korekcijom vrhova i bez korekcije vrhova na slučajne koincidencije su prikazane u tabeli 9.1.

Tabela 9.1. Eksperimentalne aktivnosti izvora Co-60 sa i bez korekcije vrhova na slučajne koincidencije.

<i>Rastojanje izvora od detektora [cm]</i>	1.5	
$A_{std}$ [kBq]	<b>377(6)</b>	
	korigovane	nekorigovane
$A_{exp1}$ [kBq]	331±7	322±6
$A_{exp1}/A_{std}$	0.878(18)	0.854(17)
<i>Relativno odstupanje <math>A_{exp1}</math> od <math>A_{std}</math> [%]</i>	-12	-14
$A_{exp2}$ [kBq]	335±7	325±6
$A_{exp2}/A_{std}$	0.889(18)	0.863(17)
<i>Relativno odstupanje <math>A_{exp2}</math> od <math>A_{std}</math> [%]</i>	-11	-14
<i>Totalna brzina brojanja [kcps]</i>	76	
<i>Mrtvo vreme [%]</i>	74	
<i>Živo vreme (t [s])</i>	13.03	

Nakon korekcija vrhova na gubitke usled slučajnih koincidencija, kao i korigovanja vremena rezolucije spektrometra, eksperimentalne aktivnosti izvora Co-60 su bliže standardnim za 2-3% nego kada korekcije nisu učinjene(tabela 9.1). Na bliskim rastojanjima od detektora ugaone korelacije se mogu zanemariti tako da jedino preostaje korekcija živog vremena. Ukoliko bi stvarno živo vreme bilo između 11.5 i 11.7 s eksperimentalno određena aktivnost bi odgovarala standardnoj.

## Kratka Biografija



Tomas Nemeš je rođen 04.05.1979. godine u Odžacima. Osnovnu Školu „Miroslav Antić“ i opšti smer Gimnazije „Jovan Jovanović Zmaj“ je završio u Odžacima. Fiziku je upisao (smer-diplomirani fizičar) na Prirodno-matematičkom fakultetu u Novom Sadu 1998. godine i diplomirao sa temom: „Uticaj pravog koincidentnog sumiranja na efikasnost poluprovodničkih gama spektrometara“ na Departmanu za fiziku 2005 godine. Radi kao nastavnik fizike u osnovnim školama „Bora Stanković“ u Karavukovu i „Jožef Atila“ u Bogojevu. \*

UNIVERZITET U NOVOM SADU  
PRIRODNO-MATEMATIČKI FAKULTET

KLJUČNA DOKUMENTACIJSKA INFORMACIJA

*Redni broj:*

**RBR**

*Identifikacioni broj:*

**IBR**

*Tip dokumentacije:*

**TD**

*Tip zapisa:*

**TZ**

*Vrsta rada:*

**VR**

*Autor:*

**AU**

*Mentor:*

**MN**

*Naslov rada:*

**NR**

*Jezik publikacije:*

**JP**

*Jezik izvoda:*

**JI**

*Zemlja publikacije:*

**ZP**

*Uže geografsko područje:*

**UGP**

*Godina:*

**GO**

*Izdavač:*

**IZ**

*Mesto i adresa:*

**MA**

*Fizički opis rada:*

**FO**

*Naučna oblast:*

**NO**

*Naučna disciplina:*

**ND**

*Predmetna odrednica/ključne reči:*

**PO**

**UDK**

*Čuva se:*

**ČU**

*Važna napomena:*

**VN**

*Izvod:*

**IZ**

*Datum prihvatanja teme od NN veća:*

**DP**

*Datum odbrane:*

**DO**

Monografska dokumentacija

Tekstualni štampani materijal

~~Diplomski rad~~ Master rad

Tomas Nemeš, br. Dos. 78M/06

prof.Dr. Ištvan Bikit, red. Prof.

Apsolutno određivanje aktivnosti izvora Co-60

Srpski (latinica)

srpski/engleski

Republika Srbija

Vojvodina

2008.

Autorski reprint

PMF, Trg Dositeja Obradovića 4, Novi Sad

(8/50/9/11/31)

Fizika

Nuklearna fizika, Gama spektrometrija

Co-60, aktivnost, sumarni vrh, prave i slučajne koincidencije

Biblioteka instituta za fiziku, PMF, Novi Sad

Nema

Određivana je aktivnost standardnih izvora Co-60 metodom sumarnog vrha. Apsolutno određivanje aktivnosti je sprovedeno sa i bez korekcija na slučajne koincidencije.

*Članovi komisije:*

**KO**

*Predsednik:*

*Član:*

*Član:*

prof. Dr. Miroslav Vesković, red. Prof.

Dr. Radomir Kobilarov, van. prof.

Dr. Dušan Mrda, docent

UNIVERSITY OF NOVI SAD  
FACULTY OF SCIENCES

KEY WORD DOCUMENTATION

*Accession number:*

**ANO**

*Identification number:*

**INO**

*Document type:*

Monograph type

**DT**

*Type of record:*

Printed text

**TR**

*Contens code:*

Final paper

**CC**

*Author:*

Tomas Nemeš, br. Dos. 78M/06

**AU**

*Mentor:*

prof.Dr. Istvan Bikit, red prof.

**MN**

*Title:*

Absolute Activity Measurement of Source Co-60

**TI**

*Language of text:*

Serbian (Latin)

**LT**

*Language of abstract:*

Serbian/English

**LA**

*Country of publication:*

Serbia

**CP**

*Locality of Publication:*

Vojvodina

**LP**

*Publication year:*

2008

**PY**

*Publisher:*

Author's reprint

**PU**

*Publication place:*

Faculty of Sciences

**PP**

*Physical description:*

(8/50/9/11/31)

**PD**

*Scientific field:*

Physics

**SF**

*Scientific discipline:*

Nuclear Physics, Gamma spectrometry

**SD**

*Key words:*

Activity, Co-60, Sum peak, true and random coincidences, resolving time

**UC**

*Holding data:*

Institute of Physics library

**HD**

*Note:*

None

**N**

*Abstract:*

Activity of standard source Co-60 was experimental determinated by absolute method. Measurements were performed with and without random summing corrections.

**AB**

*Accepted by the Scientific Board on:*

**ASB**

*Defended:*

**DE**

*Thesis defend board:*

President:

prof. Dr. Miroslav Vesković, full professor

Member:

Dr. Radomir Kobilarov, associated professor

Member:

Dr. Dušan Mrda, assistant professor

