

UNIVERZITET U NOVOM SADU  
PRIRODNO-MATEMATIČKI FAKULTET  
INSTITUT ZA FIZIKU

Природно-математички факултет  
Радна збирница заједничких послова  
НОВИ САД

			26-06-1990
Одјел	Фртж	Бројка	Вредност
03	10/42		

- DIPLOMSKI RAD -

EKSPERIMENTALNO ODREĐIVANJE APSORPCIJE  
GAMA-ZRAČENJA POZADINE  
KOD VOLUMINOZNIH UZORAKA

mentor:  
DR ISTVÁN BIKIT

kandidat:  
Rac Mihajlo

NOVI SAD, juli 1990.

# SADRŽAJ

<b>1. RADIOAKTIVNOST</b>	<b>3</b>
1.1. PRIRODNA RADIOAKTIVNOST	3
1.2. VEŠTAČKA RADIOAKTIVNOST	6
1.3. STATISTIČKA PRIRODA ZAKONA RADIOAKTIVNOG RASPADA	8
<b>2. <math>\gamma</math>-ZRAČENJE</b>	<b>10</b>
2.1. OPŠTE OSOBINE	10
2.2. INTERAKCIJA $\gamma$ -ZRAČENJA I MATERIJE	10
2.2.1. Foto efekat	11
2.2.2. Elastično rasejanje	12
a) Tomson-ovo rasejanje	12
b) Rayleigh-ovo rasejanje	13
c) Compton-ovo rasejanje	13
2.2.3. Par efekat	15
2.2.4. Ukupan efikasni presek	16
<b>3. DETEKCIJA I SPEKTROSKOPIJA <math>\gamma</math>-ZRAČENJA</b>	<b>19</b>
3.1. FUNKCIJA ODZIVA	19
3.2. HPGe DETEKTOR	22
3.2.1. Osobine HPGe detektora	22
3.2.2. Konstrukcija i princip rada	23
3.3. EFIKASNOST SPEKTROMETRA	24
3.4. ZAVISNOST APSORPCIJE FONA OD OBЛИKA UZORKA	26
<b>4. EKSPERIMENTALNI RAD</b>	<b>30</b>
4.1. SISTEM ZA SPEKTROMETRIJU	30
4.2. POSTUPAK KOD IZVODJENJA EKSPERIMENTA	31
4.3. OBRADA PODATAKA	31
<b>5. REZULTATI MERENJA I DISKUSIJA</b>	<b>34</b>
<b>6. ZAKLJUČAK</b>	<b>44</b>
<b>7. PRILOG</b>	<b>45</b>
<b>8. LITERATURA</b>	<b>57</b>

## U V O D

Problem merenja radioaktivnosti javlja se od otkrića radioaktivnog zračenja. Veći značaj merenju radioaktivnosti pridat je posle utvrđivanja njegovog štenog dejstva na žive organizme i sve češće primene u raznim oblastima nauke. Vremenom su se razvijale sve novije metode za preciznije određivanje jačine radioaktivnog zračenja. Sve metode se zasnivaju na principu interakcije radioaktivnog zračenja sa materijom. Preciznost merenja se znatno povećala, međutim i danas se u rezultatima javljaju određene greške. To su najčešće greške koje nastaju usled nedovoljnog poznavanja pojedinih elemenata koji utiču na rezultate merenja: efikasnost detektora, mogućnost rezolucije, samoapsorpcija izvora, uticaj zračenja pozadine - fon. Osim ovih sistematskih grešaka javljaju se i greške usled statističke prirode radioaktivnog zračenja.

U ovom radu biće razmotren uticaj fona na rezultate merenja radioaktivnog zračenja i greška koja se unosi zanemarivanjem apsorpcije fona u izvoru konačnih dimenzija.

Usled merenja zračenja nekog radioaktivnog izvora detektor registruje ukupno zračenje izvora i zračenje okolne sredine - fon. Zato je izmereni intenzitet zračenja izvora uvek uvećan zbog prisustva zračenja pozadine.

Da bi se eliminisalo zračenje pozadine koristi se sledeći posputnik:

Na nosač detektora se prvo postavi izvor i izmeri ukupan intenzitet zračenja izvora i pozadine - fona. Zatim se sa nosača detektora udalji izvor i izmeri zračenje fona. Oduzimanjem zračenja fona od ukupnog zračenja dobija se zračenje samog izvora. Pri tome se potpuno zanemaruje interakcija zračenja fona sa izvorom koji se nalazi na nosaču. Merenjem ukupnog zračenja, izvor predstavlja apsorber za zračenje fona. Prolazeći kroz izvor-apsober, zračenje fona interaguje sa njim i njegov se intenzitet smanjuje. Zbog toga detektor registruje samo onaj deo fona koji uspe da prodje kroz izvor.

Brojne vrednosti rezultata, dobijenih ovim postupkom, uvek su umanjene za deo zračenja fona koji je interagovao sa izvorom.

Greška koja se na ovaj način unosi u rezultate merenja nije uvek od velikog značaja. Međutim ponekad ona nije zanemarljiva. Naročito ako se vrše merenja niskih aktivnosti, za niske energije zračenja i prilikom određivanja koncentracije izotopa čije se linije javljaju i u fonu.

Apsorpcija fona se povećava sa povećanjem debljine uzorka, njegovog apsorpcionog koeficijenta kao i sa porastom prostornog ugla u kome uzorak pokriva detektor. Jedan od načina da se otkloni ova greška jeste da se pri merenju fona na nosač detektora stavi uzorak koji nije radioaktivni. Uzorak mora biti potpuno istog geometrijskog oblika, hemijskog sastava i gustine kao izvor. Teško je pronaći neradioaktivni uzorak čije su karakteristike u potpunosti jednake izvoru. Zato ovaj metod nije najpovoljniji za uklanjanje pomenute greške.

Mi ćemo izvršiti merenje koristeći za uzorak olovu različitih dimenzija i oblika. Rezultate merenja predstavljemo grafički zajedno sa teoretskim rezultatima. Time se može odrediti za koji oblik i dimenzije uzorka dolazi do najvećeg odstupanja izmedju teoretskih izračunavanja i eksperimentalnih rezultata.

Merenje se vrši pomoću HPGe-detektora.

# 1. RADIOAKTIVNOST

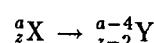
Radioaktivnost predstavlja proces spontanog raspada nestabilnih jezgra pojedinih hemijskih elemenata. Usled radioaktinog raspada nastaju novi hemijski elementi uz istovremenu emisiju radioaktivnog zračenja. Brzina i tok ovog procesa ne zavisi od spoljašnjih uslova.

U procesu radioaktivnog raspada može doći do emitovanja alfa ( $\alpha$ ), beta ( $\beta$ ) i gama ( $\gamma$ ) zračenja.

Jezgra koja se raspadaju nazivaju se jezgra roditelji, a jezgra koja nastaju kao rezultat raspada nazivaju se potomci.

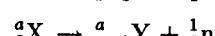
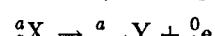
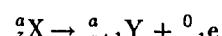
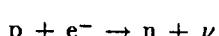
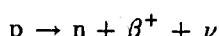
## $\alpha$ -raspad

jezgro emituje  $\alpha$ -česticu (jezgra  ${}^4_2\text{He}$ ) i nastaje novo jezgro umanjeno za četiri masene jedinice



## $\beta$ -raspad

Prilikom  $\beta$ -raspada jezgro emituje  $\beta$ -česticu sa negativnim  $\beta^-$  ili pozitivnim  $\beta^+$  nadelekrisanjem ili zahvata orbitalni elektron.



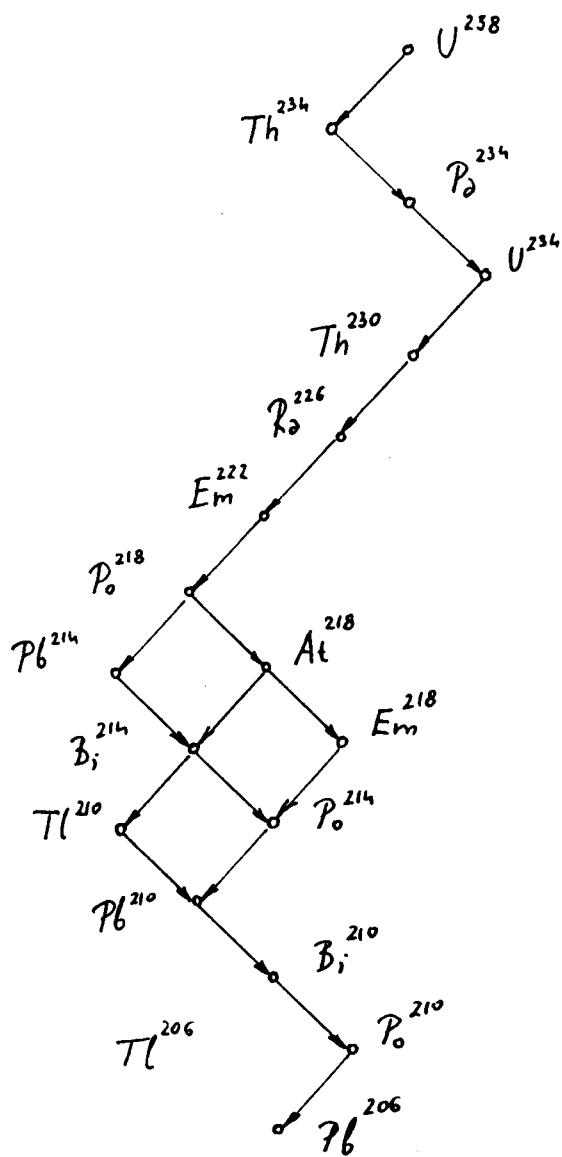
## $\gamma$ -zračenje

Do  $\gamma$ -zračenja dolazi uporedno sa  $\alpha$  i  $\beta$  raspadom. Usled  $\gamma$ -zračenja dolazi samo do promene energetskog stanja jezgra dok masa i nadelektrisanje ostaju nepromenjeni.

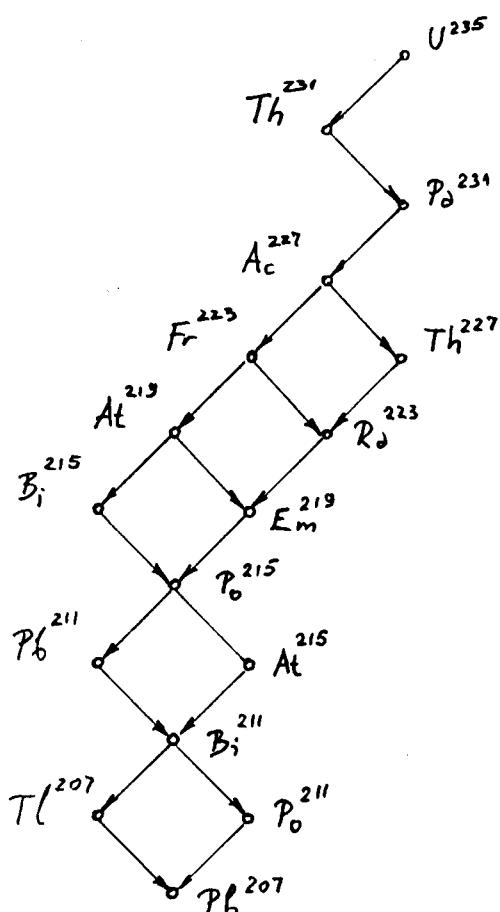
## 1.1. PRIRODNA RADIOAKTIVNOST

U periodnom sistemu elemenata svi elementi većeg rednog broja od 83 su radioaktivni. Oni pripadaju trima nizovima ili serijama: uranovoju, aktinijumovoju i torijumovoju. Jedna serija predstavlja niz elemenata od kojih je svaki produkt radioaktivnog raspada prehodnog elementa u takvom nizu. Uzastopnim  $\alpha$ -raspadom i  $\beta$ -raspadom elemenata u pojedinim nizovima na kraju se dobijaju stabilni izotopi olova sa masama 206, 207 i 208.

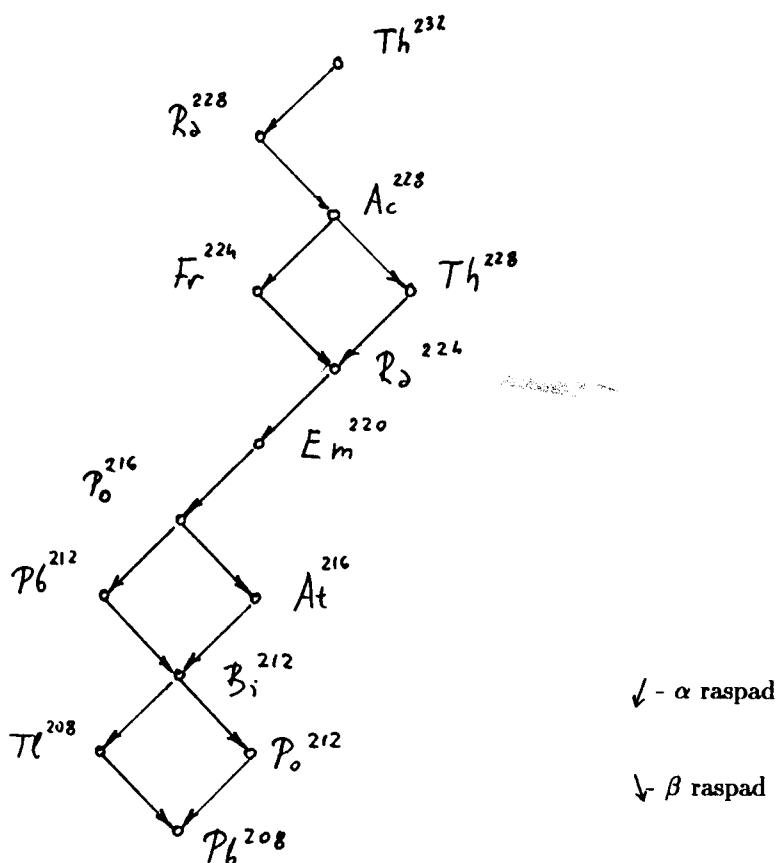
uranov niz



aktinijumov niz



torijumov niz



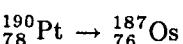
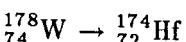
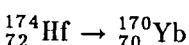
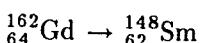
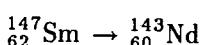
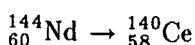
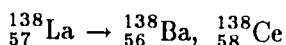
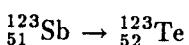
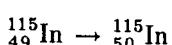
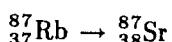
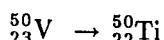
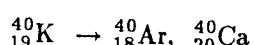
- Kod sva tri niza postoje izvesne sličnosti. U svim postoji radioaktivno raspadanje sa računanjem kod elemenata koji je potomak raspada radona ( $^{218}\text{Po}$ ,  $^{216}\text{Po}$ ,  $^{214}\text{Po}$ ).
  - Kod svih nizova postoji gasoviti produkt ( $^{222}\text{Rn}$ ,  $^{220}\text{Rn}$ ,  $^{219}\text{Rn}$ ). Potomci radona su elementi koji grade aktivne taloge. Oni u velikoj meri kontaminiraju površine na kojima se takože. To dovodi do teškoća pri merenju prirodne radioaktivnosti.
  - Svi se završavaju neradioaktivnim izotopima olova  $^{206}\text{Pb}$ ,  $^{207}\text{Pb}$ ,  $^{208}\text{Pb}$ .
- Pri  $\alpha$ -raspadu masa elemenata se menja za četiri jedinice, a kod  $\beta$ -rapada ostaje ista.

Tako se članovi ovih nizova mogu povezati preko masenog broja.

Za torijumov niz  $A=4n$ , uranov niz  $A=4n+2$ , aktinijumov niz  $A=4n+3$ . ( $n$  - ceo broj).

Osim ovih elemenata javljaju se radioaktivni elementi čiji je redni broj manji od 83.

Njihov pregled je dat u tabeli:

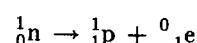


## 1.2. VEŠTAČKA RADIOAKTIVNOST

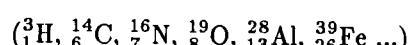
Osim prirodne radioaktivnosti jezgra, u prirodi postoje stabilna jezgra koja usled određenih nuklearnih reakcija postaju radioaktivna. Bombardovanjem jezgra nekog stabilnog elementa neutronima, protonima, deutronima,  $\alpha$ -česticama ili  $\gamma$ -zračenjem može doći do stvaranje radioaktivnih jezgra. Dezintegracija veštački dobijenih radioaktivnih jezgra naziva se veštačka radioaktivnost. Između veštačke i prirodne radioaktivnosti nema neke suštinske razlike. Značajno je to što prilikom veštačke radioaktivnosti, osim pomenutih raspada koje se javljaju kod prirodne, dolazi do  $\beta^+$  raspada i K-zahvata.

Vrsta radioaktivnog raspada kod radioizotopa zavisi od odnosa broja protona i neutrona u jezgru nekog atoma.

Jezgra koja sadrže veći broj neutrona u odnosu na protone, da bi jezgro postalo stabilno, podležu  $\beta$ -raspadu. Pri tome jedan neutron prelazi u proton uz emisiju  $\beta$ -zračenja

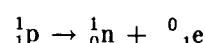


Na ovaj se način raspadaju radioaktivni izotopi koji imaju veće masene brojeve od stabilnih izotopa istih elemenata.

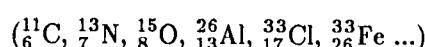


U slučaju da je nestabilnost jezgra izazvana manjkom neutrona u jezgru, tada za postizanje stabilnosti postoje tri načina

a) Proton prelazi u neutron uz emisiju  $\beta^+$  čestice:

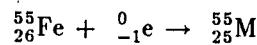


ova dezintegracija se uglavnom javlja kod radioaktivnih izotopa čiji je maseni broj manji od stabilnih izotopa istog elementa.



b) Radioaktivni raspad uz emisiju  $\alpha$  čestice se najčešće javlja kod izotopa zlata i žive kao i kod izotopa iz grupe retkih zemalja, rednih brojeva 60-66 i masenih oko 150.

c) K-zahvat je proces zahvatanja orbitalnog elektrona od strane jezgra. Ova vrsta radioaktivnog raspada se javlja u slučaju zahvatanja elektrona radi postizanja stabilnosti jezgra. Tada jezgro zahvata jedan orbitalni elektron koji sa protonom daje novi neutron



### 1.3. STATISTIČKI KARAKTER ZAKONA RADIOAKTIVNOG RASPADA

Matematički izraz za zakon radioaktivnog raspada dobijen je uz primenu aproksimacije koja se odnosi na svodjenje diskretnе vrednosti na kontinuum i korišćenje kontinualne teorije. Osnova za izvodjenje zakona radioaktivnog raspada je račun verovatnoće. Zakon je izведен eksperimentalnim putem. Da bi se formulisao matematički moraju se koristiti pomenute predpostavke. Broj atoma neke supstance, iako konačan, razmatran je kao kontinualna promenljiva. Ta predpostavka je opravdana zbog velikog broja atoma. U nekom sistemu atoma, nikad nije poznato koji će se atom raspasti. Za određeni vremenski interval  $\Delta t$  postoji potpuno ista mogućnost - verovatnoća, za raspadanje bilo kog atoma. Zbog toga je radioaktivni raspad slučajan dogadjaj i na njega se može primeniti zakon verovatnoće.

Verovatnoća radioaktivnog raspada se može prikazati relacijom

$$P = \lambda \cdot \Delta t$$

$\lambda$  - faktor proporcionalnosti

$\Delta t$  - vremenski interval u kome se vrši posmatranje

Verovatnoća da se neki atom ne raspade može se predstaviti :

$$\bar{P} = 1 - \lambda \cdot \Delta t$$

Kada atom preživi n vremenskih intervala  $\Delta t$ .

