

Природно-математички факултет

Радна заједница заједничких послова

NOVI SAD

: 26. IX. 1979			
Ср	Бр	Класа	Вредност
03	10/83		

UNIVERZITET U NOVOM SADU

PRIODNO-MATEMATIČKI FAKULTET

INSTITUT ZA FIZIKU

ODREĐIVANJE EFIKASNOSTI I-Ge DETEKTORA

ZA NISKE ENERGIJE

(DIPLOMSKI RAD)

ZORAN SARADŽIĆ

NOVI SAD, 1979.

*Srdačno se zahvaljujem Dr. Lazaru Marinkovu i
Dr. Bikit Ištvanu na datoj temi, kao i na
nesebičnoj pomoći koju su mi pružili tokom rada.*

*Isto tako se zahvaljujem svim ostalim saradnicima
Laboratorije za nuklearnu fiziku, koji su mi
pomogli svojim sugestijama i savetima.*

S A D R Ž A J

UVOD	1
GLAVA I	
SPEKTROMETRIJA NUKLEARNOG ZRAČENJA	
1.1. Spektrometri	3
1.2. Blok šema spektrometra	4
1.3. Detektori	6
1.4. Germanijumski spektrometar	6
GLAVA II	
KARAKTERISTIKE I ANALIZA SPEKTARA	
2.1 Interakcija zračenja i materije	10
2.1.1. Fotoefekat	10
2.1.2. Komptonov efekat	13
2.1.3. Par-efekat	15
2.2. Oblik spektra	17
2.3. Karakteristike spektrometra	18
GLAVA III	
EKSPERIMENTALNI RAD	
3.1. Izvodjenje eksperimenta	21
3.2. Odredjivanje efikasnosti detektora za kalibracione izvore	24
3.3. Efikasnost vezana za samoapsorpciju	29
3.4. Obrada spektara tankih izvora	30
ZAKLJUČAK	32
LITERATURA	

U V O D

U nuklearnoj fizici veliki broj istraživanja je povezano sa merenjem energije i intenziteta zračenja. Sa izmerenim energijama se određuju pobudjeni nivoi jezgra, dok poznavanjem intenziteta spektralnih linija mogu se odrediti konverzioni koeficijenti.

Poznavanjem konverzionih koeficijenata dobijamo informaciju o prirodi i multipolnosti radijacionih prelaza.

Zračenje se može detektovati scintilacionim ili poluprovodničkim spektrometrima. Zbog slabog energetskog razlaganja scintilacionih spektrometara, danas se najviše koriste poluprovodnički spektrometri. Pored dobre rezolucije, poluprovodnički spektrometri za snimanje ne zahtevaju izvore visokih aktivnosti. Rezolucija Ge(Li) detektora je 10 do 20 puta veća od scintilacionih detektora: Zbog ovih povoljnih osobina u ovom radu je korišćen poluprovodnički spektrometar. Kao detektor zračenja uzet je čist Ge detektor sa I (intrinsic) slojem, koji je zbog male aktivne zapremine pogodan za detekciju X- i γ - zraka niskih energija.

Prvi zadatak u ovom radu je bio da se odredi efikasnost detektora, koju je potrebno poznavati pre merenja na spek-

trometru. Za snimanje krive efikasnosti u funkciji od energije γ - zračenja korišćeni su sledeći kalibracioni izvori: ^{133}Ba , ^{241}Am , ^{57}Co . Pored kalibracionih izvora snimani su i tanki izvori od istih radioaktivnih elemenata. Ovo je učinjeno da bi se odredila efikasnost vezana za samoapsorpciju.

Kriva efikasnosti kalibracionih izvora snimljena je na tri različita rastojanja izvora i detektora. Sa dobijenog grafika se može videti kako se efikasnost menja sa rastojanjem izvor - detektor i sa energijom γ - kvanta.

G L A V A I

1.1. Spektrometri

Spektrometri služe za detekciju nuklearnog zračenja po energijama. Rezultati merenja na spektrometru se dobijaju obradom spektra.