Tako da je  $t = n \cdot \Delta t$

$$\bar{P}_n = \left(1 - \lambda \cdot \frac{t}{n}\right)$$

Kada pustimo da  $n \rightarrow \infty$

$$\bar{P} = \lim_{n \rightarrow \infty} \bar{P}_n \Rightarrow \bar{P} = e^{-\lambda t}$$

Za neko vreme određeni deo atoma supstance se raspade, a jedan deo ostane neraspadnut:

$$N_t = N_0 e^{-\lambda t} \quad (3.1)$$

$N_t$  - broj neraspadnutih atoma

$N_0$  - broj atoma u početnom trenutku ( $t=0$ )

Ovakav način izvodjenja zakona radioaktivnog raspada je moguć zbog jako velikog broja atoma u posmatranom sistemu. U relaciji (3.1)  $N_t$  nije tačan broj neraspadnutih atoma već predstavlja srednji broj atoma koji nisu doživeli raspad. Promena broja atoma  $dN$  u vremenu  $dt$  predstavlja brzinu radioaktivnog raspada

$$\frac{dN}{dt} = -\lambda \cdot N_t \quad (3.2)$$

Pri eksperimentalnom određivanju brzine radioaktivnog raspada svaka izmerena vrednost razlikovaće se od teorijski izračunate. Međutim, srednja vrednost ovih veličina se veoma dobro slaže sa teorijski izračunatom vrednošću. Slaganje će biti utoliko bolje što je veći broj eksperimentalnih merenja i veći broj radioaktivnih raspada. Prema tome, zakon radioaktivnog raspada ima u potpunosti statistički karakter.

Rezultati koji se dobijaju teoretskim putem predstavljaju srednje vrednosti. Da bi mogli dobiti te vrednosti eksperimentalnim putem bilo bi potrebno izvršiti bezkonačan broj merenja. Zbog konačnog broja merenja koja se vrše u eksperimentima, izmedju teorijskih i eksperimentalnih rezultata se javljaju odstupanja.

Veličina tog odstupanja zavisi pre svega od broja eksperimentalnih merenja. Za veći broj merenja odstupanja će biti manja, a za manji broj merenja moguća su jako velika odstupanja.

O ovoj činjenici je potrebno voditi računa pri svakoj eksperimentalnoj proveri zakonitosti radioaktivnog raspada, kao i kod svih drugih merenja koji se odnose na intenzitet radioaktivnog raspada.

## 2. GAMA-ZRAČENJE

$\gamma$ -zraci predstavljaju jednu od tri komponente koje mogu nastati prilikom radioaktivnog raspada nekog radioaktivnog nuklida. Emisija gama-kvanta obično ide paralelno sa  $\alpha$ -raspadom i  $\beta$ -raspadom, a potiče od jezgra potomka koji nastaje pri dezintegraciji kao produkt radioaktivnog raspada. Usled emisije  $\gamma$ -kvanta dolazi do prelazka jezgra iz pobudjenog u osnovno stanje ili iz pobudjenog u novo pobudjeno stanje niže energije od polaznog.

### 2.1. OPŠTE OSOBINE

Za razliku od ostale dve komponente koje nastaju prilikom radioaktivnog raspada, a koje su korpuskularne prirode,  $\gamma$ -zraci su elektromagnetne prirode. Talasna dužina  $\gamma$ -zraka je reda veličine  $10^{-11}$ - $10^{-12}$ m i zbog relativno visoke energije oni imaju veliku prodornu moć. Prilikom prolazka kroz neku supstancu intenzitet  $\gamma$ -zraka opada po eksponencijalnom zakonu. Zbog toga se prilikom razmatranja prodornosti umesto dometa koristi termin poludebljine - ona debljina supstance koja početni intenzitet  $\gamma$ -zračenja prepolovi. Prolazeći kroz gasove  $\gamma$ -zraci vrše jonizaciju ali u vrlo maloj meri. Njihova je ionizujuća sposobnost oko 100 puta manja od jon. sposobnosti  $\beta$ -zraka. Proučavajući njihove spekture, ustanovljeno je da imaju izrazito diskretnu strukturu i sastoje se najčešće iz jedne ili nekoliko frekvencija.

### 2.2. INTERAKCIJA $\gamma$ -ZRAČENJA I MATERIJE

Prilikom prolazka elektromagnetskog zračenja kroz neku supstancu dolazi do interakcije zračenja sa elektronima i jezgrima atoma date supstance. Usled ove interakcije dolazi do stalnog slabljenja upadnog snopa.

Sve interakcije koje se dešavaju u supstanci mogu se opisati pomoću sledećih procesa:

- fotoefekat
- Compton-ov efekat
- par-efekat

Ostali efekti koji mogu nastati pri interakciji elektromagnetskog zračenja sa jezgrom su zanemarljivo mali.

### 2.2.1. Fotoefekat

Kod fotoefekta kvant elektromagnetskog zračenja interaguje sa vezanim elektronom predajući mu svu svoju energiju i nestaje. Deo te energije utroši se na izbacivanje elektrona iz elektronskog omotača, a preostali deo na kinetičku energiju elektrona.

Ovaj se proces može prikazati pomoću sledeće relacije:

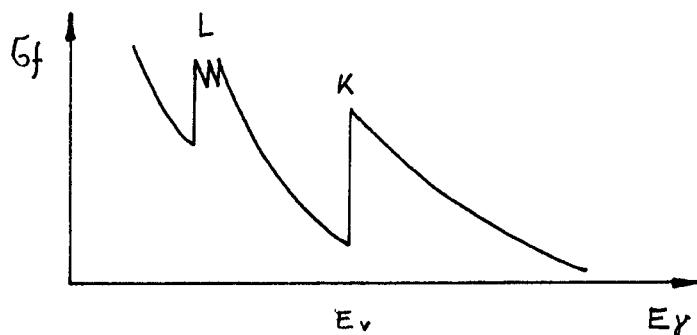
$$E_\gamma = E_i^v + E_e$$

$E_i^v$ - predstavlja energiju veze elektrona u  $i$ -tom sloju elektronskog omotača, a  $E_e$  predstavlja kinetičku energiju elektrona.

Iz predhodne relacije se može zaključiti da je fotoefekat moguć jedino ako je energija upadnog fotona veća od vezivne energije elektrona  $E_\gamma > E_i^v$ .

Fotoefekat se javlja samo na vezanim elektronima i verovatnoća za fotoefekat raste sa povećanjem vezivne energije elektrona. Verovatnoća nastanka fotoefekta meri se efikasnim presekom. Presek za fotoefekat zavisi od rednog broja supstance, od energije fotona i od vezivne energije elektrona u elektronskom omotaču.

Zavisnost preseka za fotoefekat u f-ji energije upadnog fotona dat je na slici 2.1.



Sl. 2.1. Promena preseka za fotoefekat u zavisnosti od ukupne energije fotona

Presek fotoefekta za svaki energetski nivo elektrona opada obrnuto proporcionalno trećem stepenu energije upadnog fotona ( $1/E_\gamma^3$ ).

U slučaju kada je  $E_\gamma = E_i^v$  presek za  $i$ -ti nivo naglo teži nuli i na tim se energijama javljaju apsorpcione ivice. Međutim, za istu energiju  $E_\gamma$ , presek za više slojeva je različit od nule. Znači da presek fotoefekta raste sa smanjenjem energije upadnog fotona od jedne do druge apsorpcione ivice, na kojima se njegova vrednost skokovito menja.

Zavisnost sumarnog efikasnog preseka za sve slojeve elektrona u elektronskom omotaču može se predstaviti kao  $\sigma_f \sim 1/E_\gamma^{1/2}$ . Za  $E_\gamma \gg E_i^v$  zavisnost efikasnog preseka se grubo može predstaviti kao  $\sigma_f \sim 1/E_\gamma$ .

Osim od energije upadnog fotona, efikasni presek zavisi i od rednog broja supstance. Srazmeran je petom stepenu rednog broja ( $z^5$ ). Efikasni presek fotoefekta se može izračunati primenom kvantne elektrodinamike za različite slojeve elektrona u atomu i razne energije upadnog fotona. Grubom procenom preseka može se zaključiti da od ukupne verovatnoće za fotoefekat računate za ceo atom, 80% otpada na fotoefekat u K-sloju a preostalih 20% predstavlja verovatnoću nastanka fotoefekta na preostalim slojevima.

### 2.2.2. Elastično rasejanje

Za razliku od fotoefekta koji se vrši samo na vezanim elektronima, u procesima elastičnog rasejanja elektron može biti i slobodan i vezan.

#### 2.2.2. a) THOMSON-OVO RASEJANJE

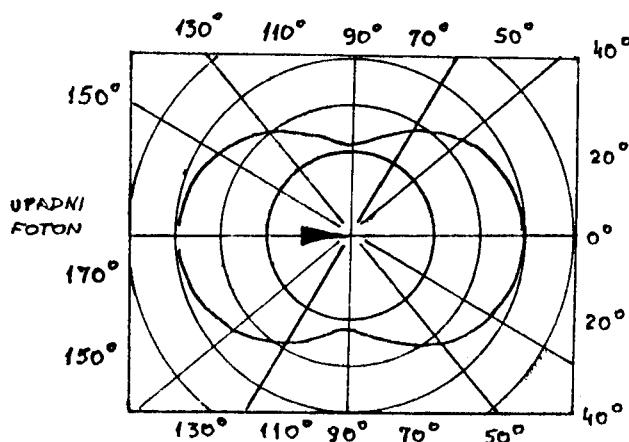
Vrši se na slobodnom elektronu. Foton pobudjuje na oscilovanje slobodan elektron pri čemu on emituje elektromagnetsko zračenje iste talasne dužine kao i upadno, ali dolazi do promene pravca prostiranja emitovanog zračenja. Efikasni presek za Thomson-ovo rasejanje je direktno srazmeran kvadratu radijusa elektrona.

$$\sigma_{th} = \frac{8}{3} \cdot \pi \cdot r_0^2$$

$r_0$  - radijus elektrona

Ovo rasejanje ne zavisi od energije upadnog fotona .

Grafički prikaz Thomson-ovog rasejanja dat je na slici 2.2.



Sl. 2.2. Ugaona raspodela elektromagnetskog zračenja posle rasejanja na slobodnom elektronu

Zbog skretanja snopa upadnog zračenja sa svog prvobitnog pravca dolazi do prividnog smanjivanja intenziteta upadnog zračenja.

### 2.2.2. b) RAYLEIGH-OVO RASEJANJE

Upadno zračenje pobudjuje na oscilovanje vezane elektrone. Usled toga dolazi do emisije novog zračenja iste frekvencije i uglavnom istog pravca kao i upadno zračenje. Presek za Rayleigh-ovo rasejanje jako brzo opada sa energijom upadnog fotona. Za  $h \cdot \nu = m_e \cdot c^2$  ono je približno jednako nuli.

Zato ovo rasejanje i nema nekog većeg značaja za slabljenje upadnog snopa elektromagnetičnih talasa.

### 2.2.2. c) COMPTON-OVO RASEJANJE

Pod COMPTON-ovim rasejanjem se podrazumeva rasejanje upadnog elektromagnetičnog zračenja na slobodnom elektronu. Talasna dužina rasejanog zračenja zavisi od ugla rasejanja. Zbog zavisnosti talasne dužine rasejanog zračenja od ugla rasejanja, ono nije koherentno.

Pri elastičnom rasejanju fotona na slobodnom elektronu važi zakon održanja impulsa i zakon održanja energije:

$$h \cdot \nu = h \cdot \nu' + T_e$$

$$\frac{\vec{h\nu}}{c} = \frac{\vec{h\nu}'}{c} + \frac{m_e \beta \vec{c}}{\sqrt{1-\beta^2}}$$

$h\nu$  - energija upadnog fotona,  $h\nu'$  energija rasejanog fotona

$T_e$  - kinetička energija uzmaknutog elektrona,  $m_e$  masa elektrona,

$c$  - brzina svetlosti,

$v$  - brzina elektrona, a  $\beta = \frac{v}{c}$

Koristeći ove dve jednačine može se izračunati energija rasejanog elektromagnetičnog zračenja:

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

$\theta$  - ugao rasejanja

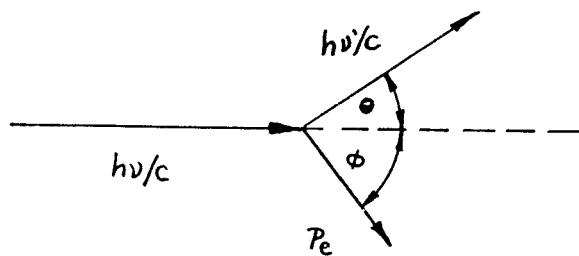
energija uzmaknutog elektrona se može izračunati prema formuli:

$$T_e = h\nu \frac{2\alpha \cos^2 \phi}{(1+\alpha)^2 - \alpha^2 \cos^2 \phi}$$

$$\alpha = \frac{h\nu}{m_e c^2}$$

$\phi$  - ugao izmedju pravca uzmaknutog elektrona i pravca upadnog fotona

Prikaz Compton-ovog rasejanja dat je na slici 2.3.



Sl. 2.3. Compton-ovo rasejanje

Razlika talasnih dužina rasejanog i upadnog zračenja može se odrediti prema:

$$\Delta\lambda = \lambda' - \lambda = 2 \frac{h}{m_e c} \sin^2 \frac{\theta}{2}$$

$\lambda'$  i  $\lambda$  su talasne dužine rasejanog i upadnog zračenja.

Iz ove jednačine se može zaključiti da talasna dužina rasejanog zračenja raste sa povećanjem ugla rasejanja. Ova promena talasne dužine se naročito primenjuje za kratkotalasno elektromagnetno zračenje ( $\Delta\lambda \approx \lambda$ ).

Usled Compton-ovog efekta elektron može dobiti sve vrednosti energije, od nulte do neke maksimalne (kada se foton raseje pod uglom od  $180^\circ$ ).

Maksimalna kinetička energija elektrona je data izrazom

$$E_e = h\nu \frac{2h\nu / m_e c^2}{1 + 2h\nu / m_e c^2}$$

Efikasni presek za Compton-ovog rasejanje raste sa rednim brojem supstance ( $z$ ) i opada sa porastom energije upadnog zračenja.

Teorijski dobijen izraz za Compton-ovo rasejanje (Klein i Nishina)

$$\sigma_{comp} = 2\pi r_0^2 \left\{ \frac{1+\alpha}{\alpha^2} \left[ \frac{2(1+\alpha)}{1+2\alpha} - \frac{1}{\alpha} \ln(1+2\alpha) \right] + \frac{1}{2\alpha} \ln(1+2\alpha) - \frac{1+3\alpha}{(1+2\alpha)^2} \right\}$$

$r_0$  - radijus elektrona

$$\alpha = h\nu / m_e c^2$$

### 2.2.3. Par-efekat

Kod stvaranja para (elektron - pozitron) celokupna energija upadnog zračenja utroši se na stvaranje ovih čestica i na njihovu kinetičku energiju  $E_\gamma = 2m_e c^2 + E_{e^-} + E_{e^+}$ .

Da bi moglo doći do ovog efekta energija upadnog fotona mora biti veća od  $2m_e c^2$ . Stvaranje para elektron - pozitron može doći isključivo samo u prisustvu jezgra atoma ili elektrona.

U Kulonovom polju jezgra energija praga ( $E_0$ ) fotona

$$E_0 = 2 m_e c^2 = 1.02 \text{ MeV}$$

za obrazovanje para elektron pozitron u prisustvu elektrona

$$E_0 = 4 m_e c^2 = 2.02 \text{ MeV}$$

pri interakciji dva fotona uslov je

$$(E_{\gamma 1} + E_{\gamma 2}) > 2 m_e c^2$$

Presek za par-efekat ima složenu formulu. Aproksimativno se može prikazati u domenu energije

$$5 m_e c^2 < E_\gamma < 50 m_e c^2$$

$$\sigma_p \sim z^2 \ln E_\gamma$$

Nastanak para elektron-pozitron objašnjava se Dirakovom teorijom elektrona.

#### 2.2.4. Ukupan efikasni presek za atenuaciju

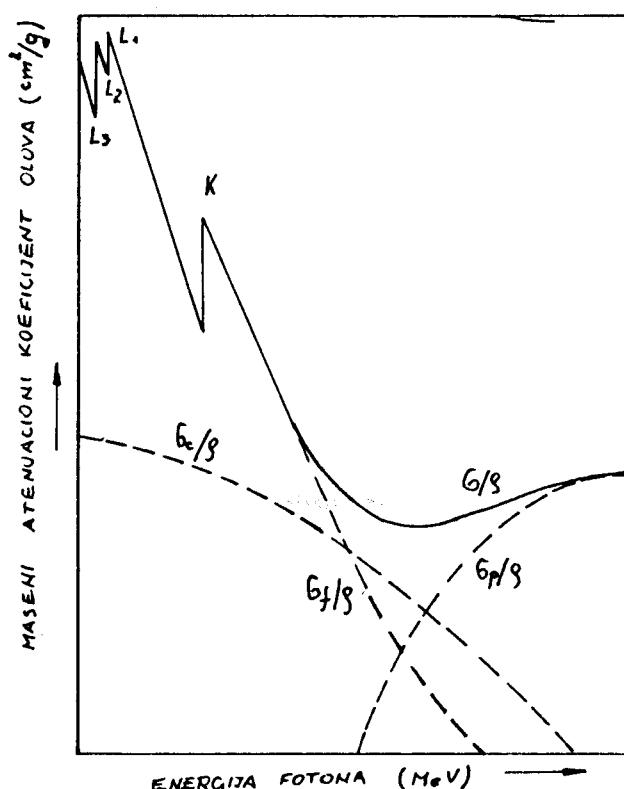
Pri razmatranju interakcije elektromagnetskog zračenja i materije najvažniju ulogu imaju tri procesa: fotoefekat, Compton-ov efekat i par-efekat. Zato ukupan efikasni presek dobijamo kao zbir efikasnih preseka ovih pojedinačnih efekta.

$$\sigma = \sigma_f + \sigma_c + \sigma_p$$

Preseci za svaki proces aproksimativno su dati kao:

$$\sigma_f \sim \frac{z^5}{E_\gamma^{1/2}}, \quad \sigma_c \sim \frac{z}{E_\gamma}, \quad \sigma_p \sim z^2 \ln E_\gamma$$

Efikasni preseci za sva tri efekta mogu se predstaviti grafički u zavisnosti od energije fotona.

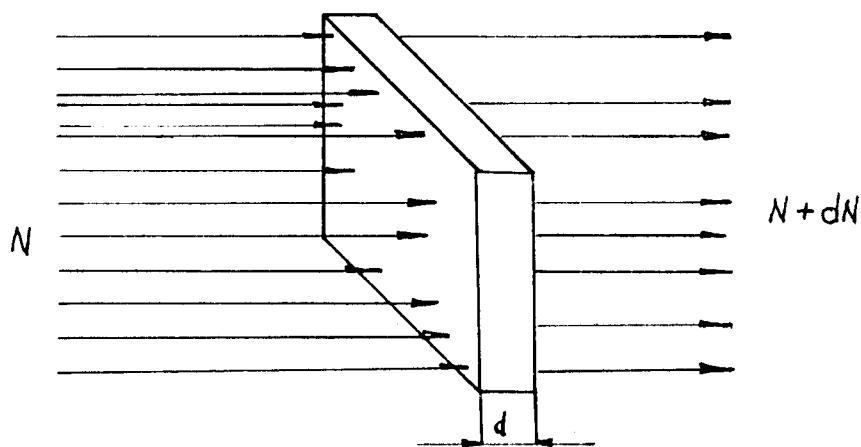


Sl. 2.4.

Na slici 2.4 isprekidanim linijama su prikazani pojedinačni preseci, a punom linijom ukupan efikasni presek. Iz grafika se vidi da presek za fotoefekat brzo opada sa povećavanjem energije fotona. Presek za Compton-ov efekat ima blaži pad, dok presek za par-efekat raste tek posle određene vrednosti energije, a do tada je jednak nuli.

Rezultujuća kriva ukupnog ef. preseka za niže energije bliska je vrednostima fotoefekta, a za određenu vrednost  $E_\gamma$  ima minimum.

Da bi objasnili ulogu efikasnog preseka, prilikom prolazka elektromagnetskog zračenja kroz neki apsorber, posmatraćemo monoenergetski snop od  $N$  fotona koji prolazi kroz neku supstancu debljine  $dx$ . Pri prolasku kroz apsorber snop monoenergetskih fotona biće oslabljen za  $dN$ .



Sl.2.5. Slabljene upadnog snopa elektromagnetskog zračenja pri prolazku kroz apsorber

Promena intenziteta snopa  $dN = -\sigma N dx$ . Efikasni presek (6) pokazuje koji deo jedinične površine mete interaguje sa nuklearnim zračenjem. Kada zračenje interaguje sa supstancom ono nestaje i intenzitet upadnog snopa se menja za  $dN$ .

Za konstantan presek integracijom ove jednačine dobija se

$$N = N_0 e^{-\mu x}$$

$N_0$  - broj fotona u upadnom snopu,  $\mu = n\sigma$  - linearni apsorpcioni koeficijent.

$$\mu = \frac{\rho N_a}{A} \cdot \sigma$$

$N_a$  - Avogadroov broj,  $A$  atomska masa, a  $\rho$  gustina supstance kroz koju prolazi zračenje.

Da bi se izbegla zavisnost  $\mu$  preko  $\rho$  od temperature pritiska i faze, često se koristi maseni apsorpcioni koeficijent

$$\mu' = \frac{\mu}{\rho} = \frac{N_a \cdot \sigma}{A}$$

Vrednosti za efikasne preseke su obično dati tabelarno, međutim ne za sve elemente. Pored toga ponekad apsorber nije sastavljen samo od jednog elementa već to može biti neko jedinjenje. U takvom slučaju maseni aporpcioni koeficijent se može izračunati kao suma otežinjenih koeficijenata za pojedine elemente:

$$\mu' = \frac{\sum_i \mu'_i A_i}{\sum_i A_i}$$

gde su  $A_i$  - atomske mase elemenata od kojih je sačinjen apsorber.

Maseni aporpcioni koeficijent zavisi i od energije upadnog fotona. Za željene energije koeficijent se dobija interpolacijom. Međutim, zbog diskontinuiteta koji se javljaju na apsorpcionim ivicama kod koeficijenata za fotoefekat to dosta otežava njihovo izračunavanje. Tada se moraju znati maseni aporpcioni koeficijenti neposredno ispod i iznad apsorpcionih ivica za date energije. Kada se radi o apsorpcionoj ivici K-sloja mora se vršiti interpolacija posebno za svaki energetski nivo.

### **3. DETEKCIJA I SPEKTROSKOPIJA GAMA-ZRAČENJA**

Za detekciju i spektroskopiju  $\gamma$ -zračenja koriste se nuklearni detektori. To su uredjaji koji korišćenjem osnovnih efekata nastalih pri prolasku zračenja kroz materiju vrše detekciju i spektroskopiju zračenja. Kao što je već bilo rečeno osnovni efekti (fotoefekat Compton-ov-efekat i par-efekat) nisu jednako zastupljeni kod svih vrednosti energije  $\gamma$ -zračenja.

Za niske energije najveća je apsorpcija  $\gamma$ -zračenja usled fotoefekta, za srednje energije usled Compton-ovog efekta, a za najviše energije usled par-efekta. Dobijeni slobodni elektroni mogu da izvrše jonizaciju ili ekscitaciju atoma detektora i na taj način se vrši detektovanje i određivanje energije  $\gamma$ -zračenja.

U zavisnosti od načina na koji se vrši detekcija nuklearne detektore možemo podeliti na sledeće vrste: ionizaciona komora, proporcionalni brojač, Gaiyer-Müller-ov brojač, poluprovodnički brojač, scintilacioni brojač i još niz drugih detektora.

Kod poluprovodničkih brojača slobodni elektroni troše svoju energiju na stvaranje para elektoron-pozitron u sloju prostornog nanelektrisanja. Ovi slobodni nosioci nanelektrisanja stvaraju struju koja protiče kroz strujno kolo detektora. U kolu se nalazi radni otpornik na kome se usled prolaska struje formira impuls. Visina impulsa srazmerna je broju proteklih nanelektrisanja, a broj nanelektrisanja zavisi od energije  $\gamma$ -kvanta.

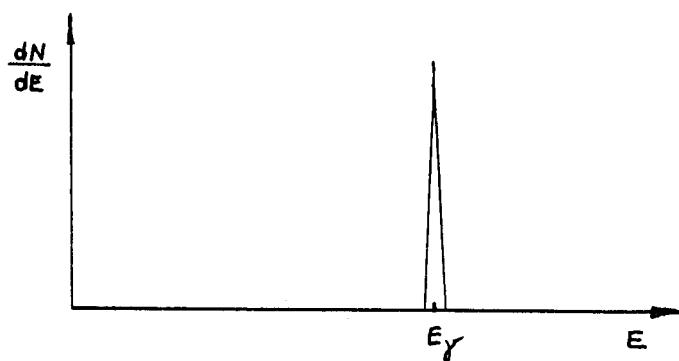
Na taj način se može odrediti energija  $\gamma$ -kvanta.

#### **3.1. FUNKCIJA ODZIVA**

Funkcija odziva daje zavisnost broja impulsa po jedinici vremenskog intervala od energije. Usled fotoefekta  $\gamma$ -zračenje predaje svoju ukupnu energiju elektronima apsorbera i pri tome nastaju slobodni elektroni. Zbog upražnjenog mesta dolazi do pregrupisavanja elektrona sa viših energetskih nivoa i usled toga do emitovanja karakterističnog X-zračenja. Ovo X-zračenje takođe može izazvati fotoefekat. Slobodni elektroni koji pri tome nastaju su Auger-ovi elektroni.

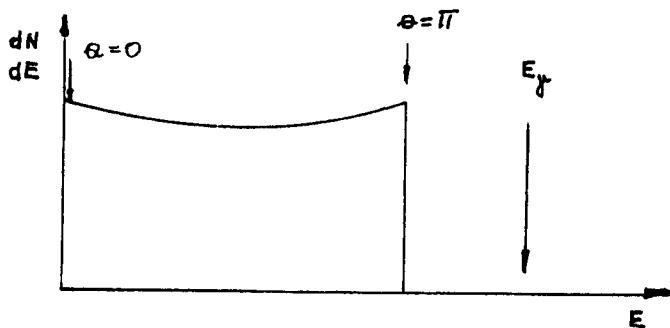
U slučaju da se svi X-zraci apsorbuju u detektoru, tada se u njemu javlja impuls koji odgovara energiji  $\gamma$ -kvanta.

Za slučaj monoenergetskih  $\gamma$ -kvanta u spektru će se pojaviti fotovrh na energiji upadnih fotona. Međutim, ako neko od X-zračenja napusti detektor, tada se osim fotovrha u spektru javljaju linije čija je energija jednaka energiji  $\gamma$ -kvanta umanjenog za energiju X-zračenja.



Sl. 3.1. *Fotovrh*

Kod Compton-ovog efekta energija koju prima elektron može se kretati od nulte do neke maksimalne.



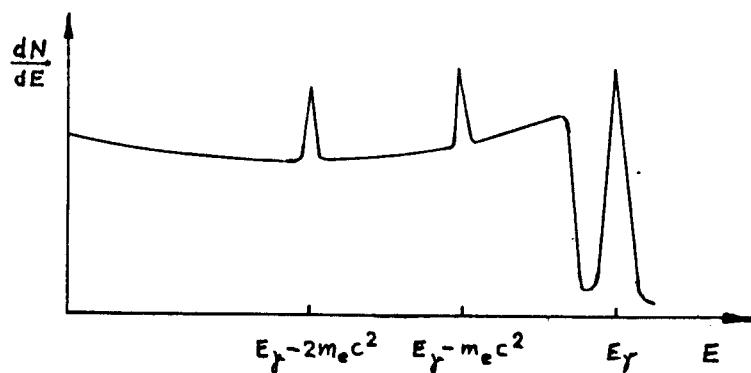
Sl. 3.2. *Compton-ov kontinuum*

Ivica Compton-ove raspodele je pomerena u odnosu na energiju  $\gamma$ -kvanta ka nižim energijama. Ta razlika nastaje usled rasejanja fotona pod uglom  $\pi$ .

Kod par-efekta ukupna kinetička energija elektrona i pozitrona je za  $2m_e c^2$  manja od energije  $\gamma$ -kvanta. Energija  $2m_e c^2$  je ona energija koja je potrebna da bi se elektron iz negativnog energetskog potencijala, preko zabranjene zone, prebacio u pozitivni.

Za veoma kratko vreme pozitron se toliko uspori da njegova kinetička energija postane približno jednaka termičkoj energiji elektrona u detektoru. Tada dolazi do anihilacije pozitrona sa elektronom. Pri tome oba nestaju i dolazi do emisije dva kvanta energije od 0.511 MeV pod uglom od  $180^\circ$ .

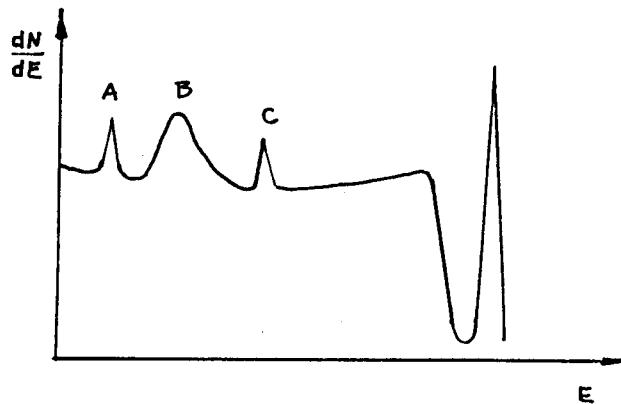
Ako se oba kvanta apsorbuju u detektoru tada se dobija impuls jačine koja odgovara energiji upadnog  $\gamma$ -kvanta. Medutim, ako neko od ovih napusti detektor impuls koji se dobije odgovara energiji  $\gamma$ -kvanta umanjenoj za  $m_e c^2$ . U slučaju da oba kvanta napuste detektor u spektru se pojavi linija na energiji koja je jednaka  $E = E_\gamma - 2m_e c^2$ . Rezultujući spektar se može prikazati grafički.



Sl. 3.3. Funkcija odziva sa "escape" vrhovima jednog i dva fotona

Ovakav oblik f-je odziva dobio bi se u slučaju potpune izolacije detektora od spoljašnje sredine. Medutim, potpunu izolaciju nije moguće ostvariti, a u samoj izolaciji kao i u detektoru može doći do foto efekta, Compton-ovog efekta i par efekta.

Kao posledica ovih efekata javljaju se nove linije u spektru.



Sl. 3.4. Uticaj okoline na f-ju odziva

- A - vrh nastaje kao posledica fotoefekta pozadine
- B - vrh nastaje usled Compton-ovog efekta pozadine
- C - vrh usled par-efekta pozadine.

Ovi novi vrhovi se superponiraju na osnovni spektar  $\gamma$ -zračenja.

## 3.2. HPGe-DETEKTORI

### 3.2.1. Osobine HPGe detektora

Za detekciju  $\gamma$ -zračenja energije preko stotinu keV koriste se neorganski scintilacioni detektori Na J(Tl) i poluprovodnički detektori.

Scintilacioni detektori imaju veću efikasnost od poluprovodničkih, ali znatno manju rezoluciju. Poluprovodnički detektori, zbog svoje manje efikasne zapremine, imaju manju verovatnoću za registrovanje upadnog zračenja. Međutim, njihova dobra karakteristika je visoka rezolucija.

Dobra energetska rezolucija omogućava ovim detektorima da daju diskretne spekture - mogućnost izdvajanja pojedinih linija od kontinuuma. Tako i pored manje površine ispod pojedinih pikova, zbog manje efikasnosti, pikovi su vidljivo razdvojeni od preostalog dela spektra.

Efikasnost HPGe detektora pri detekciji niskoenergetskog  $\gamma$ -zračenja veća je od efikasnosti Ge(Li) detektora istog oblika i veličine. Za niske energije  $\gamma$ -zračenja na rezoluciju sistema utiče elektronski šum sistema.

Šum sistema se povećava sa povećanjem kapaciteta detektora i time se umanjuje rezolucija sistema. Međutim, istovremeno sa povećanjem kapaciteta povećava se efikasnost detektora. Zbog toga je potrebno uskladiti oba ova zahteva.

HPGe (detektor visoke čistoće) su pogodni za detekciju  $\gamma$ -zračenja energije ispod 100 keV.

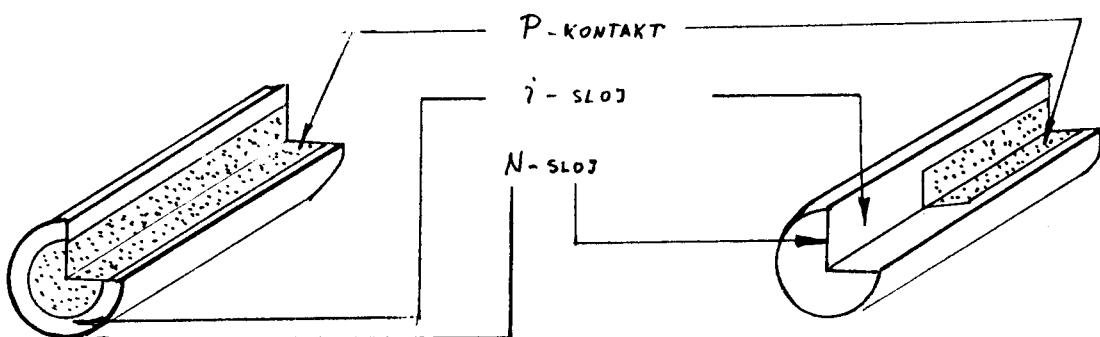
Kod Ge detektora obične čistoće širina zone u kojoj se vrši detekcija je svega nekoliko milimetara. Da bi se ova zona proširila koristi se Ge visoke čistoće. Za njegovo dobijanje potrebbni su specijalni tehnološki postupci. Nečistoće u Ge se mogu smanjiti na svega  $10^{10}$  atoma/cm<sup>3</sup>. Tada električne osobine Ge zavise isključivo od struktturnih defekata. Uz upotrebu inverzne polarizacije od 1 kV zona detekcije može da se proširi na 10-15 mm. HPGe detektori se mogu skladištiti na sobnoj temperaturi jer nema Li i ne postoji opasnost od njegove difuzije. Međutim, zbog mogućnosti kontaminacije rezidualnim parama unutar vakuumskog kućišta, povoljno je sniziti njegovu temperaturu.

Za pravilan rad detektora potrebno je obezbediti neprekidno hladjenje. Zato je potreban rezervoar tečnog azota. Detektorski element je smešten u vakuumsku komoru zajedno sa hladnim bakarnim prstom. Uloga bakarnog prsta jeste da prenosi toplotu iz komore u

rezervoar sa tečnim azotom. Detektorski omotač je napravljen od aluminijuma debljine od 0,5 do 1 mm. Debljina omotača treba da je što manja kako ne bi vršio apsorpciju upadnog  $\gamma$ -zračenja.

### 3.2.2. Konstrukcija i princip rada HPGe - detektora

Za germanijumske detektore se koristi germanijumski monokristal P-tipa veoma velikog stepena čistoće. Poluprovodnički detektori u zavisnosti od formiranja P-N spoja mogu biti difuzioni, detektori sa površinskom barijerom i detektori sa P- i -N prelazom. Najveću efikasnu zapreminu imaju detektori sa P- i -N prelazom. Zbog toga se oni najviše koriste za detekciju  $\gamma$ -zračenja. P- i -N detektori mogu biti koaksijalni i planarni. Detektor koji se koristi u našem eksperimentu je koaksijalni.



Sl. 3.5. Pravi koaksijalni detektor

Sl. 3.6. Zatvoren koaksijalni detektor

Koncentracija nečistoća u Ge je stepena  $10^{10} \frac{\text{at}}{\text{cm}^3}$ . Spoljašnji N-sloj se dobija metodom naparavanja nekog metalata (zlatno, Cu...). Mora se voditi računa da N-sloj bude što tanji da ne bi došlo do veće atenuacije upadnog  $\gamma$ -zračenja. Aktivni deo detektora predstavlja unutrašnji i-sloj. Za njega je karakteristična ravnoteža slobodnih nosilaca nanelektrisanja. U zavisnosti od širine ovog sloja menja se i efikasnost detektora. Provodnost i-sloja je veoma mala u odnosu na N i P deo.

Kada se spoj inverzno polarise, zbog male provodljivosti i-sloja u njemu se stvara jako električno polje.

Pri prolazku  $\gamma$ -zračenja kroz aktivnu zapreminu dolazi do stvaranja para elektron-šupljina. Zbog jakog električnog polja, usled inverzne polarizacije, elektron se kreće ka N-sloju a šupljina ka P-delu. Na taj način se energija upadnog  $\gamma$ -zračenja transformiše u strujne signale. Strujni signali, prolazeći kroz radni otpornik, stvaraju naponski signal. Zbog male vrednosti signala vrši se njegovo pojačavanje pomoću predpojačivača, koji se nalazi unutar detektora. Zatim se signal pomoću koaksijalnog kabla prenosi do spektroskopskog pojačivača. Pojačani i uobličeni impulsi dolaze u višekanalni analizator. Ovde se vrši njihova raspodela po energijama.

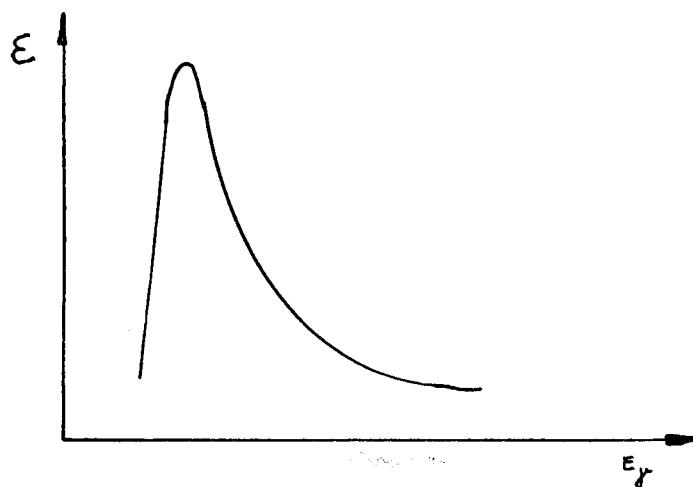
### 3.3. EFIKASNOST SPEKTROMETRA

Pod efikasnošću se podrazumeva odnos broja fotona koje registruje detektor prema broju fotona koji emituje izvor.

$$\xi = \frac{N'}{N} \quad (3.1)$$

Za jedan isti detektor efikasnost se menja u zavisnosti od uslova detekcije. Efikasnost zavisi od energije  $\gamma$ -kvanta, od sredine kroz koju zračenje prolazi na putu do detektora i od geometrije izvor-detektor.

Zavisnost efikasnosti od energije  $\gamma$ -kvanta prikazana je na grafiku:



Sl. 7. Zavisnost efikasnosti detektora od energije upadnog  $\gamma$ -kvanta

Iz grafika se može uočiti da postoji energija  $\gamma$ -kvanta za koju efikasnost detekcije dostiže maksimalnu vrednost. Za jako male i jako velike energije efikasnost naglo opada.

Na putu  $\gamma$ -zraka od izvora do detektora, može doći do interakcije zračenja sa okolinom. Usled interakcije dolazi do slabljenja upadnog snopa. Da bi se ovo slabljenje potpuno eliminisalo ili svelo na najmanju moguću meru, potrebno je obezbediti slobodan ulaz u radnu zapreminu detektora.