Pri merenju neke nepoznate raspodele emitovanih čestica po energijama $f(E)$ u instrumentu se registruje spektar $\phi(E')$. Osnovni problem spektrometrije je naći nepoznatu funkciju pomoću spektralne karakteristike instrumenta $K(E, E')$.

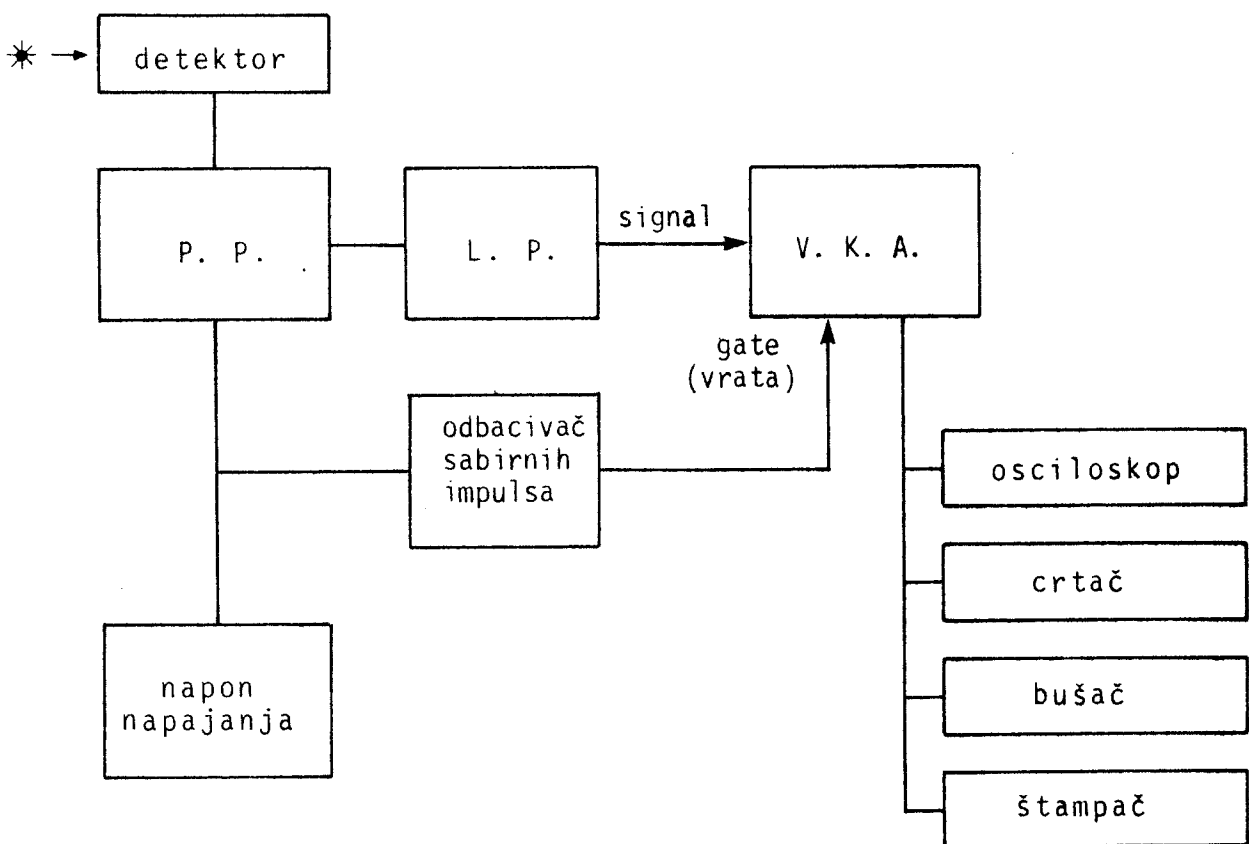
U najprostijem slučaju, kada se meri energija monohromatskog zračenja E , koja u spektrometru daje energiju E' , nepoznata funkcija $\phi(E')$ je predstavljena sledećom integralnom jednačinom

$$\phi(E') = \int K(E, E') f(E) dE \quad (1.1)$$

gde je $K(E, E')$ - verovatnoća da se čestica energije E registruje energijom E' .