Efikasnost zavisi i od ugla pod kojim zračenje pada na detektor kao i od pravca duž koga se kreće  $\gamma$ -kvant. Sa povećanjem upadnog ugla, efikasnost detekcije se smanjuje. Tada dolazi do smanjivanja efikasne zapremine koju "vidi" izvor. Da bi se odredila zavisnost efikasnosti od upadnog ugla  $\gamma$ -kvanta uvodi se diferencijalna efikasnost.

$$\xi(\theta) = \frac{\xi(0)}{1+c^2\theta^2} \quad (3.2)$$

c - konstanta

$\theta$  - upadni ugao

ako je za ugao  $\theta=\pi$  efikasnost b-puta manja nego za ugao  $\theta=0$

$$\xi(\pi) = \frac{1}{b} \xi(0) \Rightarrow \xi(\theta) = \frac{\xi(0)}{1+\pi^2 c^2} \quad (3.3)$$

$$c = \pm \frac{1}{\pi} \sqrt{b-1} \quad \text{za } b=0 \quad (3.4)$$

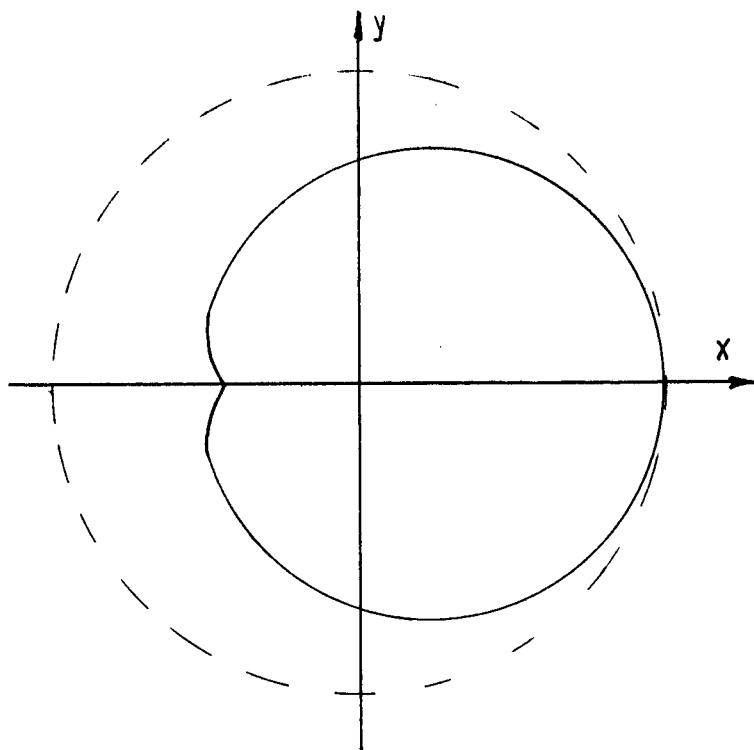
Ako stavimo da je  $b=2$ , tj. da je diferencijalna efikasnost za  $\theta=\pi$  dva puta manja nego za  $\theta=0$ , izraz (3.2) će biti

$$\xi(\theta) = \frac{\xi(0)}{1+\theta^2/\pi^2} \quad (3.5)$$

Zavisnost  $\frac{\xi(\theta)}{\xi(0)}$  od  $\theta$  za  $b=2$  prikazana je polarnom dijagramu na slici (3.8) punom linijom.

Isprekidanom linijom je predstavljen izotropan slučaj.

Zbog anizotropije monokristala Ge koji se koristi kod detektora, efikasnost zavisi od pravca prostiranja  $\gamma$ -kvanta.



Sl. 3.8. Zavisnost  $\frac{\xi(\theta)}{\xi(0)}$  od  $\theta$  u polarnom dijagramu

### 3.4. ZAVISNOST APSORPCIJE FONA OD OBLIKA UZORKA

Stepen apsorpcije fona u uzorku nije uvek isti i u najvećoj meri zavisi od oblika i dimenzija uzorka. Ako uzorak zahvata veći prostorni ugao oko detektora tada je apsorpcija fona veća. U zavisnosti od oblika uzorka, može se izvršiti odredjena aproksimacija i na osnovu nje izračunati stepen apsorpcije fona.

Najjednostavniji oblik uzorka je sferan, u čijem centru se nalazi mali detektor. Tada bi celo zračenje fona prolazilo kroz istu debljinu uzorka. Apsorpcija fona mogla bi se izračunati prema obrascu :

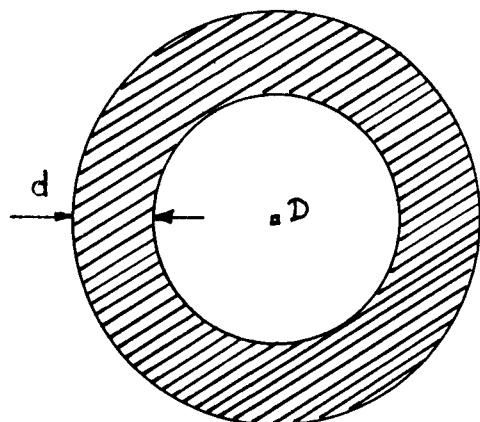
$$N = N_0 e^{-\mu d} \quad (3.6)$$

$N_0$  - intenzitet upadnog zračenja

$N$  - intenzitet zračenja koje prolazi kroz uzorak

$d$  - debljina uzorka

$\mu$  - atenuacioni koeficijent

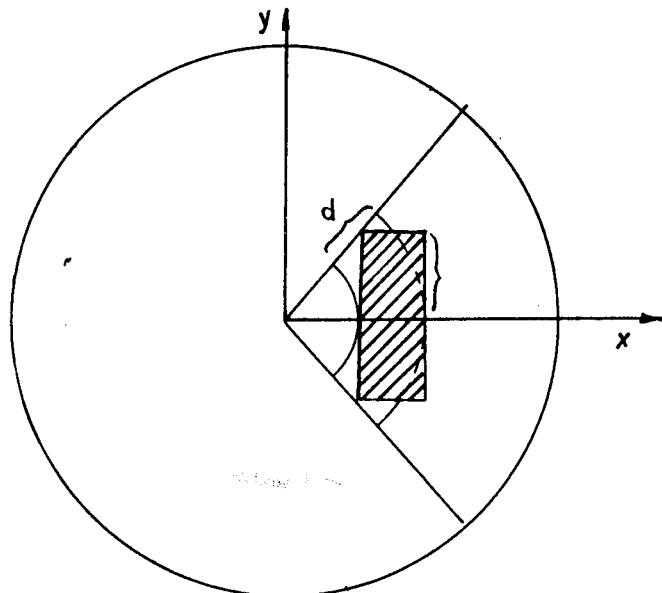


Sl. 3.9. Uzorak koji potpuno opkoljava detektor

#### **D-detektor**

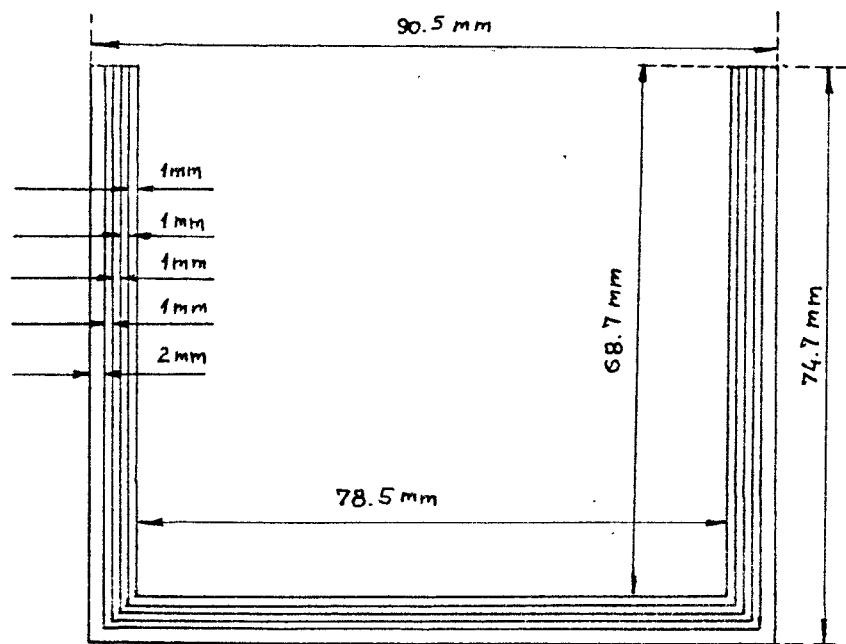
Uzorci drugih oblika koji se koriste, mogu se u manjoj ili većoj meri grubo aproksimirati kao deo sferne površine.

Ako su uzorci pločice, tada one predstavljaju samo jedan deo sfere



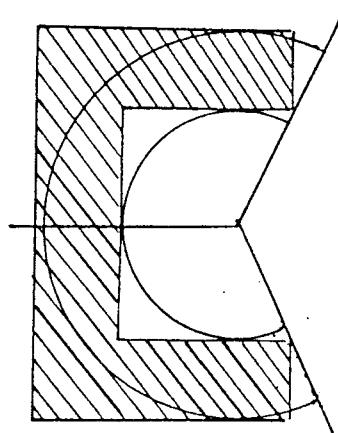
Sl. 3.10. Uzorak u obliku pločice

Izračunavanje apsorpcije fona prema obrascu (3.6), u mnogome bi odstupalo od stvarne apsorpcije. Medutim, ako bi uzorak imao oblik Marineli tada je prostorni ugao pod kojim uzorak zahvata detektor mnogo veći. Uzorak Marineli oblika zaklanja osnovu i omotač detektora.



Sl. 3.11. Uzorak oblika Marineli

Uzorak ovog oblika se može aproksimirati polusferom.



Sl. 3.12. Uzorak oblika Marineli i sferna lјuska kojom se aproksimira

U slučaju da uzorak potpuno opkoljava detektor kroz njega će proti intenzitet:

$$N = N_0 e^{-\mu d} \quad (3.7)$$

izraz se može napisati u obliku

$$\frac{N}{N_0} e^{\mu d} = 1 \quad (3.8)$$

logaritmovanjem ovog izraza dobija se

$$\ln \left( \frac{N}{N_0} e^{\mu d} \right) = 0 \quad (3.9)$$

ako se prikaže grafički zavisnost  $\ln \left( \frac{N}{N_0} e^{\mu d} \right)$  od  $\mu d$  dobija se horizontalna linija koja se poklapa sa apscisnom osom.

Za bilo koji drugi oblik uzorka, prilikom grafičkog prikaza zavisnosti  $\ln \left( \frac{N}{N_0} e^{\mu d} \right)$  od  $\mu d$  neće se dobiti prava linija. Ova će zavisnost biti kriva linija koja u većoj ili manjoj meri odstupa od prave linije.

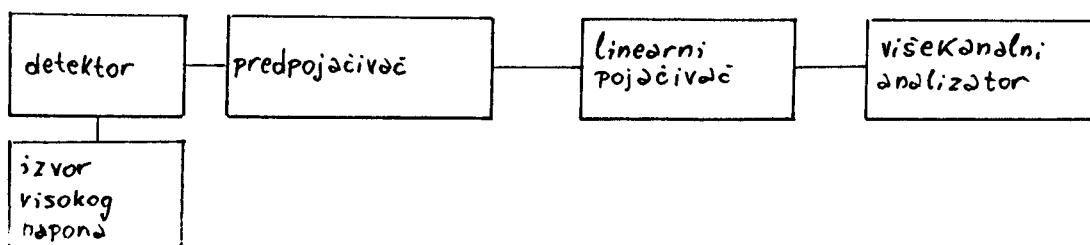
Odstupanje će biti veće u slučaju kada je uzorak takvog oblika, da kroz njega prolazi samo neznatan deo fona koji stiže do detektora.

U našem slučaju, odstupanje ove linije od apscise, treba da je mnogo veće za uzorak oblika pločice, nego za uzorak oblika Marineli.

## 4. EKSPERIMENTALNI RAD

### 4.1. SISTEM ZA SPEKTROMETRIJU

Sistem za spektrometriju  $\gamma$ -zračenja sastoji se iz HPGe detektora, izvora visokog napona, predpojačivača, linearnog pojačivača i višekanalnog analizatora.



Sl. 4.1. Šema spektralnog sistema

Izvor visokog napona služi za inverznu polarizaciju P- i -N spoja. Treba da obezbedi brzo skupljanje slobodnih nosilaca nanelektrisanja, da ne bi došlo do njihove rekombinacije. Pri apsorpciji  $\gamma$ -kvanta formira se mala količina nanelektrisanja, pa je struja koja pri tome protekne kroz provodnik takodje mala.

Zbog toga se signali se mogu detektovati bez prethodnog pojačanja. Uloga predpojačivača jeste da na izlazu da pojačan signal koji se može dalje prenositi pomoću koaksijalnog kabla.

Linearni pojačivač vrši pojačivanje amplitude impulsa srazmerno ulaznoj vrednosti impulsa. Pojačani impulsi se obraduju u višekanalnom analizatoru. Analogno-digitalni konvertor (ACD) višekanalnog analizatora prevodi analogni u digitalni impuls. Zatim se vrši razvrstavanje impulsa po visini i smeštanje u memoriju višekanalnog analizatora.

Za merenje je korišćen koaksijalni HPGe detektor tipa Canherra,  $120 \text{ cm}^3$  rel. efikasnosti 25% sa odgovarajućim predpojačivačem linearni pojačivač Canberra 2021 višekanalni analizator Canberra 357

#### **4.2. POSTUPAK KOD IZVODJENJA EKSPERIMENTA**

Merenje apsorpcije  $\gamma$ -zračenja pozadine za voluminozne uzorke izvršeno je za različite oblike i dimenzije uzorka. Za uzorak je korišćeno oovo u obliku pločica i oblika Marineli.

Eksperimentalni rad se sastajao u snimanju spektra pozadine bez prisustva uzorka, a zatim snimanje spektra postavljanjem uzorka različitih oblika i debljina.

Debljina pločica i uzorka oblika Marineli za koje je izvršeno snimanje iznosile su 1 mm, 2 mm, 3 mm, 4 mm i 6 mm. Zbog male aktivnosti pozadine, za svaku debljinu uzorka snimanje traje po nekoliko dana. Usled dužeg vremena snimanja, može doći do malih temperaturskih promena sredine u koj se vrši snimanje. To može usloviti neznatno pomeranje maksimuma pojedinih linija. U snimljenom spektru svakoj monoenergetskoj grupi  $\gamma$ -zračenja odgovara jedna spektralna linija. Intenzitet spektralne linije (površniva ispod linije), srazmerna je aktivnosti  $\gamma$ -zračenja u energetskom domenu date spektralne linije.

Prilikom snimanja spektra, ceo energetski dijapazon podeli se sa brojem kanala. Tako da svakom kanalu odgovara određena energetska vrednost  $\gamma$ -zračenja. Višekanalni analizator prikazuje spektar tako, što na apcisnoj osi prikazuje broj kanala, a na ordinati broj impulsa.

Iz celog spektra smo izvršili markiranje karakterističnih linija pomoću odgovarajućih energija. Znajući energije radioaktivnih raspada, na višekanalnom analizatoru izvršili smo energetsku kalibraciju.

Energija vrhova karakterističnih linija spektra broj kanala i površina ispod fotovrha u odbrojima u sec. dobija se u obliku tabelarnog prikaza putem računara, korišćenjem odgovarajućeg programa.

Za uzorak oblika Marineli spektar je snimljen na dva načina. Jednom kada se uzorak nalazio unutar komore detektora, a drugi put sa uzorkom izvan komore detektora.

#### **4.3. OBRADA PODATAKA**

U energetskom intervalu od 45 do 1800 keV uspeli smo da izdvojimo iz spektra ukupno 25 pikova koji se izdvajaju iz kontinuuma. Za dalju obradu, na osnovu grešaka, odabrali smo 15 linija podjednako rasporedjenih duž celog spektra. Za svaku od ovih linija u tabelama je dat odbroj ispod površine pika, broj kanala i energija pika. Na osnovu energije svakog pika može se odrediti kom radioaktivnom raspadu pripada data linija u spektru.

Kako vreme merenja spektra nije isto, za sve debljine uzorka mora se izračunati brzina brojanja.

$$A = \frac{N}{t} \quad (4.1)$$

N - ukupan odbroj

t - vreme merenja

Greška koja se pri tom unosi

$$\Delta A = \frac{\Delta N}{t} \quad (4.2)$$

Na isti način je izračunata i brzina brojanja fona. Za pojedine uzorke, kao i za fon, izvršeno je nekoliko merenja, pa se konačna vrednost odbroja i vremena, dobija sabiranjem pojedinačnih merenja. Zatim se pristupa izračunavanju brzine brojanja i greške na isti način kao i za pojedinačna merenja. Brzine brojanja za različite debljine uzorka obeležene su sa  $A_i$ ,  $i=1,2,3,4,6$  [mm] (indeks predstavlja debljinu uzorka u [mm]).  $A_0$ - brzina brojanja fona.

Zavisnost brzine brojanja od debljine (mase) uzorka za pojedine elemente sredjena je tabelarno, a zatim predstavljena grafički. Analizom ovih grafika može se videti da rezultati za uzorak oblika Marineli koji se nalazio unutar komore, kao i za uzorak u obliku pločica ne pokazuju nikakvu logičnu zavisnost.

Jedino rezultati dobijeni merenjem spektra uzorka oblika Marineli koji se nalazio izvan komore predstavljaju na graficima približno eksponencijalnu zavisnost brzine brojanja od mase uzorka.

Za ova merenja izračunat odnos  $\frac{A}{A_0}$  a zatim i  $\ln\left(\frac{A}{A_0} e^{\mu d}\right)$  za svaku liniju u spektru.

Da bi mogli izračunati vrednost  $\ln\left(\frac{A}{A_0} e^{\mu d}\right)$  potrebno je odrediti vrednosti linearnih atenuacionih koeficijenata ( $\mu$ ). Vrednosti atenuacionog koeficijenta zavise od energije  $\gamma$ -zračenja.

Zavisnost masenih atenuacionih koeficijenata za pojedine energije  $\gamma$ -zračenja data je tabelarnim prikazom. Da bi mogli odrediti vrednosti koeficijenata za energije linija koje smo izmerili, potrebno je predstaviti grafički ovu zavisnost. Zatim se iz grafika određuju vrednosti masenog atenuacionog koeficijenta za željenu energiju.

Linearni atenuacioni koeficijent se izračunava prema obrascu

$$\mu = \frac{\mu_m}{\rho}$$

$\mu_m$  - maseni atenuacioni koeficijent

$\rho$  - gusitna uzorka

Usled izračunavanja vrednosti za  $\ln\left(\frac{A}{A_0} e^{\mu d}\right)$  unosi se greška

$$\Delta\left(\frac{A}{A_0}\right) = \frac{A}{A_0} \sqrt{\left(\frac{\Delta A_0}{A_0}\right)^2 + \left(\frac{\Delta A}{A}\right)^2}$$

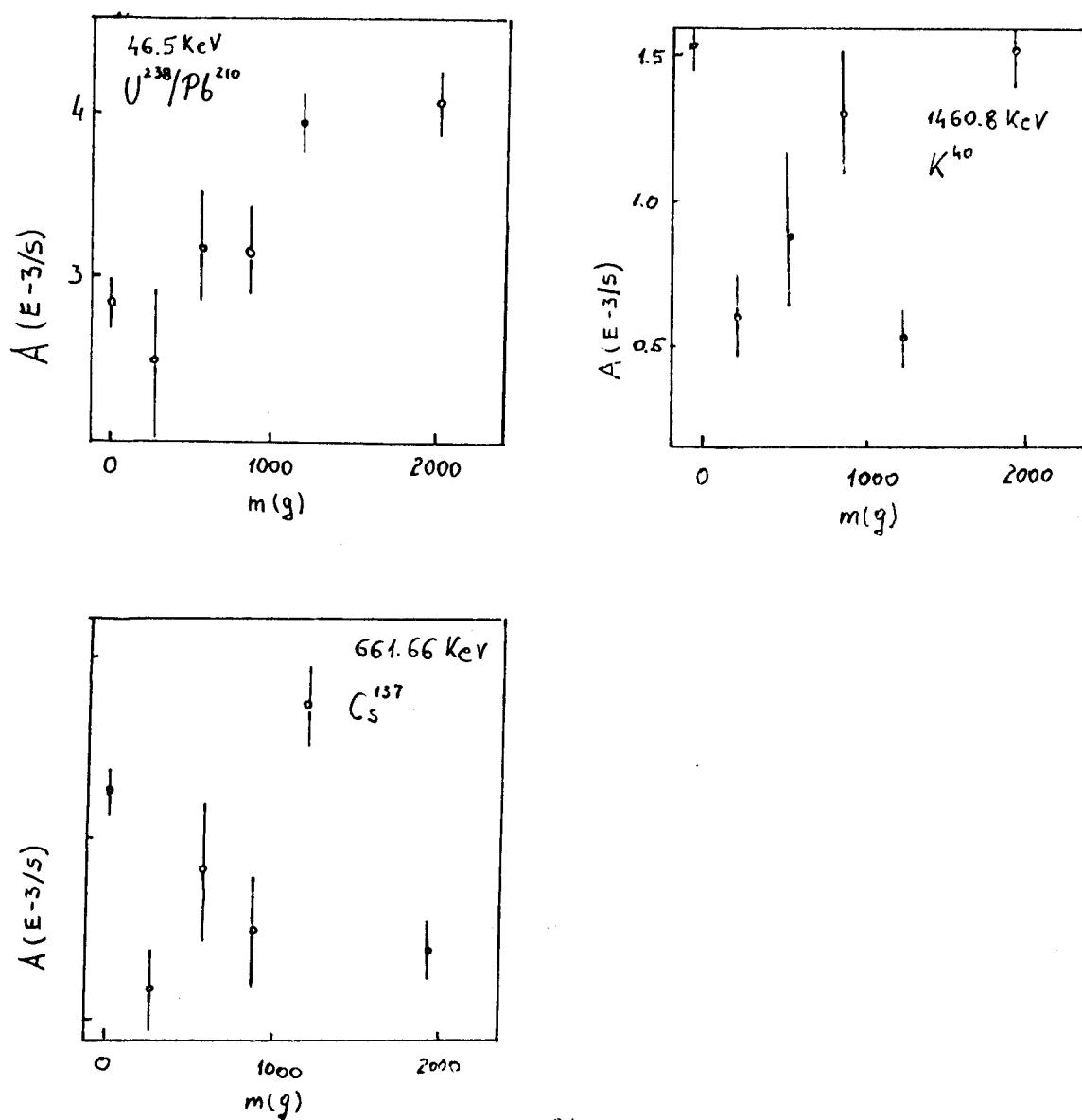
$$\Delta \ln\left(\frac{A}{A_0} e^{\mu d}\right) = \sqrt{\left(\frac{\Delta A_0}{A_0}\right)^2 + \left(\frac{\Delta A}{A}\right)^2}$$

Pri izračunavanju greške smatrali smo da je proizvod  $\mu d$  odredjen bez greške. Sve izračуне vrednosti sredjuju se tabelarno, a zatim se daje grafički prikaz zavisnosti  $\ln\left(\frac{A}{A_0} e^{\mu d}\right)$  od  $\mu d$ .