1.2. Blok šema spektrometra

Aparatura koja je korišćena u ovom radu data je na slici 1. Ona se sastoji od: detektora, predpojačavača, linear-nog pojačavača, višekanalnog analizatora, osciloskopa, crtača, bušača trake, štampača i odbacivača sabirnih impulsa.



Sl. 1.: Šema spektrometra (šema uzeta iz [10])

Energija γ - zraka, koji padnu na osetljivi sloj de-

tektora, pretvara se u slabe električne signale. Ti signali, dobijeni u detektoru, vode se na predpojačavač. On služi kao transformator impedanse i omogućuje prebacivanje slabih signala do linearnog pojačavača putem koaksijalnog kabla. On ujedno obezbeđuje da se prilikom prolaska signala kroz kabl ne izmeni njegova visina i forma. U ovom radu je korišćen specijalni predpojačavač za veliku brzinu brojanja. Moć razlaganja kod uobičajenih predpojačavača bitno se smanjuje sa brzinom brojanja, zbog nagomilavanja nosilaca naelektrisanja u brojaču. Predpojačavač inače radi sa povratnom spregom, koja je ostvarena optičkim putem. Pomoću optičke povratne sprege povremeno se sakupljaju nosioci naelektrisanja na kontaktima brojača. Dok ovaj proces traje, odbacivač sabirnih impulsa blokira analizu. Analiza je takodje zaustavljena za vreme pražnjenja.

Odbacivač sabirnih impulsa je poseban uređaj za odbacivanje tzv. sabirnih impulsa. Kada upadnu dva fotona u bliskom vremenskom razmaku, desi se da umesto dva impulsa imamo jedan koji je dvostruko veći. Pri ovakvom događaju odbacivač sabirnih impulsa generiše signal koji blokira analizu u višekanalnom analizatoru.

Signal iz predpojačavača ide koaksijalnim kablom u linearni pojačavač (LP) gde se impulsi uobličavaju i pojačavaju. Signal se dalje iz linearnog pojačavača prenosi u višekanalni analizator koji ih sortira po visini, dajući spektar.

Višekanalni analizator ima dva ulaza: jedan signal i (gate) vrata. U ovom uređaju višekanalni analizator se koristi u tzv. antikoincidentnom načinu. To znači da se analiza vrši sa-

mo u tom slučaju kada na ulazu (gate) nema signala.

1.3. Detektori

Detektori predstavljaju značajniji deo elemenata iz kojih je sastavljen spektrometar, čija je šema data na sl. 1. Često nomenklatura spektrometra potiče od naziva korišćenog detektora. U ovom radu je korišćen čist germanijumski spektrometar.

Metode detekcije u nuklearnoj fizici su se veoma brzo razvile zahvaljujući poznavanju interakcije nuklearnog zračenja i medijuma. Sa razvitkom nuklearne fizike razvile su se i različite vrste detektora. Po svom osnovnom principu rada detektori se puno ne razlikuju međusobno, jer se uglavnom pri detekciji koristi fenomen jonizacije ili ekscitacije atoma medijuma kroz koje prolazi nuklearno zračenje.

1.4. Germanijumski spektrometar

Razmotrimo osobine Ge(Li) detektora. Ovaj detektor spada u poluprovodničke detektore, čiji je kristal proizveden iz Ge sa primesama Li. U zavisnosti od vrste zračenja koje detektujemo, u upotrebi je više tipova Ge(Li) detektora koji se međusobno razlikuju po načinu izrade P - N spoja. Tako npr. postoje: P - I - N, površinsko barijerni i difuzni detektori.

Za detekciju γ - kvanta poželjno je da se koriste poluprovodnici sa što većim rednim brojem Z , kakav je npr. Ge kod kojeg je $Z = 58$. Verovatnoća apsorpcije γ - kvanta koji dospe u detektor se povećava u zavisnosti od Z , jer presek zavisi od rednog broja kao Z^5 .