## 5. REZULTATI MERENJA I DISKUSIJA

Rezultati merenja i izračunate vrednosti za pojedine veličine, prikazani su tabelarno i grafički. U ovom odeljku su prikazani i objašnjeni samo neki od rezultata. Uzeti su samo oni grafici koji su karakteristični za pojedine uzorke i oblasti energije  $\gamma$ -zračenja. Tabelarni i grafički prikaz svih rezultata dat je u prilogu. Na graficima 5.1., 5.2. i 5.3. prikazana je brzina brojanja fona, koju registruje detektor u zavisnosti od mase uzorka za tri različite energije  $\gamma$ -zračenja:  $E_1=46.5$  keV,  $E_2=661.66$  keV i  $E_3=1460.8$  keV. Uzorak je Marineli oblika i nalazi se unutar komore detektora.

Grafici 5.1., 5.2. i 5.3. su prikaz brzine brojanja fotona, koju registruje detektor, u zavisnosti od mase uzorka. Uzorak oblika Marineli unutar komore detektora.



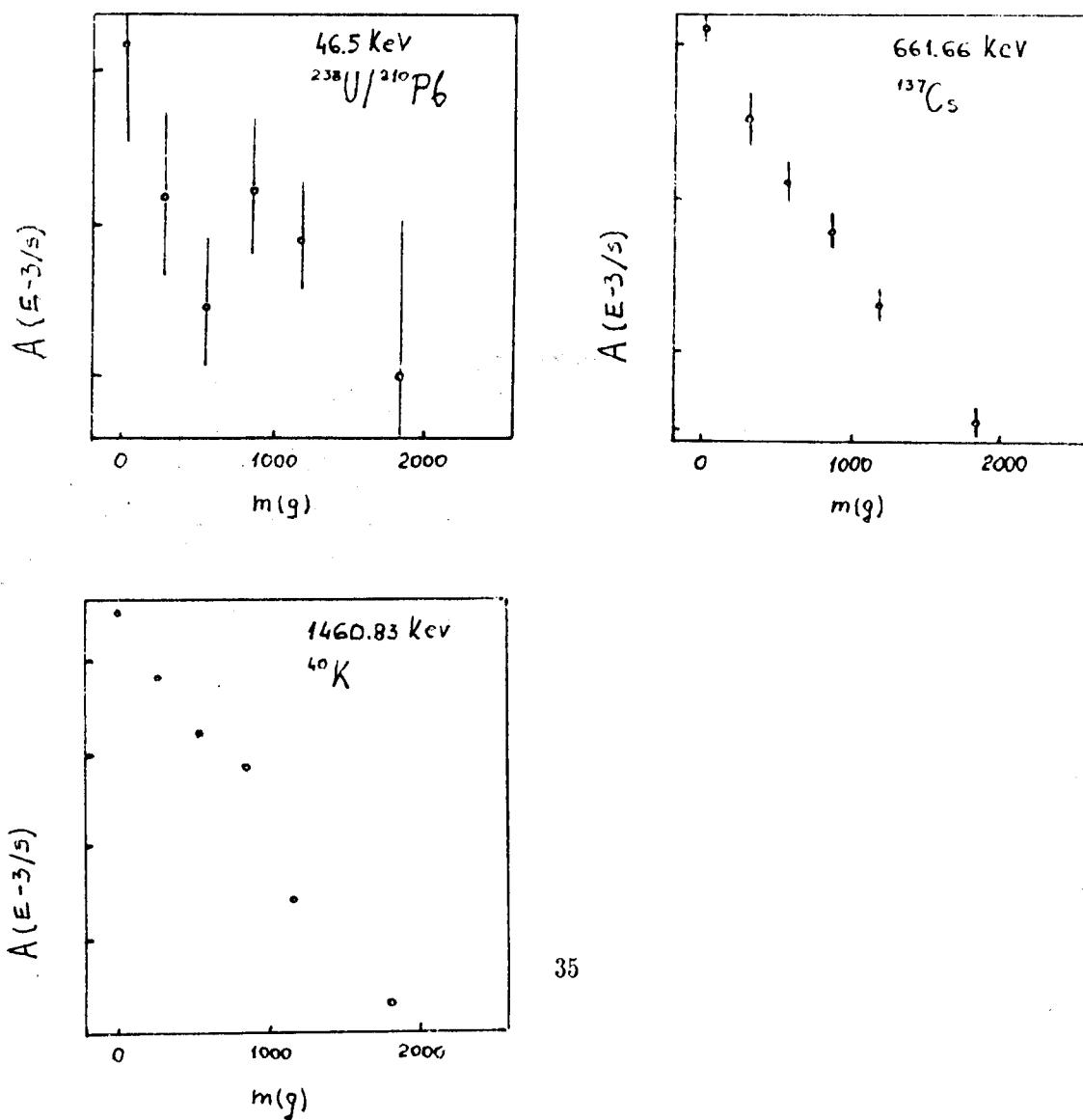
U sva tri grafika rezultati su rasporedjeni bez neke uočljive zakonistosti. Nezakoniti raspored tačaka u graficima je posledica male brzine brojanja pozadine koja stiže do detektora. Naime, usled prolaska zračenja kroz zidove komore, dolazi do slabljenja upadnog snopa [2.2], tako da je broj  $\gamma$ -kvanta koje registruje detektor je veoma mali. Prema tome, ni za jednu od ovih energija nije moguće izvesti zavisnost izmedju registrovane brzine brojanja pozadine i mase uzorka.

Greške za brzinu brojanja su velike za sve energije  $\gamma$ -zračenja. Uzrok tako velikim greškama, je takođe jako mala brzina brojanja pozadine koja stiže do detektora.

Iz statističke prirode radioaktivnog raspada [1.3], proizilazi da rezultati ovog merenja nisu ne reprezentuju sa dovoljnom tačnošću zakon radioaktivnog raspada. Zato se neće vršiti njihova dalja analiza.

Drugo merenje brzine brojanja fona izvršeno je sa uzorkom oblika Marineli, koji se nalazi izvan komore detektora. Rezultati ovog merenja za energije  $\gamma$ -zračenja:  $E_1=46.5$  keV,  $E_2=661.66$  keV i  $E_3=1460.8$  keV prikazani su na graficima 5.5., 5.6. i 5.7.

Grafici 5.5., 5.6 i 5.7. su prikaz brzine brojanja fona, koju registruje detektor, od mase uzorka. Uzorak je Marineli oblika izvan komore detektora.



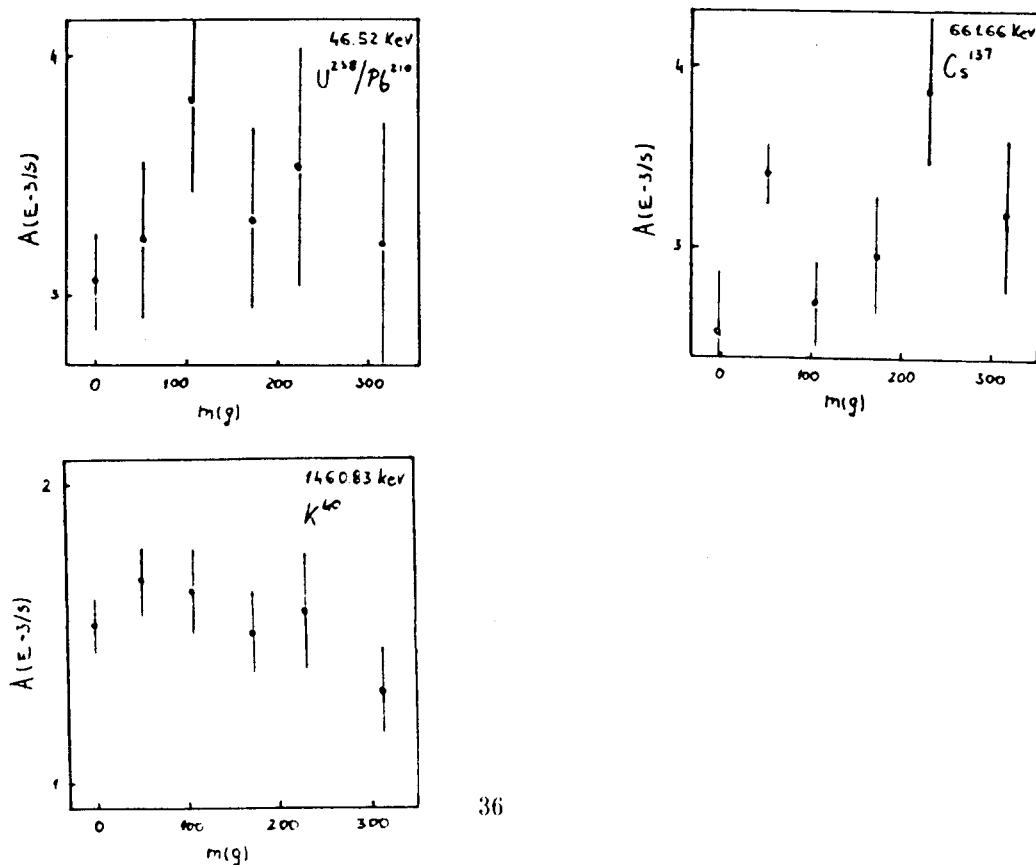
U ovom slučaju, iz grafički prikazanih rezultata primećuje se određena zavisnost između brzine brojanja pozadine koju registruje detektor i mase uzorka. Sa povećanjem mase (debljine) uzorka, brzina brojanja koju registruje detektor se smanjuje približno po eksponencijalnom zakonu. Takva zavisnost se u velikoj meri podudara sa teorijskom zavisnošću:  $N = N_0 e^{-\mu d}$ . Greške koje se javljaju kod izračunavanja brzine brojanja, visoke su samo za niskoenergetsko  $\gamma$ -zračenje. Kod  $\gamma$ -zračenja energije iznad 200 keV greške se značajno smanjuju. Ovakva zavisnost greške od energije  $\gamma$ -zračenja javlja se zbog različitih vrednosti atenuacionog koeficijenta za različite energije  $\gamma$ -zračenja. Za zračenje niže energije, vrednost atenuacionog koeficijenta je veća. Zbog toga se ukupno zračenje pozadine koje prodje kroz uzorak smanjuje, a smanjenjem brzine brojanja povećava se greška.

Za veće energije  $\gamma$ -zračenja vrednost atenuacionog koeficijenta se znatno smanjuje. Smanjenjem vrednosti atenuacionog koeficijenta smanjuje se i apsorpcija  $\gamma$ -zračenja u uzorku. Zato se ukupno zračenje koje stiže do detektora povećava, a to dovodi do smanjenja sistematske greške.

Rezultate ovog merenja koristićemo za dalju analizu.

Treće merenje brzine brojanja fona izvršeno je korišćenjem uzorka u obliku pločica, koji se nalazi unutar komore detektora.

Grafici 5.9., 5.10 5.11. Predstavljaju zavisnost brzine brojanja fona, koju registruje detektor, od mase uzorka, za tri energije  $\gamma$ -zračenja.



Iz grafičke predstave rezultata (5.9., 5.10. i 5.11.) uočava se da su tačke bez ikakve zakonitosti rasporedjene u grafiku, a greške su velike za sve energije  $\gamma$ -zračenja. Uzrok tako velikim greškama je isti kao i za uzorak Marineli oblika koji se nalazio unutar komore. Nezakoniti raspored tačaka ima dva uzroka. Jedan je mala brzina brojanja fona u komori detektora, zbog čega nije zadovoljena statistika teorijske zakonitosti  $N=N_0 e^{-\mu d}$ . Drugi razlog je, znatno manji ugao u kome uzorak zaklanja detektor [3.4]. Tako samo neznatan deo zračenja pozadine prolazi kroz uzorak.

Za dalje razmatranje koristićemo rezultate dobijene za uzorak oblika Marineli, koji se nalazio izvan komore detektora. Rezultati ovog merenja iskorišćeni su za crtanje grafičke zavisnosti  $\ln(\frac{A}{A_0} e^{\mu d})$  u fiji proizvoda  $\mu d$ .

Prilikom teoretskih razmatranja apsorpcije zračenja pozadine u uzorku, predstavljeno je da je zračenje fona izotropno. Međutim, praktično zračenje pozadine nije potpuno izotropno.

Osim uticaja anizotropije fona, dolazi i do pojave anizotropije efikasnosti detektora [3.3].

Na grafiku 5.13 prikazane su teorijske krive izračunate bez uračunavanja zavisnosti diferencijalne efikasnosti od ugla. Kružićima su obeleženi eksperimentalno dobijeni rezultati.

Iz ove zavisnosti može se uočiti da je odstupanje krivih od slučaja kada bi svo zračenje pozadine prolazilo kroz uzorak jednake debljine [3.4] mnogo veće od medjusobnog odstupanja krivih koje se javlja usled anizotropije fona i aproksimacije na oblik uzorka.

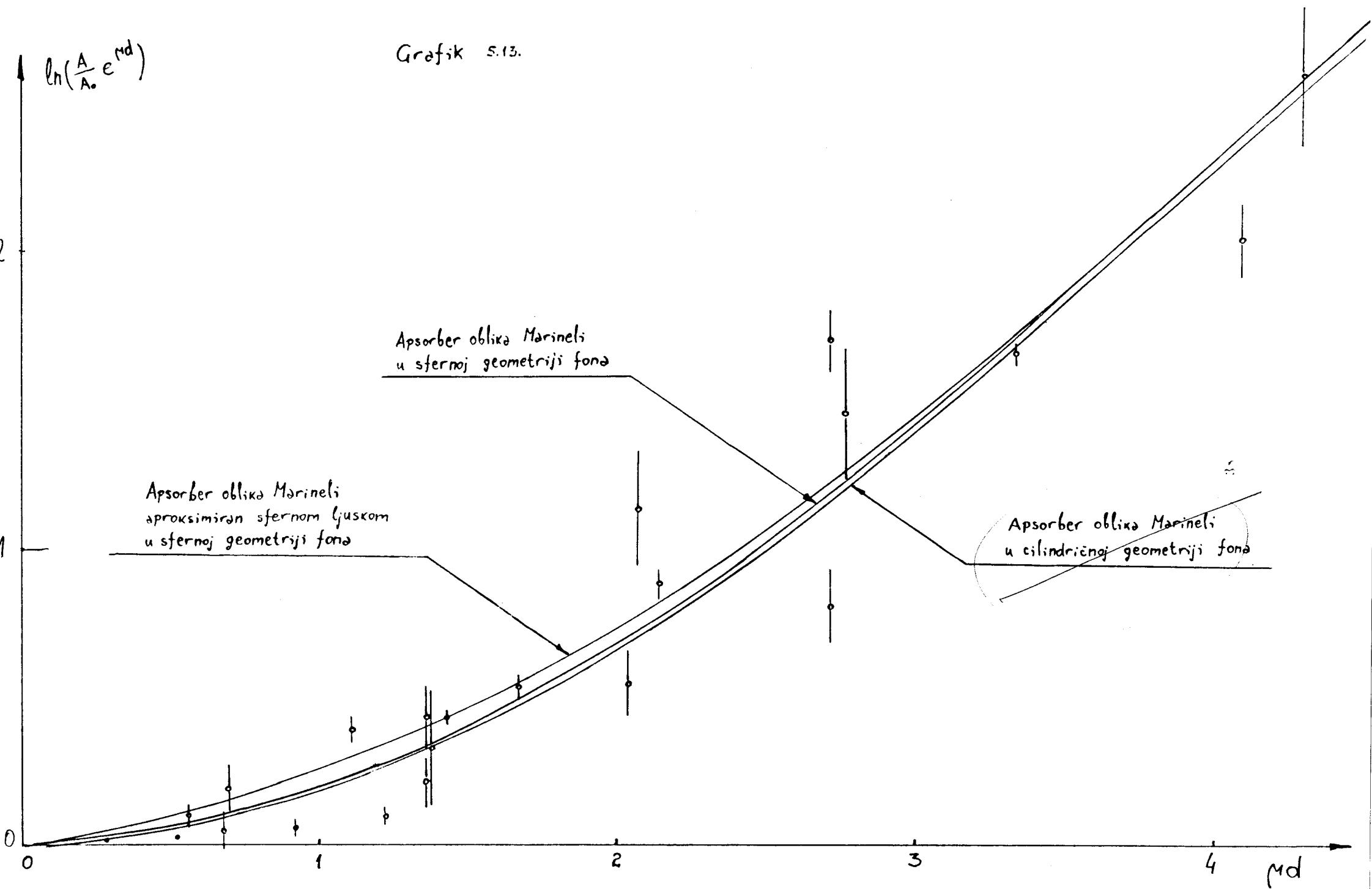
Odstupanje krivih od apscisne ose javlja se zbog toga što uzorak oblika Marineli ne obuhvata u punom prostornom ugлу detektor. Zato jedan deo zračenja pozadine stiže direktno do detektora, bez apsorpcije u uzorku. Odstupanje se povećava sa smanjenjem energije  $\gamma$ -zračenja i sa povećavanjem debljine uzorka.

Za male energije upadnog  $\gamma$ -zračenja atenuacioni koeficijent ima visoke vrednosti i zbog toga je apsorpcija izraženija nego za više energije  $\gamma$ -zračenja. Isti slučaj je i sa povećavanjem debljine uzorka.

Na grafiku 5.13. su uporedo prikazani eksperimentalni i teorijski rezultati. Odstupanje eksperimentalnih rezultata od apscisne ose je nešto veće od odstupanja teorijske krive. To znači da je stvarna apsorpcija fona manja od predviđene. Uzrok tome je zračenje koje potiče iz samog detektora. Ovo zračenje ne prolazi kroz uzorak i ne apsorbuje se u njemu. Značajan izvor zračenja unutar detektora predstavlja bakrni "hladni prst".

$$\ln\left(\frac{A}{A_0} e^{\mu d}\right)$$

Grafik 5.13.



Prilikom teoretskih razmatranja apsorpcije zračenja pozadine u uzorku, predstavljeno je da je zračenje fona izotropno. Međutim, praktično zračenje pozadine nije potpuno izotropno.

Osim uticaja anizotropije fona, dolazi i do pojave anizotropije efikasnosti detektora [3.3].

Zbog male brzine brojanja pozadine, greške koje se javljaju pri izračunavanju  $\ln\left(\frac{A}{A_0} e^{\mu d}\right)$  su velike. Usled svih ovih uzroka slaganje eksperimentalnih rezultata i teorijske krive nije potpuno. Međutim, u okvirima greške eksperimentalni rezultati su potvrdili pravilnost teorijskog razmatranja ovog problema. Zbog toga, grešku koja nastaje pri merenju brzine brojanja zračenja nekog radioaktivnog izvora, usled zanemarivanja apsorpcije zračenja u uzorku, možemo oceniti teorijskom analizom uzorka.

Zavisnost greške od energije  $\gamma$ -zračenja, brzine brojanja uzorka i debljine uzorka prikazani su na nekoliko primera.

Brzine brojanja su izračunate na tri načina:

- 1)  $A_k$  - brzina brojanja uzorka debljine k-milemetara, ako sasvim zanemarimo apsorpciju fona u

uzorku

$$A_k = A' - A_0 \quad \Delta A_k = \sqrt{(\Delta A')^2 + (\Delta A_0)^2}$$

$A'$  - ukupna (bruto) brzina brojanja pozadine i uzorka

$A_0$  - brzina brojanja fona

- 2)  $A_k^a$  - brzina brojanja uzorka debljine k-milimetara, ako predpostavimo da celokupno zračenje

pozadine prolazi kroz uzorak iste debljine

$$A_k^a = A' - A_0 e^{-\mu d_k}$$

$$\Delta A_k^a = \sqrt{(\Delta A')^2 + (\Delta A_0 e^{-\mu d_k})^2}$$

$d_k$  - debljina uzorka k-milimetara

$\mu$  - atenuacioni koeficijent

- 3)  $A_k^p$  - brzina brojanja uzorka debljine k-milimetara izračunata uvodjenjem popravki za oblik uzorka, geometriju pozadine i anizotropiju efikasnosti detektora.

$$A_k^p = A' - e^m A_0 e^{-\mu d_k} \quad m = \ln\left(\frac{A}{A_0} e^{\mu d_k}\right)$$

$$A_k^p = A' - A_0 e^{m-\mu d_k}$$

$$\Delta A_k^p = \sqrt{(\Delta A')^2 + (\Delta A_0 e^{m-\mu d_k})^2}$$

Vrednosti za m određuju se iz grafika za svaku vrednost  $\mu d$ .

Da bi se mogli odrediti vrednosti (m) za niske energije  $\gamma$ -zračenja, mora se izvršiti ekstrapolacije krive u grafiku 5.13.

Za vrednosti  $\mu d > 5$  kriva zavisnosti  $\ln\left(\frac{A}{A_0} e^{\mu d_k}\right)$  od  $\mu d$  prelazi u pravu čija je jednačina

$$m = \mu d - 1.8$$

U tabelama 5.1. i 5.2. date su brzine brojanja za nekoliko energija  $\gamma$ -zračenja, relativne sistematske i relativne slučajne greške, kao i odnos izmedju slučajnih i sistematskih grešaka.

Račun je sproveden za dve debljine uzorka, uz predpostavku da je, u prvom slučaju neto brzina brojanja uzorka dva puta veća od brzine brojanja pozadine ( $A_k^u = 2A_0$ ), a u drugom slučaju dvadeset puta veća od brzine brojanja pozadine ( $A_k^u = 20 A_0$ ).

Relativna sistematska greška - sist. (%) - je računata prema obrascu:

$$\text{sist.}(\%) = \frac{A_k^a - A_k}{A_k^a} \cdot 100\%$$

relativna slučajna greška - sluč. (%) - prema obrascu:

$$\text{sluč.}(\%) = \frac{\Delta A_k^a}{A_k^a} \cdot 100\%$$

odnos slučajne i sistematske greške -  $\frac{\text{sluč.}}{\text{sist.}}$  - izračunava se

$$\frac{\text{sluč.}}{\text{sist.}} = \frac{\Delta A_k^a}{A_k^a - A_k}$$

a relativna fina sistematska greška - fina sist. (%) :

$$\text{fina sist.}(\%) = \frac{A_k^a - A_k^p}{A_k^p} \cdot 100\%$$

Na samom početku analize tabela 5.1. i 5.2. možemo reći da su greške koje nastaju pri zane-marivanju popravki na oblik uzorka, anizotropiju efikasnosti detektora i geometriju fona (fine sistematske greške), zanemarljive u odnosu na slučajne greške. Zato se u daljem tekstu pod sistematskom greškom podrazumeva samo ona greška koja nastaje usled zanemarivanja apsorpcije fona u uzorku.

Iz tabelarno prikazanih rezultata se može uočiti da je relativna sistematska greška najveća za niskoenergetsko  $\gamma$ -zračenje i nisku brzinu brojanja uzorka.

Tabela 5.1. Zavisnost brzine brojanja uzorka i greške od energije  $\gamma$ -zračenja za uzorak debljine 6 mm

IZOTOP	E [keV]	$\mu d$	d = 1 mm							
			BRZINA BROJANJA UZORKA							
			$A_6^u = 2 A_0$			$A_1^u = 20 A_0$				
			$A_6$	$A_6^a$	$A_6^p$	$A_6$	$A_6^a$	$A_6^p$		
$U^{239}/Pb^{210}$	45.52	71.45	21 ( 7 )	32 ( 6 )	30 ( 6 )	212(16)	223(16)	221(16)		
$U^{238}/Th^{234}$	63.28	27.22	16 ( 7 )	25 ( 6 )	23 ( 6 )	164(16)	172(16)	171(16)		
$U^{238}/Bi^{214}$	1120.27	0.44	239 ( 3 )	281 ( 3 )	278 ( 3 )	2388( 8 )	2431( 8 )	2427( 8 )		
K <sup>40</sup>	1460.8	0.37	2296 ( 7 )	2652 ( 7 )	2623 ( 7 )	22964(17)	23319(16)	23291(16)		
$U^{238}/Bi^{214}$	1764.49	0.34	225.6(26)	258.6(26)	255.8(26)	2256( 6 )	2289( 6 )	2286( 6 )		
			sist. (%)	fina sist. (%)	sluč (%)	sist. sluč.	sist. (%)	fina sist. (%)	sluč (%)	sist. sluč
$U^{239}/Pb^{210}$	46.52	71.45	34.4	5.6	18.8	1.8	4.9	0.8	7.17	0.7
$U^{238}/Th^{234}$	63.28	27.22	36	6	24	1.5	4.7	0.8	9.3	0.5
$U^{238}/Bi^{214}$	1120.27	0.44	14.9	1.1	1.1	13.5	1.8	0.16	0.33	5.5
K <sup>40</sup>	1460.8	0.37	13.4	1.1	0.26	51.5	1.5	0.12	0.07	21.4
$U^{238}/Bi^{214}$	1764.49	0.34	12.8	1.1	1.0	12.8	1.4	0.13	0.26	5.4

Tabela 5.2. Zavisnost brzine brojanja uzorka i greške od energije  $\gamma$ -zračenja za uzorak debljine 1 mm

IZOTOP	E [keV]	$\mu d$	d = 1 mm							
			BRZINA BROJANJA UZORKA							
			$A_1^u = 2 A_0$			$A_1^u = 20 A_0$				
			$A_1$	$A_1^a$	$A_1^p$	$A_1$	$A_1^a$	$A_1^p$		
$U^{239}/Pb^{210}$	46.52	11.91	21.2(70)	32(6)	30(6)	212(16)	222(16)	221(16)		
$U^{238}/Th^{234}$	63.28	4.54	16.4(70)	25(6)	23(6)	164(16)	172(16)	171(16)		
$U^{238}/Bi^{214}$	1120.27	0.074	238.8(32)	247.3 (32)	246.2(32)	2388( 8)	2397( 8)	2395( 8)		
K <sup>40</sup>	1460.8	0.062	2296 ( 7)	2365 ( 7)	2355 ( 7)	22964(16)	23033(16)	23022(16)		
$U^{238}/Bi^{214}$	1764.49	0.057	225.6(26)	231.8(25)	230.8(26)	2256( 6)	2262( 6)	2261( 6)		
			sist. (%)	fina sist. (%)	sluč (%)	sist. sluc.	sist. (%)	fina sist. (%)	sluč (%)	sist. sluc
$U^{239}/Pb^{210}$	46.52	11.91	33.3	5.6	19.2	1.7	4.5	0.8	7.2	0.6
$U^{238}/Th^{234}$	63.28	4.54	33.3	6	24.8	1.3	4.7	0.8	9.3	0.5
$U^{238}/Bi^{214}$	1120.27	0.074	3.4	0.5	1.3	2.6	0.38	0.04	0.3	1.3
K <sup>40</sup>	1460.8	0.062	2.9	0.46	0.3	9.7	0.3	0.05	0.07	4.3
$U^{238}/Bi^{214}$	1764.49	0.057	2.7	0.43	1.08	2.5	0.26	0.04	0.27	0.96

Iz odnosa slučajne i sistematske greške se može uočiti da je za male brzine brojanja uzorka, sistematska greška veća od slučajne, za sve energije  $\gamma$ -zračenja.

Sa povećavanjem brzine brojanja dolazi do smanjivanja relativne sistematske greške. Do smanjenja greške dolazi zbog toga što za veće brzine brojanja uzorka apsorbovano zračenje pozadine predstavlja manji deo ukupnog registrovanog zračenja.

Ako razmatramo zavisnost relativne sistematske greške od energije  $\gamma$ -zračenja, možemo zaključiti da je za niske energije sistematska greška najveća. Uzrok tome su velike vrednosti atenuacionog koeficijenta za niskoenergetsko zračenje. Sa povećanjem vrednosti atenuacionog koeficijenta, dolazi do povećanja apsorpcije fona u uzorku, pa prema tome i greške koja se unosi zanemarivanjem ove apsorpcije.

Za veće energije  $\gamma$ -zračenja, vrednost relativne sistematske greške se značajno smanjuje. Medutim, istovremeno dolazi i do smanjivanja vrednosti za relativnu slučajnu grešku. Zbog toga je i za veće energije  $\gamma$ -zračenja sistematska greška veća od slučajne.

Smanjenje vrednosti slučajne greške je donekle veštačko i izazvano je unapred predpostavljenom većom tačnošću brzine brojanja uzorka za velike energije. Ovo je nastalo zbog toga što se linije visokoenergetskog zračenja nalaze na kontinuumu sa malim brzinama brojanja.

Ako je brzina brojanja uzorka za red veličine veća od brzine brojanja pozadine, tada se relativna sistematska greška značajno smanjuje za sve energije  $\gamma$ -zračenja. Zbog istovremenog smanjenja slučajne greške, njihove vrednosti su približno podjednake.

Povećanjem debljine uzorka, vrednosti za sistematsku i slučajnu grešku ostaju nepromenjeni za niskoenergetsko  $\gamma$ -zračenje. To se objašnjava velikom vrednošću atenuacionog koeficijenta za niskoenergetsko  $\gamma$ -zračenje. Zato se niskoenergetsko zračenje fona skoro celokupno apsorbuje već u uzorku male debljine. Povećanjem debljine uzorka, naknadno se apsorbuje samo neznatan deo preostalog zračenja pozadine. Ovaj slučaj se javlja i za male i za velike brzine brojanja uzorka.

Za veće energije  $\gamma$ -zračenja, povećanje debljine uzorka uslovjava povećanje relativne sistematske greške. U ovom slučaju je vrednost atenuacionog koeficijenta mala, pa je apsorpcija u uzorku male debljine osetno manja od apsorpcije u uzorku veće debljine.

Za veće debljine uzorka sistematska greška kod visokoenergetskog  $\gamma$ -zračenja je za red veličine veća od slučajne. Povećanjem brzine brojanja uzorka, veličina sistematske greške se smanjuje. Medutim, njena vrednost je i dalje nekoliko puta veća od vrednosti za slučajnu grešku.

## 6. ZAKLJUČAK

Cilj ovog rada bio je da se eksperimentalnim merenjima brzine brojanja proceni sistematska greška koja nastaje usled zanemarivanja apsorpcije zračenja pozadine u uzorku i izvrši poredjenje dobijenih rezultata se teorijskim razmatra njima.

Na osnovu dobijenih rezultata i njihove diskusije može se zaključiti da je veličina fine sistematske greške za sve energije, brzine brojanja i debljine uzorka više, puta manja od sistematske greške, nastale usled zanemarivanja apsorpcije fona u uzorku i slučajne greške. Prema tome, uzorak oblika Marineli se slobodno može aproksimirati sferom i pretpostaviti da celokupno zračenje pozadine prolazi kroz uzorak iste debljine. Takodje se može zanemariti anizotropija efikasnosti detektora i anizotropija zračenja okoline.

Razmatrajući veličinu sistematske greške, oučava se da ona nije ista za sve energije  $\gamma$ -zračenja, brzine brojanja i debljine uzorka. Najveću vrednost sistematska greška ima za niskoenergetsko zračenje i malu brzinu brojanja uzorka. Sa povećanjem energije  $\gamma$ -zračenja dolazi do smanjenja atenuacionog koeficijenta i sistematska greška se smanjuje. Međutim, za male brzine brojanja uzorka sistematska greška je za sve energije veća od slučajne greške. Zbog toga se za male brzine brojanja uzorka sistematska greška ne sme zanemariti.

Za uzorce čija je brzina brojanja za red veličine veća od brzine brojanja pozadine, sistematska greška se značajno smanjuje, te za velike brzine brojanja i visokoenergetsko  $\gamma$ -zračenje sistematska greška nije od velikog značaja.

Osim od brzine brojanja i energije  $\gamma$ -zraka, veličina sistematske greške zavisi i od debljine i oblika uzorka. Poseban značaj promene debljine uzorka na veličinu greške ima za visokoenergetsko  $\gamma$ -zračenje.

Prostorni ugao u kome uzorak zaklapa detektor takodje utiče na veličinu sistematske greške. Sa povećanjem prostornog ugla u kome uzorak zaklanja detektor povećava se i apsorpcija fona, a time i sistematska greška poprima veću vrednost.

Rezultati merenja mogli bi se poboljšati povećanjem vremena merenja brzine brojanja i korišćenjem uzorka različitih oblika i dimenzija.

## 7. PRILOG

**Tabela 1.** Fon  
vreme merenja t=966774 s

	E[keV]	N [imp]·10 <sup>3</sup>	A[ $\frac{\text{imp}}{\text{s}}$ ]·10 <sup>-3</sup>
U <sup>238</sup> /Pb <sup>210</sup>	46.63(18)	2.78(14)	2.88(14)
U <sup>238</sup> /Th <sup>234</sup>	63.14(17)	3.22(12)	3.33(12)
U <sup>238</sup> /Ra <sup>226</sup>	186.82(22)	4.80(13)	4.96(13)
Th <sup>232</sup> T <sup>228</sup>	240.72(16)	0.58( 9)	0.60( 9)
U <sup>238</sup> /Pb <sup>214</sup>	241.88(12)	1.11( 9)	1.15( 9)
U <sup>238</sup> /Pb <sup>214</sup>	295.14(13)	2.76( 9)	2.85( 9)
Cs <sup>134</sup>	604.43(11)	0.52( 5)	0.54( 5)
U <sup>238</sup> /Bi <sup>214</sup>	609.03(11)	3.50( 7)	3.62( 7)
Cs <sup>137</sup>	661.31(13)	2.60( 6)	2.69( 6)
Cs <sup>134</sup>	795.29(24)	0.51( 4)	0.53( 4)
Th <sup>232</sup> /Ac <sup>229</sup>	910.73(22)	0.56( 4)	0.58( 4)
U <sup>238</sup> /Pb <sup>214</sup>	1119.71(15)	0.74( 4)	0.77( 4)
K <sup>40</sup>	1459.82(20)	1.49( 5)	1.54( 5)
U <sup>238</sup> /Pb <sup>214</sup>	1763.15(21)	0.54( 4)	0.56( 4)

**Tabela 2.** Izvor Marinelli oblika unutar komore detektora  
debljina uzorka d=1 mm  
vreme merenja t = 284,560 s

	E[keV]	N [imp]·10 <sup>3</sup>	A[ $\frac{\text{imp}}{\text{s}}$ ]·10 <sup>-3</sup>
U <sup>238</sup> /Pb <sup>210</sup>	46.51(20)	0.74(15)	2.5 ( 5)
U <sup>238</sup> /Th <sup>234</sup>	63.64(18)	0.60(10)	2.1 ( 3)
U <sup>238</sup> /Ra <sup>226</sup>	185.84(22)	0.96( 0)	3.28(20)
Th <sup>232</sup> T <sup>228</sup>	240.85(16)	0.14( 5)	0.48(17)
U <sup>238</sup> /Pb <sup>214</sup>	242.01(12)	0.02( 4)	0.07(14)
U <sup>238</sup> /Pb <sup>214</sup>	295.07(15)	0.37( 5)	1.26(17)
Cs <sup>134</sup>	604.44(11)	0.08( 3)	
U <sup>238</sup> /Bi <sup>214</sup>	609.04(11)	0.98( 4)	3.35(14)
Cs <sup>137</sup>	661.39(11)	0.62( 4)	2.11(14)
Cs <sup>134</sup>	795.15(21)	0.12( 2)	0.40( 8)
Th <sup>232</sup> /Ac <sup>229</sup>	911.15(16)	0.18( 2)	0.61( 8)
U <sup>238</sup> /Pb <sup>214</sup>	1119.63(18)	0.17( 3)	0.58( 9)
K <sup>40</sup>	1459.76(16)	0.40( 3)	1.38( 9)
U <sup>238</sup> /Pb <sup>214</sup>	1763.00(17)	0.21( 4)	0.71( 9)

**Tabela 3.** Uzorak oblika Marinelli unutar komore detektora  
debljina uzorka d=2 mm  
vreme merenja t=72669 s

	E[keV]	N [imp]·10 <sup>3</sup>	A[ $\frac{\text{imp}}{\text{s}}$ ]·10 <sup>-3</sup>
U <sup>238</sup> /Pb <sup>210</sup>	46.58(17)	0.23( 3)	3.20(41)
U <sup>238</sup> /Th <sup>234</sup>	63.30(17)	0.20( 3)	2.75(41)
U <sup>238</sup> /Ra <sup>226</sup>	185.77(22)	0.28( 3)	3.90(41)
Th <sup>232</sup> T <sup>228</sup>	240.84(16)	0.04( 2)	0.61(28)
U <sup>238</sup> /Pb <sup>214</sup>	242.28(13)	0.01( 2)	0.14(28)
U <sup>238</sup> /Pb <sup>214</sup>	294.79(19)	0.09( 2)	1.24(26)
Cs <sup>134</sup>	604.42(12)	0.03( 1)	
U <sup>238</sup> /Bi <sup>214</sup>	609.02(12)	0.22( 2)	3.07(26)
Cs <sup>137</sup>	661.40(12)	0.19( 2)	2.60(25)
Cs <sup>134</sup>	795.87( 9)	0.02( 2)	0.28(25)
Th <sup>232</sup> /Ac <sup>229</sup>	911.16(10)	0.02( 1)	0.26(13)
U <sup>238</sup> /Pb <sup>214</sup>	1119.52(18)	0.06( 1)	0.87(15)
K <sup>40</sup>	1459.40(20)	0.10( 1)	1.42(18)
U <sup>238</sup> /Pb <sup>214</sup>	1761.74(26)	0.04( 1)	0.61(15)