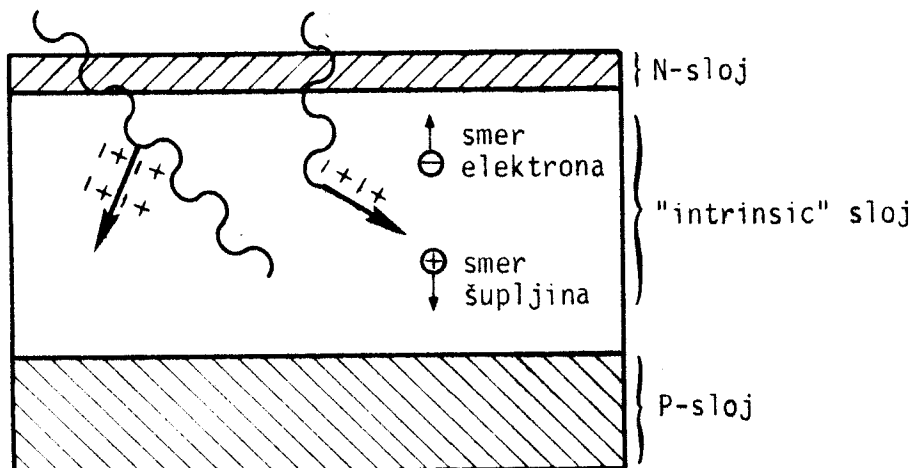
Pri izradi poluprovodničkih detektora osnovni problem je dobiti što dublju barijeru. Ovo je važno, jer efikasnost detektora zavisi od zapremine osetljive oblasti. Što je veća zapremina osetljive oblasti, veća je i efikasnost detektora. Čist Ge je teško koristiti za detektor, pošto se u većoj zapremini osetljive oblasti javljaju slobodni nosioci naelektrisanja (koji povećavaju nečistoću). Zbog njihovog prisustva na sobnoj temperaturi se pojavljuje veliki šum.

Ove nečistoće kod prvih poluprovodničkih spektrometara kompenzovane su driftom Li. Tako su napravljeni Ge(Li) detektori, koji predstavljaju P-N spoj koji je inverzno polarisan. Inverzna polarizacija omogućava da se menja zapremina osetljivog sloja. Kod pogodne debljine sloja prelazna oblast se može proširiti tako da se dobije metalni kontakt na kristalu. Tom prilikom dolazi do injektovanja elektrona u zoni kontakta, te se javlja veoma jaka struja. Da bi se ova pojava sprečila, napravljen je kristal sa još jednim P-slojem u koji su difuzijom ugrađene primese. Za primese se najčešće koristi Li čiji je koeficijent difuzije 10^7 puta veći od donora, kao što su P i Ar. Površina na koju je nanesen Li sastoji se iz donora, te predstavlja N-poluprovodnik. Između P-N spoja nalazi se I-sloj (intrinzičan). U ovom radu je korišćen čist Ge detektor sa I slojem. Ovaj

sloj je, kao što smo rekli, ostvaren driftom Li, i to tako da se Li prvo difunduje u kristal P-tipa, te se tako dobije P-N spoj. Posle toga, naknadnim driftom ostvaruje se P-I-N spoj.

Uz dovoljno velike polazne kristale, driftom je moguće ostvariti kompenzovane slojeve od nekoliko milimetara, što daje dovoljno veliku zapreminu osetljive oblasti, a time i dobru efikasnost detektora.

Upadom gama-kvanta u osetljivi sloj detektora, obrazuje se par elektron - šupljina, kao što je prikazano na slici 2. Ove čestice se posle stvaranja para skupljaju na suprotno naelektrisanim elektrodama. Skupljajući se u elektrodama, one obrazuju strujni impuls koji se na radnom otporniku pretvara u naponski signal. Ovaj signal je proporcionalan energiji upadnog gama - kvanta.



Slika 2.

Danas se tehnologija izrade Ge(Li) kristala tako usavršila, da je moguće izraditi kristale koji imaju toliko malo

slobodnih nosilaca naelektrisanja, kao i P-N spoj kod Ge(Li) detektora. Razlika između čistog Ge detektora i Ge(Li) detektora je u tome što kod prvog nema standardnog P-N spoja, nego čist kristal germanijuma. Ceo čist germanijum predstavlja I sloj. Prednost čistog I-Ge detektora u odnosu na Ge(Li) detektor je u tome što se ne mora permanentno održavati na temperaturi tečnog azota. Pri upotrebi njihova temperatura se sama snižava.

Kako je čist I-Ge detektor kojim raspolažemo male aktivne zapremine (25 mm^2), on se koristi samo za detekciju X-zraka i niskoenergetskih γ - zraka. Za detekciju γ - zraka visokih energija, još uvek se koristi Ge(Li) detektor velike zapremine.

G L A V A I I

KARAKTERISTIKE I ANALIZA SPEKTRA

2.1. Interakcija zračenja i materije

Prolaskom elektromagnetnog zračenja kroz materiju mogu nastati razne vrste interakcije zračenja i elektrona, ili zračenja i jezgra atoma. Ove vrste interakcije se mogu opisati sledećim efektima: *foto-efekat*, *Komptonov efekat* i *par-efekat*.

U prethodnoj glavi smo videli kako ovi efekti deluju na oblik spektra. Pomenuti efekti su odgovorni za smanjenje intenziteta snopa fotona pri prolasku kroz materiju. Gama-zraci niskih energija interaguju sa medijumom isključivi preko foto-efekta.

Obradjeno po uzoru iz referenci 1 i 9.

2.1.1. Foto - efekat

Foto-efekat nastaje kada kvant elektromagnetnog zračenja interaguje sa elektronom izbacujući ga iz omotača (orbite).

Pri ovom procesu interakcije elektromagnetnog zračenja i atoma apsorbera, kvant zračenja (foton) predaje svu svoju energiju elektronu i nestaje. Ako na primer gama-kvant interaguje sa vezanim elektronom, njegova energija se troši na izbacivanje elektrona iz omotača, i na kinetičku energiju slobodnog elektrona. Ovaj proces se može prikazati formulom:

$$E_{\gamma} = E_i^V + T_e \quad (2.1)$$

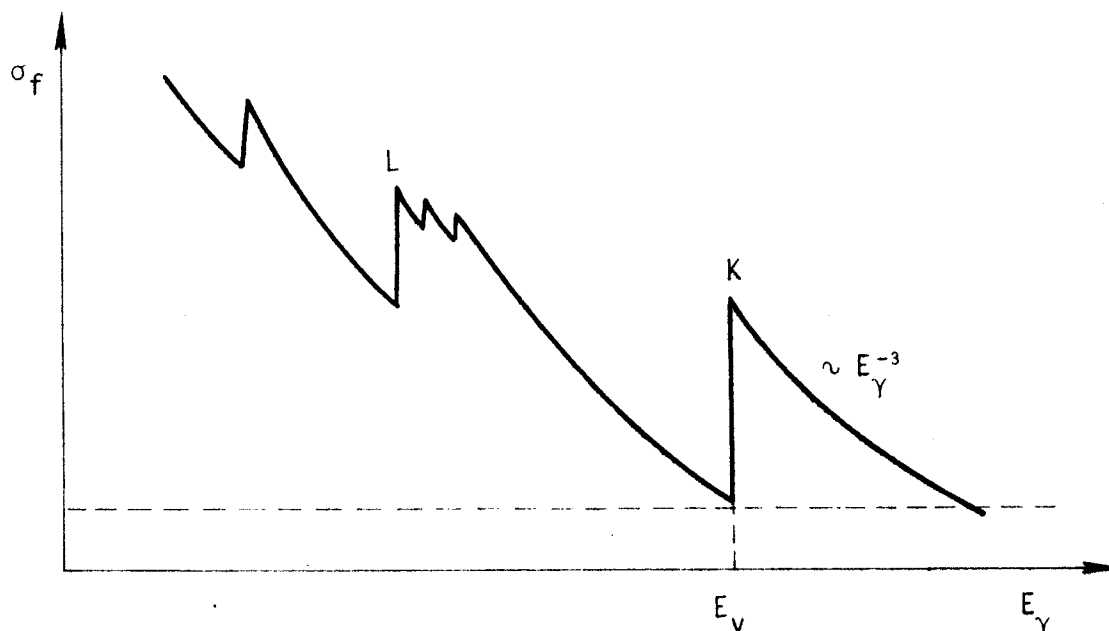
gde je E_{γ} - energija gama-kvanta, E_i^V - energija veze elektrona u i -tom sloju atomskog omotača, a T_e - kinetička energija slobodnog elektrona.