**Tabela 4.** Uzorak oblika Marinelli unutar komore detektora  
debljina uzorka d=3 mm  
vreme merenja t=132105 s

	E[keV]	N [imp]·10 <sup>3</sup>	A[ $\frac{\text{imp}}{\text{s}}$ ]·10 <sup>-3</sup>
U <sup>238</sup> /Pb <sup>210</sup>	50.67(13)	0.42( 4)	3.20(30)
U <sup>238</sup> /Th <sup>234</sup>	67.30(13)	0.33( 4)	2.50(30)
U <sup>238</sup> /Ra <sup>226</sup>	189.54(22)	0.46( 4)	3.50(30)
Th <sup>232</sup> T <sup>228</sup>	242.22( 9)	0.65( 4)	4.92(30)
U <sup>238</sup> /Pb <sup>214</sup>	244.40(40)	0.06( 3)	0.42(22)
U <sup>238</sup> /Pb <sup>214</sup>	298.62(10)	0.33( 3)	2.50(22)
Cs <sup>134</sup>	607.10( 8)	0.09( 2)	0.66(15)
U <sup>238</sup> /Bi <sup>214</sup>	611.68( 8)	0.77( 3)	5.83(23)
Cs <sup>137</sup>	663.77( 9)	0.31( 2)	2.36(18)
Cs <sup>134</sup>	797.67(14)	0.09( 2)	0.69(12)
Th <sup>232</sup> /Ac <sup>229</sup>	912.71(17)	0.08( 2)	0.58(12)
U <sup>238</sup> /Pb <sup>214</sup>	1121.01(13)	0.18( 2)	1.33(13)
K <sup>40</sup>	1460.59(19)	0.11( 2)	0.83(16)
U <sup>238</sup> /Pb <sup>214</sup>	1762.89(21)	0.14( 2)	1.09(12)

**Tabela 5.** Uzorak oblika Marinelli unutar komore detektora  
debljina uzorka d=4 mm  
vreme merenja t=241888 s

	E[keV]	N [imp]·10 <sup>3</sup>	A[ $\frac{\text{imp}}{\text{s}}$ ]·10 <sup>-3</sup>
U <sup>238</sup> /Pb <sup>210</sup>	50.42(12)	0.96( 5)	3.97(21)
U <sup>238</sup> /Th <sup>234</sup>	67.12(12)	0.68( 5)	2.81(21)
U <sup>238</sup> /Ra <sup>226</sup>	189.22(21)	1.11( 5)	4.59(21)
Th <sup>232</sup> T <sup>228</sup>	241.90( 9)	1.53( 6)	6.33(24)
U <sup>238</sup> /Pb <sup>214</sup>	244.07(13)	0.11( 4)	0.45(17)
U <sup>238</sup> /Pb <sup>214</sup>	298.26(13)	0.22( 4)	0.91(17)
Cs <sup>134</sup>	606.77( 9)	0.14( 2)	0.60(10)
U <sup>238</sup> /Bi <sup>214</sup>	611.35( 9)	0.46( 3)	1.90(12)
Cs <sup>137</sup>	663.50( 8)	0.70( 3)	2.89(12)
Cs <sup>134</sup>	796.99(13)	0.13( 2)	0.54(10)
Th <sup>232</sup> /Ac <sup>229</sup>	912.15( 8)	0.09( 2)	0.36( 9)
U <sup>238</sup> /Pb <sup>214</sup>	1120.53(15)	0.13( 2)	0.52( 8)
K <sup>40</sup>	1459.65(13)	0.28( 2)	1.16(10)
U <sup>238</sup> /Pb <sup>214</sup>	1762.22(35)	0.08( 2)	0.33( 1)

**Tabela 6.** Uzorak oblika Marinelli unutar komore detektora  
debljina uzorka d=6 mm  
vreme merenja t=225936 s

	E[keV]	N [imp]·10 <sup>3</sup>	A[ $\frac{\text{imp}}{\text{s}}$ ]·10 <sup>-3</sup>
U <sup>238</sup> /Pb <sup>210</sup>	50.54(12)	0.93( 5)	4.11(22)
U <sup>238</sup> /Th <sup>234</sup>	67.27(12)	0.68( 5)	3.01(22)
U <sup>238</sup> /Ra <sup>226</sup>	189.27(21)	1.06( 5)	4.69(22)
Th <sup>232</sup> T <sup>228</sup>	241.99( 9)	1.37( 5)	6.06(22)
U <sup>238</sup> /Pb <sup>214</sup>	244.17(13)	0.08( 3)	0.35(13)
U <sup>238</sup> /Pb <sup>214</sup>	298.35(14)	0.21( 3)	0.93(13)
Cs <sup>134</sup>	606.95( 9)	0.18( 2)	0.79(10)
U <sup>238</sup> /Bi <sup>214</sup>	611.54( 9)	0.59( 3)	2.61(13)
Cs <sup>137</sup>	663.66( 9)	0.60( 3)	2.26(13)
Cs <sup>134</sup>	797.11(16)	0.11( 2)	0.50( 9)
Th <sup>232</sup> /Ac <sup>229</sup>	912.05(19)	0.10( 2)	0.42( 8)
U <sup>238</sup> /Pb <sup>214</sup>	1120.78(23)	0.10( 2)	0.44( 9)
K <sup>40</sup>	1459.90(13)	0.34( 2)	1.50(10)
U <sup>238</sup> /Pb <sup>214</sup>	1762.17(24)	0.10( 2)	0.42( 8)

**Tabela 7.** Uzorak oblika Marinelli izvan komore detektora  
FON  
vreme merenja t=85003 s

	E[ekv]	N [imp]·10 <sup>3</sup>	A[ $\frac{\text{imp}}{\text{s}}$ ]·10 <sup>-3</sup>
U <sup>238</sup> /Pb <sup>210</sup>	46.21(21)	0.9 ( 3)	10.6(35)
U <sup>238</sup> /Th <sup>234</sup>	63.48(10)	0.7 ( 3)	8.2(35)
U <sup>238</sup> /Th <sup>234</sup>	92.7 ( 3)	1.8 ( 5)	21.2(58)
Th <sup>232</sup> /Ac <sup>228</sup>	93.47(18)	1.6 ( 6)	18.8(71)
U <sup>238</sup> /Ra <sup>226</sup> +U <sup>235</sup>	185.90(21)	5.3 ( 3)	62.4(35)
Th <sup>232</sup> /Th <sup>228</sup>	240.74(11)	2.46(25)	28.9(29)
U <sup>238</sup> /P <sup>214</sup>	241.90( 4)	7.10(25)	83.5(29)
U <sup>238</sup> /Pb <sup>214</sup>	295.15( 4)	17.31(24)	203.6(28)
Th <sup>232</sup> /Tl <sup>208</sup>	583.15( 3)	22.18(19)	260.9(22)
U <sup>238</sup> /Bi <sup>214</sup>	609.27( 3)	34.49(22)	405.4(26)
Cs <sup>137</sup>	661.58( 4)	3.55(12)	41.8(14)
U <sup>238</sup> /Bi <sup>214</sup>	768.27( 4)	3.29(12)	38.7(14)
Cs <sup>134</sup>	794.93(12)	3.12(12)	36.7(14)
Th <sup>232</sup> /Ac <sup>228</sup>	911.15( 5)	18.25(17)	214.7(20)
Th <sup>232</sup> /Ac <sup>228</sup>	908.94( 6)	10.90(15)	128.2(18)
U <sup>238</sup> /Bi <sup>214</sup>	1120.27(14)	10.15(14)	119.4(16)
K <sup>40</sup>	1460.88( 7)	92. (13)	1148.2(35)
U <sup>238</sup> /Bi <sup>214</sup>	1764.53(16)	9.59(11)	112.9(13)

**Tabela 8.** Uzorak oblika Marinelli izvan komore detektora  
debljina uzorka d=1 mm  
vreme merenja t=77501 s

	E[ekv]	N [imp]·10 <sup>3</sup>	A[ $\frac{\text{imp}}{\text{s}}$ ]·10 <sup>-3</sup>
U <sup>238</sup> /Pb <sup>210</sup>	45.9 ( 3)	0.46(21)	5.9(27)
U <sup>238</sup> /Th <sup>234</sup>	63.48(16)	0.1 ( 3)	1.3(39)
U <sup>238</sup> /Th <sup>234</sup>	92.4 ( 4)	1.4 ( 5)	18.1(65)
Th <sup>232</sup> /Ac <sup>228</sup>	93.21(26)	1.1 ( 5)	14.2(65)
U <sup>238</sup> /Ra <sup>226</sup> +U <sup>235</sup>	185.97(22)	1.90(20)	24.5(26)
Th <sup>232</sup> /Th <sup>228</sup>	240.80(11)	1.36(19)	17.5(25)
U <sup>238</sup> /P <sup>214</sup>	241.96( 4)	3.44(19)	44.4(25)
U <sup>238</sup> /Pb <sup>214</sup>	295.24( 4)	10.04(20)	129.5(26)
Th <sup>232</sup> /Tl <sup>208</sup>	583.34( 4)	18.05(19)	239.9(25)
U <sup>238</sup> /Bi <sup>214</sup>	609.47( 3)	27.26(20)	351.7(26)
Cs <sup>137</sup>	661.75( 4)	2.80(11)	36.1(14)
U <sup>238</sup> /Bi <sup>214</sup>	768.52( 5)	2.85(11)	36.8(14)
Cs <sup>134</sup>	795.16(13)	2.63(11)	33.9(14)
Th <sup>232</sup> /Ac <sup>228</sup>	911.44( 5)	15.03(16)	193.9(21)
Th <sup>232</sup> /Ac <sup>228</sup>	969.26( 6)	9.36(15)	120.8(19)
U <sup>238</sup> /Bi <sup>214</sup>	1120.64( 5)	8.65(13)	111.6(17)
K <sup>40</sup>	1461.29( 7)	83.7 ( 3)	1080.0(39)
U <sup>238</sup> /Bi <sup>214</sup>	1765.11(16)	8.43(11)	108.8(14)

**Tabela 9.** Uzorak oblika Marinelli izvan komore detektora  
debljina uzorka d=2 mm  
vreme merenja t=86301 s

	E[ekv]	N [imp]·10 <sup>3</sup>	A[ $\frac{\text{imp}}{\text{s}}$ ]·10 <sup>-3</sup>
U <sup>238</sup> /Pb <sup>210</sup>	46.51( 7)	0.20(19)	2.32(220)
U <sup>238</sup> /Th <sup>234</sup>	62.85(18)	0.77(23)	8.9 (23)
U <sup>238</sup> /Th <sup>234</sup>	92.48(29)	1.44(27)	16.7 (31)
Th <sup>232</sup> /Ac <sup>228</sup>	93.27(14)	0.8 ( 3)	9.3 (35)
U <sup>238</sup> /Ra <sup>226</sup> +U <sup>235</sup>	185.90(21)	1.92(19)	22.3 (22)
Th <sup>232</sup> /Th <sup>228</sup>	240.69(11)	0.86(17)	10.0 (20)
U <sup>238</sup> /P <sup>214</sup>	241.85( 4)	2.27(17)	26.6 (20)
U <sup>238</sup> /Pb <sup>214</sup>	295.11( 4)	8.35(19)	98.8 (22)
Th <sup>232</sup> /Tl <sup>208</sup>	583.04( 3)	17.51(19)	202.9 (21)
U <sup>238</sup> /Bi <sup>214</sup>	609.17( 3)	26.79(20)	310.4 (23)
Cs <sup>137</sup>	661.44( 4)	2.69(12)	31.2 (14)
U <sup>238</sup> /Bi <sup>214</sup>	768.16( 4)	2.94(12)	34.1 (14)
Cs <sup>134</sup>	794.79(12)	2.58(11)	29.9 (13)
Th <sup>232</sup> /Ac <sup>228</sup>	910.99( 4)	15.27(16)	176.9 (19)
Th <sup>232</sup> /Ac <sup>228</sup>	968.78( 6)	9.41(14)	109.0 (16)
U <sup>238</sup> /Bi <sup>214</sup>	1120.05( 5)	8.90(13)	103.1 (15)
K <sup>40</sup>	1460.52( 7)	88.4 ( 3)	1024.32(37)
U <sup>238</sup> /Bi <sup>214</sup>	1764.10(17)	8.75(11)	101.4(13)

**Tabela 10.** Uzorak oblika Marinelli izvan komore detektora  
debljina uzorka d=3 mm  
vreme merenja t=86806 s

	E[ekv]	N [imp]·10 <sup>3</sup>	A[ $\frac{\text{imp}}{\text{s}}$ ]·10 <sup>-3</sup>
U <sup>238</sup> /Pb <sup>210</sup>	45.83(22)	0.53(20)	6.1 (23)
U <sup>238</sup> /Th <sup>234</sup>	63.1 ( 5)	0.36(23)	4.1 (26)
U <sup>238</sup> /Th <sup>234</sup>	92.8 ( 4)	0.96(24)	11.1 (28)
Th <sup>232</sup> /Ac <sup>228</sup>	93.44(24)	0.0 ( 4)	0.0 (45)
U <sup>238</sup> /Ra <sup>226</sup> +U <sup>235</sup>	185.79(22)	1.31(18)	15.78(21)
Th <sup>232</sup> /Th <sup>228</sup>	240.67(11)	0.96(16)	11.1 (18)
U <sup>238</sup> /P <sup>214</sup>	241.83( 5)	1.62(16)	18.7 (18)
U <sup>238</sup> /Pb <sup>214</sup>	295.10( 4)	5.70(17)	65.7 (20)
Th <sup>232</sup> /Tl <sup>208</sup>	583.00( 3)	15.11(17)	174.1 (20)
U <sup>238</sup> /Bi <sup>214</sup>	609.11( 3)	23.14(19)	226.6 (21)
Cs <sup>137</sup>	661.39( 5)	2.42(12)	27.9 (14)
U <sup>238</sup> /Bi <sup>214</sup>	768.05( 5)	2.54(12)	29.3 (14)
Cs <sup>134</sup>	794.65(13)	2.30(11)	26.5 (13)
Th <sup>232</sup> /Ac <sup>228</sup>	910.90( 5)	13.79(15)	158.9 (17)
Th <sup>232</sup> /Ac <sup>228</sup>	968.67( 6)	8.48(14)	97.7 (16)
U <sup>238</sup> /Bi <sup>214</sup>	1119.97( 5)	8.32(13)	95.8 (15)
K <sup>40</sup>	1400.40( 7)	82.8 ( 3)	988.4 (35)
U <sup>238</sup> /Bi <sup>214</sup>	1704.01(17)	8.45(11)	97.3 (13)

**Tabela 11.** Uzorak oblika Marinelli izvan komore detektora  
 debljina uzorka  $d=4$  mm  
 vreme merenja  $t=113570$  s

	E[ekv]	N [imp] $\cdot 10^3$	A [ $\frac{\text{imp}}{\text{s}}$ ] $\cdot 10^{-3}$
$\text{U}^{238}/\text{Pb}^{210}$	46.83(22)	0.51(20)	4.5 (19)
$\text{U}^{238}/\text{Th}^{234}$	63.1 ( 5)	0.85(25)	7.5 (22)
$\text{U}^{238}/\text{Th}^{234}$	92.8 ( 4)	1.79(29)	15.8 (20)
$\text{Th}^{232}/\text{Ac}^{228}$	93.63(28)	0.4 ( 4)	3.5 (35)
$\text{U}^{238}/\text{Ra}^{226} + \text{U}^{235}$	185.77(24)	1.47(20)	12.9 (18)
$\text{Th}^{232}/\text{Th}^{228}$	240.66(11)	0.87(18)	3.1 (15)
$\text{U}^{238}/\text{P}^{214}$	241.82( 5)	1.39(17)	7.7 (16)
$\text{U}^{238}/\text{Pb}^{214}$	295.06( 5)	5.72(18)	12.2 (15)
$\text{Th}^{232}/\text{Tl}^{208}$	583.03( 4)	15.99(18)	50.4 (16)
$\text{U}^{238}/\text{Bi}^{214}$	609.13( 3)	25.24(20)	140.8 (16)
$\text{Cs}^{137}$	661.46( 6)	2.61(13)	222.2 (18)
$\text{U}^{238}/\text{Bi}^{214}$	768.12( 6)	2.69(12)	23.0 (11)
$\text{Cs}^{134}$	794.06(15)	2.27(14)	23.7 (11)
$\text{Th}^{232}/\text{Ac}^{228}$	910.96( 5)	15.66(17)	137.9 (15)
$\text{Th}^{232}/\text{Ac}^{228}$	968.73( 6)	9.25(15)	81.5 (13)
$\text{U}^{238}/\text{Bi}^{214}$	1119.99( 5)	9.07(14)	79.9 (12)
$\text{K}^{40}$	1460.52( 7)	95.6 ( 4)	841.8 (35)
$\text{U}^{238}/\text{Bi}^{214}$	1764.11(17)	9.60(13)	84.5 (11)

**Tabela 12.** Uzorak oblika Marinelli izvan komore detektora  
debljina uzorka d=6 mm  
vreme merenja t=135522 s

	E[ekv]	N [imp]·10 <sup>3</sup>	A[ $\frac{\text{imp}}{\text{s}}$ ]·10 <sup>-3</sup>
U <sup>238</sup> /Pb <sup>210</sup>	45.83(22)	0.0 ( 7)	0.0 (52)
U <sup>238</sup> /Th <sup>234</sup>	63.1 ( 5)	0.6 ( 5)	4.4 (37)
U <sup>238</sup> /Th <sup>234</sup>	92.8 ( 4)	1.8 ( 6)	13.2 (44)
Th <sup>232</sup> /Ac <sup>228</sup>	93.63(28)	0.1 ( 6)	0.7 (44)
U <sup>238</sup> /Ra <sup>226</sup> +U <sup>235</sup>	185.53(23)	1.90(21)	14.0 (15)
Th <sup>232</sup> /Th <sup>228</sup>	240.61(11)	0.95(18)	7.0 (13)
U <sup>238</sup> /P <sup>214</sup>	241.77( 5)	1.44(18)	10.6 (13)
U <sup>238</sup> /Pb <sup>214</sup>	295.03( 5)	5.04(18)	37.2 (13)
Th <sup>232</sup> /Tl <sup>208</sup>	583.01( 4)	15.03(18)	110.9 (13)
U <sup>238</sup> /Bi <sup>214</sup>	609.10( 3)	23.57(20)	173.9 (15)
Cs <sup>137</sup>	661.42( 7)	2.09(13)	15.4 (10)
U <sup>238</sup> /Bi <sup>214</sup>	768.08( 7)	2.63(12)	19.4 ( 9)
Cs <sup>134</sup>	794.51(17)	2.13(16)	15.7 (12)
Th <sup>232</sup> /Ac <sup>228</sup>	910.93( 5)	15.62(17)	115.3 (13)
Th <sup>232</sup> /Ac <sup>228</sup>	968.72( 7)	9.26(16)	68.3 (12)
U <sup>238</sup> /Bi <sup>214</sup>	1119.97( 5)	8.99(15)	66.3 (11)
K <sup>40</sup>	1460.52( 7)	99.3 ( 4)	732.7 (30)
U <sup>238</sup> /Bi <sup>214</sup>	1764.12(17)	10.06(12)	74.2 ( 9)