Iz formule (2.1) se može izvesti zaključak da je foto-efekat moguć samo ako je energija gama-kvanta veća od vezivne energije elektrona u i -tom sloju, $E_{\gamma} > E_i^V$. Ako je $E_{\gamma} \leq E_i^V$ neće nastati foto-efekat.

Na osnovu zakona održanja energije i impulsa, foto-efekat se javlja samo na vezanom elektronu.

Ako je energija vezivanja elektrona u elektronskom omotaču veća, utoliko je veća i verovatnoća nastanka foto-efekta. Ova verovatnoća nastanka fotoefekta meri se presekom. Presek za foto-efekat zavisi od rednog broja medijuma kroz koji prolazi zračenje, od upadne energije gama-kvanta, kao i od vezivne energije elektrona u atomskom omotaču. Presek za foto-efekat u zavisnosti od upadne energije gama-kvanta, za određeno Z prikazano je na sl. 3. Sa slike se vidi da za visoke energije gama-kvanta, elektron u elektronskom omotaču atoma je slabo vezan, pa je presek za fotoefekat mali, što je u saglasnosti sa prethodnim zaključkom. Povećanjem energije upadnog gama-kvanta (E_{γ}) odnos

E_k^V/E_γ opada kao i presek za k - sloj. U slučaju kada je ovaj odnos jednak jedinici, presek za foto-efekat u k sloju brzo teži nuli. Presek za ostale slojeve kada je $E_k^V = E_\gamma$ je različit od nule.



Sl. 3.: Promena preseka za foto-efekat u zavisnosti od upadne energije fotona

Kriva koja predstavlja presek foto-efekta za svaki elektronski sloj, opada obrnuto proporcionalno trećem stepenu energije upadnog gama-kvanta ($1/E_\gamma^3$). Presek za sve slojeve opada sa energijom gama-kvanta kao ($1/E_\gamma^{7/2}$).

Presek foto-efekta se može izračunati primenom kvantne elektrodinamike, za različite slojeve elektrona u atomu i razne energije gama-kvanta.

Presek za k sloj je dat sledećim formulama:

$$\sigma_f^k = 10^{-9} \frac{Z^5}{E_\gamma^{7/2}} \quad \text{za } m_e c^2 > E_\gamma > E_k^V \quad \left[\frac{\text{barn}}{\text{at}} \right] \quad (2.2)$$

$$\sigma_f^K = 1,45 \times 10^{-9} \frac{Z^5}{E_\gamma} \quad \text{za } m_e c^2 < E_\gamma \quad \left[\frac{\text{barn}}{\text{at}} \right] \quad (2.3)$$

Iz formula se vidi da presek zavisi od energije gama-kvanta, kao i to da je proporcionalan petom stepenu rednog broja medijuma. Slične formule za presek foto-efekta se mogu dobiti i za ostale slojeve. Na taj način se mogu uspostaviti odnosi preseka za pojedine slučajeve. Treba napomenuti da su odnosi preseka za pojedine slojeve izračunati za istu energiju gama-kvanta i za isti medijum.

$$\frac{\sigma_f^L}{\sigma_f^K} \sim \frac{1}{5} \quad \frac{\sigma_f^M}{\sigma_f^L} \sim \frac{1}{4} \quad , \text{ odnosno } \quad \frac{\sigma_f^M}{\sigma_f^K} \sim \frac{1}{20} \quad (2.4)$$

Ovi odnosi pokazuju kolika je verovatnoća nastanka foto-efekta veća u jednom nego u drugom sloju. Moguće je grubom procenom preseka zaključiti da od ukupne verovatnoće foto-efekta za ceo atom, 80% otpada na fotoefekat u K sloju, dok 20% predstavlja verovatnoću nastanka foto-efekta u ostalim slojevima atoma.

2.1.2. Komptonov efekat

U ovom procesu se interakcija elektromagnetnog zračenja i slabo vezanog elektrona tretira kao elastičan sudar fotona i slobodnog elektrona. Rasejano elektromagnetno zračenje je nekoherentno, jer talasna dužina rasejanog zračenja zavisi od ug-

la rasejanja. Kompton je pokazao da prilikom eleastičnog rasejanja fotona na slobodnom elektronu mora da važi zakon održanja impulsa i energije, što je dato sledećim jednačinama

$$h\nu = h\nu' + T_e \quad (2.5)$$

$$\frac{h\vec{\nu}}{c} = \frac{h\vec{\nu}'}{c} + \left(\frac{m_e \vec{\beta} c}{\sqrt{1 - \beta^2}} \right) \quad (2.6)$$

gde je: $h\nu$ - energija upadnog fotona,

$h\nu'$ - energija rasejanog fotona,

T_e - kinetička energija uzmaknutog elektrona

Iz gornjih jednačina lako se može odrediti razlika talasnih dužina rasejanog i upadnog elektronskog zračenja.

Koristeći se navedenim jednačinama (2.5) i (2.6) može se takodje odrediti i energija rasejanog elektromagnetnog zračenja, koja iznosi

$$E'_\gamma = \frac{E_\gamma}{1 + \frac{E_\gamma}{m_e c^2} (1 - \cos\theta)} \quad (2.7)$$

E_γ je energija upadnog fotona, E'_γ je energija rasejanog fotona, a θ je ugao rasejanja.

Prilikom sudara energija upadnog fotona se raspoređuje na rasejani foton i uzmaknuti elektron. Na taj način možemo dobiti energiju uzmaknutog elektrona T_e

$$T_e = E_\gamma - E'_\gamma \quad (2.8)$$

Elektron može imati sve vrednosti energije od nulte do neke maksimalne, koja se dobija kada se foton raseje pod uglom od 180°

i data je formulom

$$T_e^{\max} = \frac{2E_\gamma}{m_e c^2 + 2E_\gamma} \quad (2.9)$$

Presek kod Komptonovog rasejanja rešavali su Klein i Nišina. Oni su pokazali da za energije fotona veće od 1 MeV presek ima vrednosti

$$\sigma_c = 1,25 \times 10^{-25} \frac{NZ}{E_\gamma} \left[\ln \left(\frac{2E_\gamma}{m_e c^2} \right) - \frac{1}{2} \right]^{-1} \quad (2.10)$$

Iz formule (2.10) se vidi da je presek proporcionalan elektronskoj gustini NZ , a obrnuto proporcionalan sa energijom E_γ .

2.1.3. Par efekat

Prilikom stvaranja para (elektron-pozitron) celokupna energija gama-kvanta se troši na kreaciju ovih čestica. Višak energije se javlja kao kinetička energija ovih čestica

$$E_\gamma = E_{\text{kin}} + 1,02 \text{ MeV} \quad (2.11)$$

Da bi nastao efekat stvaranja para, energija gama kvanta mora da bude

$$E_\gamma \approx 2m_e c^2 = 1,02 \text{ MeV} \quad (2.12)$$

ako se kreacija dešava u Kulonovom polju.

Prema zakonu održanja energije i impulsa, efekat stvaranja para ne može se javiti u vakuumu, već isključivo u prisustvu jezgra atoma ili elektrona.