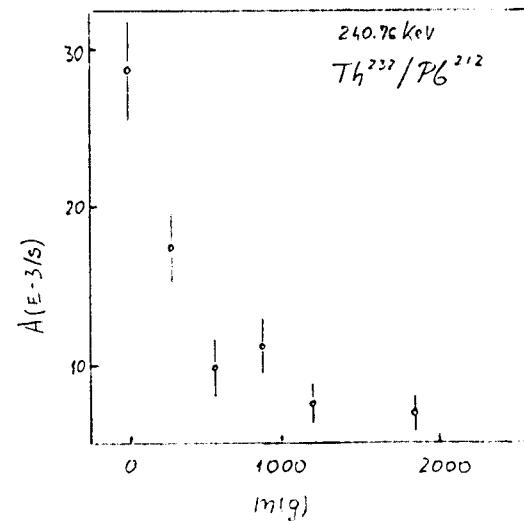
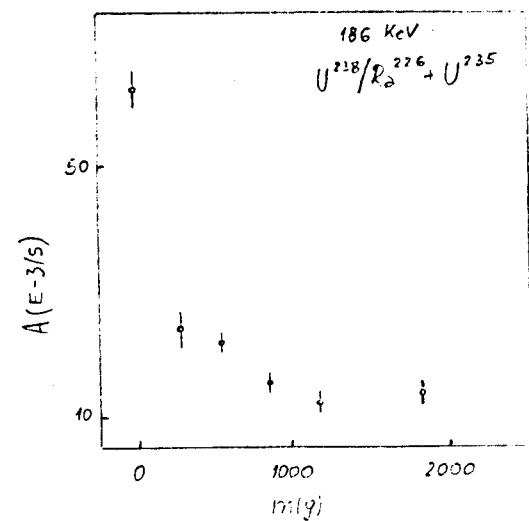
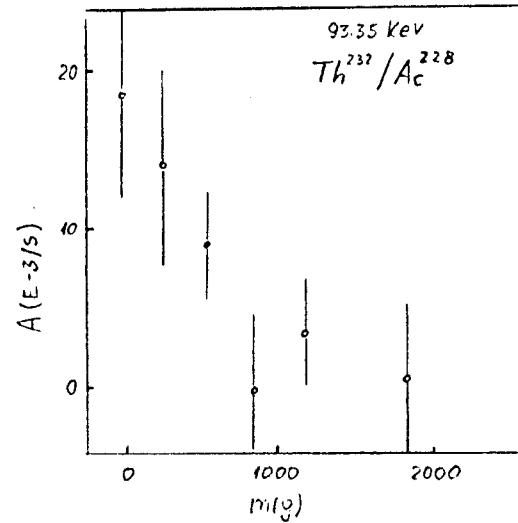
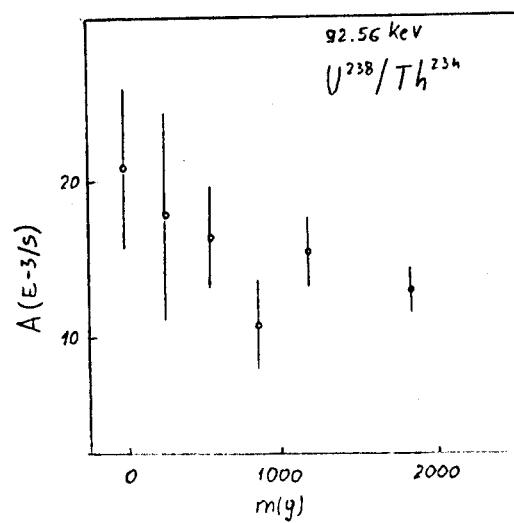
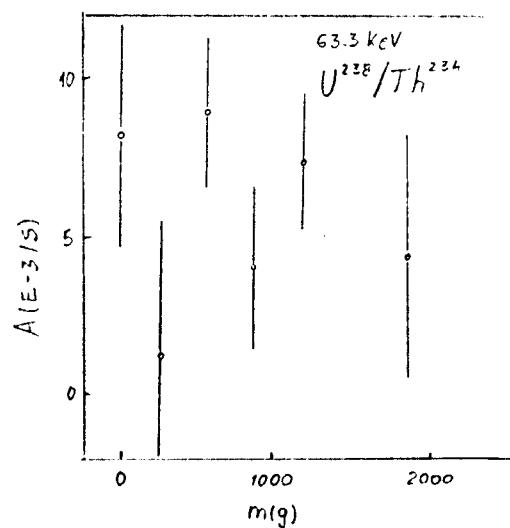
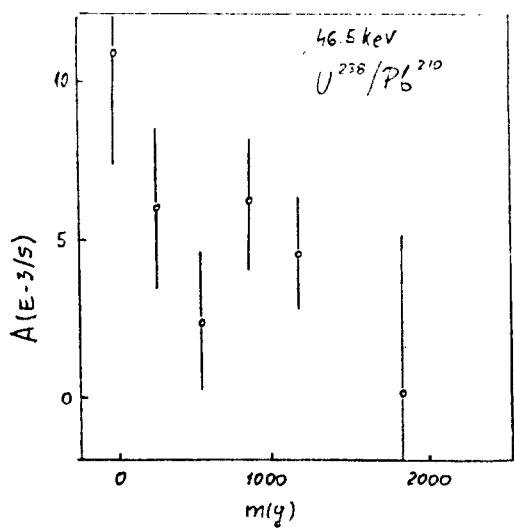
Tabela 13. Izvor oblika Marineli izvan komore detektora

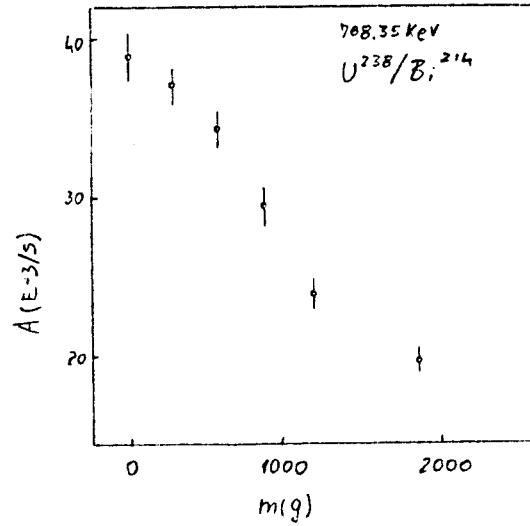
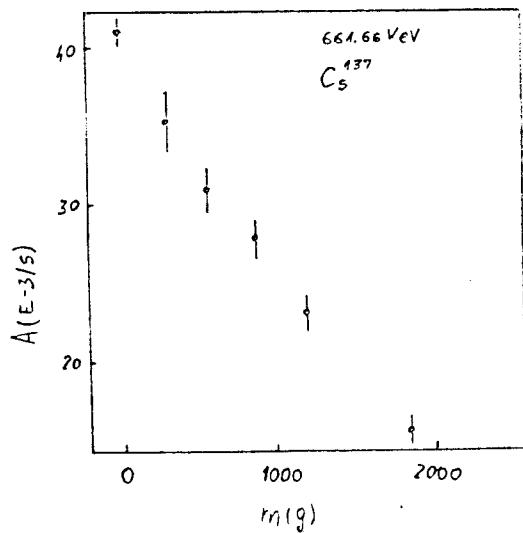
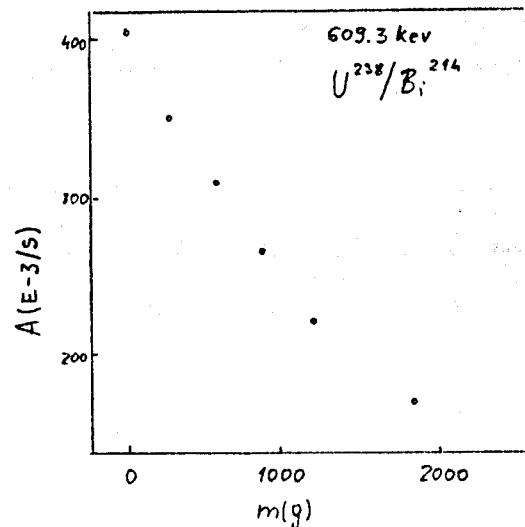
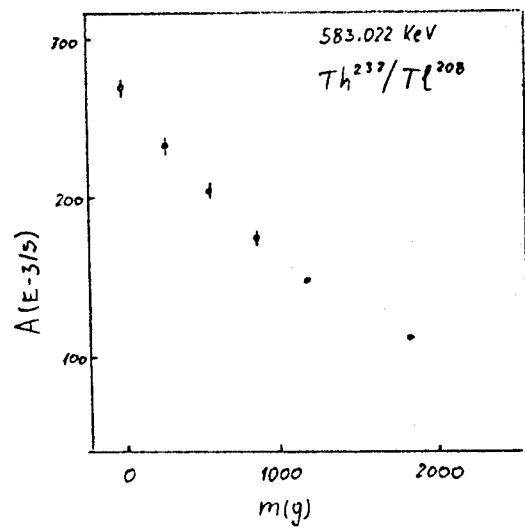
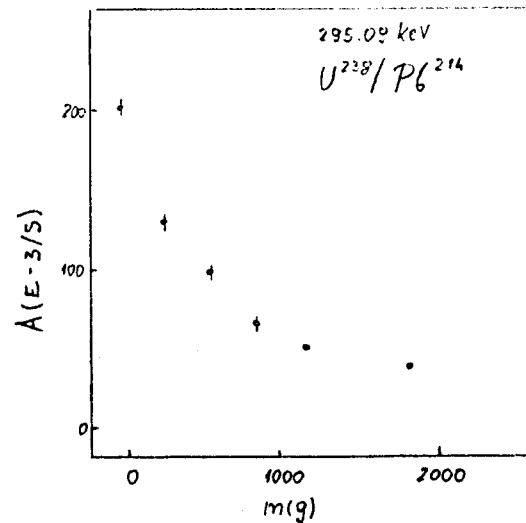
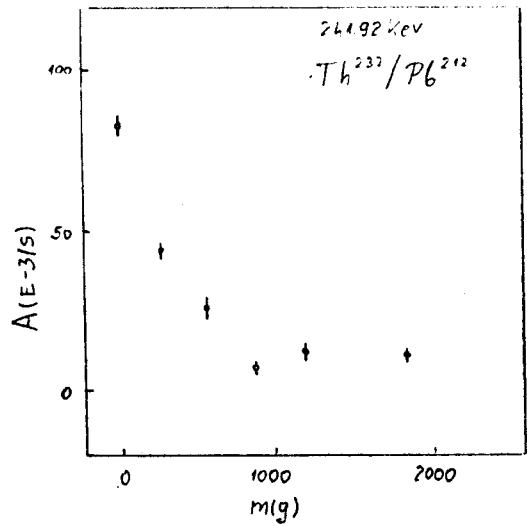
E (keV)	$\mu(\text{cm}^{-1})$	$d_1 = 1 \text{ mm}$		$d_2 = 2 \text{ mm}$		$d_3 = 3 \text{ mm}$		$d_4 = 4 \text{ mm}$		$d_6 = 6 \text{ mm}$	
		$\mu d_1$	$\ln\left(\frac{A_1}{A_0} e^{\mu d_1}\right)$	$\mu d_2$	$\ln\left(\frac{A_2}{A_0} e^{\mu d_2}\right)$	$\mu d_3$	$\ln\left(\frac{A_3}{A_0} e^{\mu d_3}\right)$	$\mu d_4$	$\ln\left(\frac{A_4}{A_0} e^{\mu d_4}\right)$	$\mu d_6$	$\ln\left(\frac{A_6}{A_0} e^{\mu d_6}\right)$
186.0	13.61	1.361	0.427 (118)	2.722	1.692 (113)	4.083	2.708 (144)	5.444	3.867 (150)	8.166	6.671 (121)
236.57	7.145	0.715	0.140 ( 17)	1.43	0.425 ( 20)	2.145	0.880 ( 20)	2.86	1.303 ( 22)	4.29	2.588 (230)
240.76	6.919	0.692	0.191 ( 99)	1.384	0.322 (225)	2.076	1.118 (190)	2.768	1.445 (230)	4.152	2.734 (210)
241.92	6.805	0.681	0.049 ( 66)	1.362	0.207 ( 81)	2.043	0.542 (105)	2.724	0.798 (126)	4.086	2.015 (133)
277.28	6.125	0.613	0.082 (196)	1.226	0.464 (195)	1.839	0.610 (168)	2.452	1.122 (244)	3.678	2.526 (192)
295.09	5.558	0.556	0.100 ( 27)	1.112	0.385 ( 27)	1.668	0.536 ( 35)	2.224	0.829 ( 35)	3.336	1.635 ( 37)
351.87	3.062	0.306	0.010 ( 10)	0.612	0.030 ( 10)	0.918	0.058 ( 19)	1.224	0.095 ( 18)	1.836	0.385 ( 20)
583.02	1.361	0.136	0.020 ( 10)	0.272	0.020 ( 10)	0.408	0.000 ( 10)	0.544	0.073 ( 11)	0.816	0.041 ( 10)
609.71	1.248	0.125	0.020 ( 10)	0.25	0.020 ( 10)	0.375	0.041 ( 10)	0.5	0.105 ( 11)	0.75	0.094 ( 11)
661.66	1.134	0.113	0.030 ( 52)	0.226	0.073 ( 54)	0.339	0.062 ( 64)	0.452	0.139 ( 57)	0.678	0.315 ( 68)
768.35	1.021	0.102	0.049 ( 57)	0.204	0.077 ( 56)	0.306	0.030 ( 58)	0.408	0.083 ( 54)	0.612	0.073 ( 54)
795.86	1.021	0.102	0.020 ( 59)	0.204	0.010 ( 59)	0.306	0.020 ( 61)	0.408	0.198 ( 73)	0.612	0.236 ( 89)
911.16	0.907	0.091	0.010 ( 14)	0.182	0.010 ( 14)	0.273	0.030 ( 14)	0.364	0.083 ( 14)	0.546	0.073 ( 15)
968.97	0.794	0.080	0.020 ( 22)	0.16	0.000 ( 20)	0.24	0.030 ( 22)	0.32	0.139 ( 22)	0.48	0.151 ( 21)
1120.273	0.737	0.074	0.006 ( 20)	0.148	0.010 ( 20)	0.222	0.001 ( 21)	0.296	0.105 ( 22)	0.444	0.146 ( 21)
1460.83	0.624	0.062	0.001 ( 5)	0.124	0.011 ( 5)	0.186	0.037 ( 5)	0.248	0.061 ( 5)	0.372	0.075 ( 5)
1764.49	0.567	0.057	0.020 ( 18)	0.114	0.007 ( 17)	0.171	0.022 ( 18)	0.228	0.062 ( 17)	0.342	0.079 ( 17)

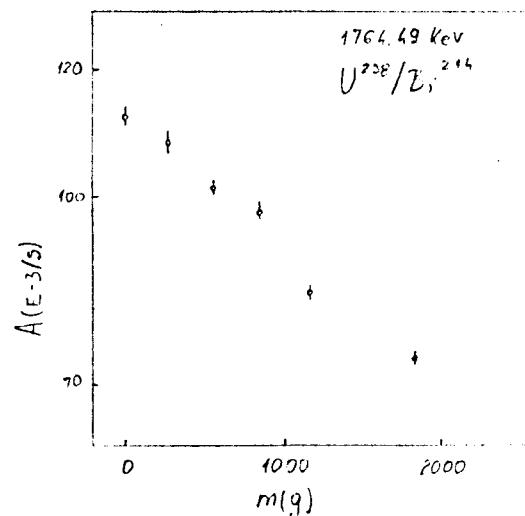
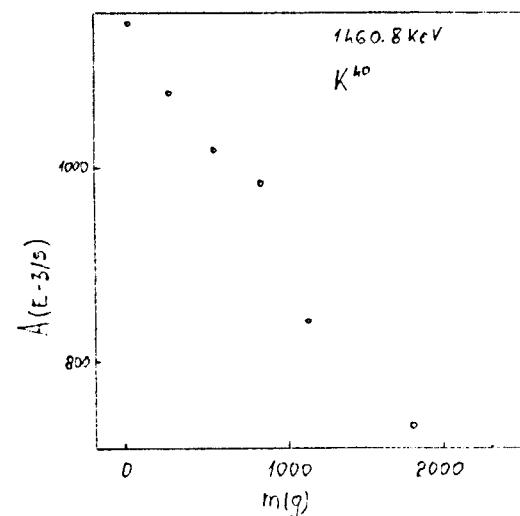
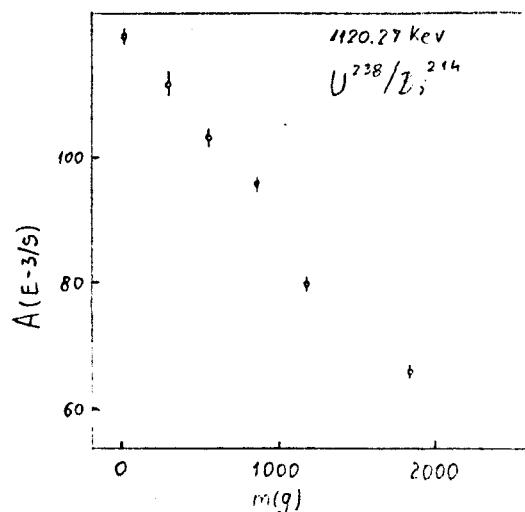
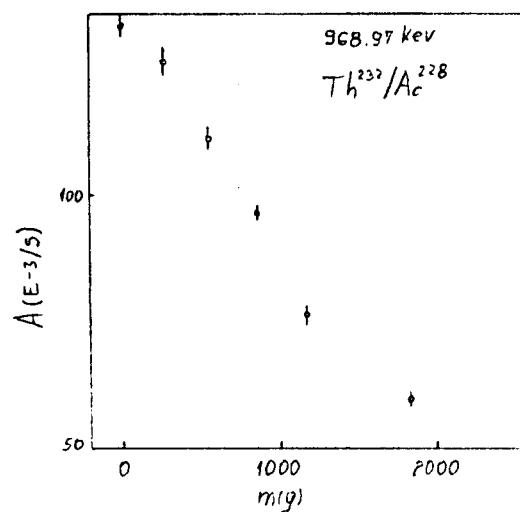
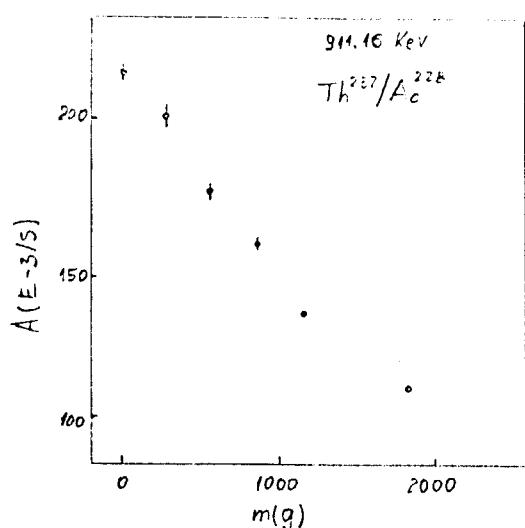
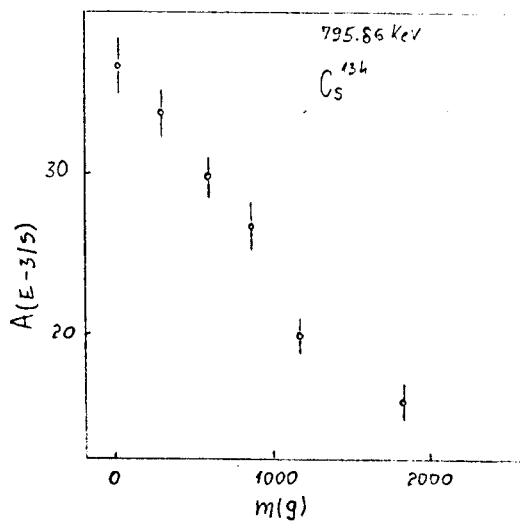
**Tabela 14.** Zavisnost atenuacionog koeficijenta od energije  $\gamma$ -zračenja

E [keV]	$\mu$ [cm <sup>2</sup> /g]
40	13.4
60	4.53
80	2.11
100	5.34
120	3.35
150	1.91
180	1.21
200	0.936
250	0.555
300	0.373
400	0.215
500	0.150
600	0.117
800	0.084
1000	0.068
1200	0.058
1500	0.051
1800	0.047

Grafička zavisnost brzine brojanja pozadine od mase uzorka.  
 Uzorak je oblike Marinelli i nalazi se izvan komore detektora.







## LITERATURA

- [1] Dr Lazar Marinkov - *Osnovi nuklearne fizike*
- [2] Dr inž. Dragiša M. Ivanović, inž. Vlastimir M. Vučić - *Atomska i nuklearna fizika*
- [3] Ю.А. СУРКОВ - ГАММА СПЕКТРОМЕТРИЯ
- [4] А.Б. ШАЛИМЕЦ - РАДИОАКТИВНЫЕ ЭЛЕМЕНТЫ
- [5] Glenn F. Knoll - *Radiation detection and measurement*
- [6] Ivan Draganić - Radioaktivni izotopi i zračenja
- [7] Dragoslav Popović - *Osnovi nuklearne tehnike*
- [8] Dudinski Ljuba - *Apsorpcija fona od izvora konačnih dimenzija* - Diplomski rad PMF Novi Sad  
1988.