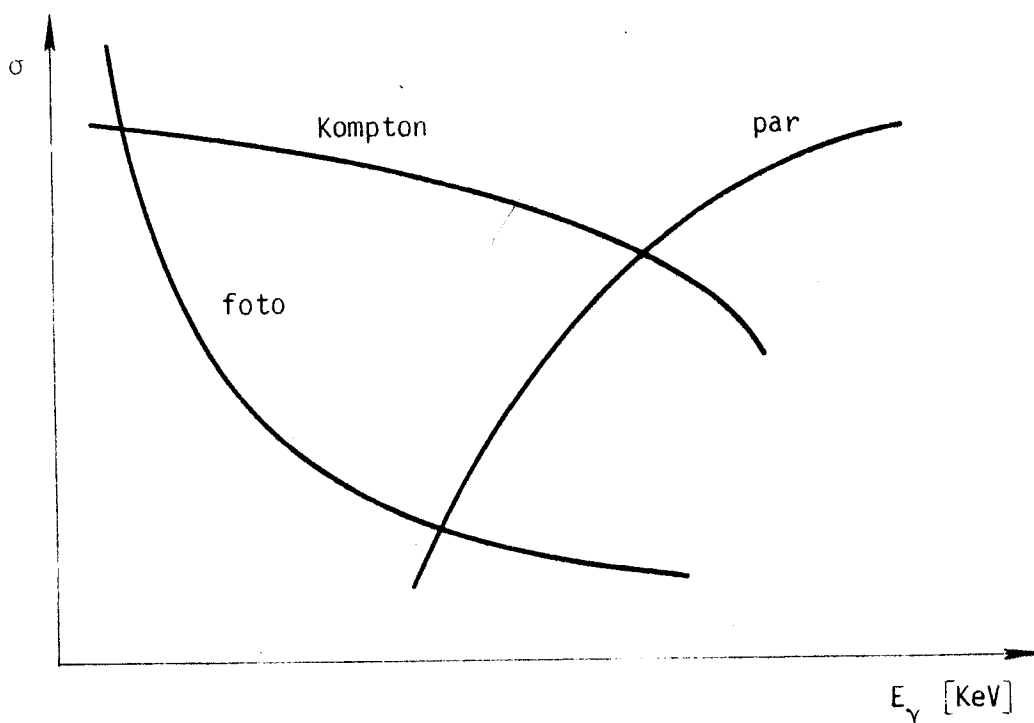
Zbog vrlo složene forme preseka za stvaranje para, presek se analitički može predstaviti u domenu energija

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

Aproksimativno, presek je dat sledećom formulom

$$\sigma_p \sim Z^2 \ln E_\gamma \quad (2.13)$$

Izvan pomenutog intervala presek raste sporije sa povišenjem energije gama kvanta.



Sl. 4.: Energetska zavisnost preseka za foto-, Kompton-, i par-efekat

2.2. Oblik spektra

Spektar dobijen na osciloskopu višekanalnog analizatora ima složenu strukturu. U idealnom slučaju, trebalo bi se za određenu energiju dobiti oštra linija. Međutim, interakcija zračenja sa medijumom detektora se ogleda u tri vida interakcije, koje su već podrobnije razmatrane na prethodnim stranim. Ove interakcije su: foto-efekat, Komptonovo rasejanje i par efekat.

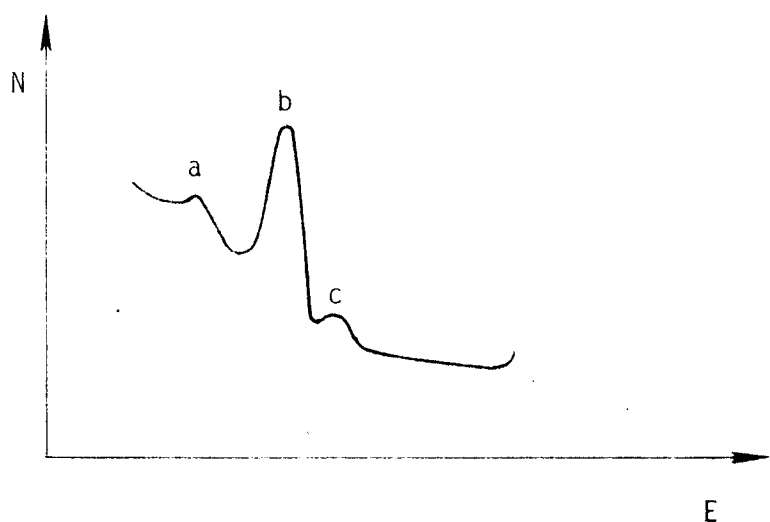
Najoštrija linija spektra odgovara fotoefektu, jer kvant zračenja predaje svu svoju energiju naelektrisanim česticama u elektronu. Kao rezultat toga imamo foto vrh na energiji E , koja je jednaka energiji gama-kvanta.

Linija foto vrha, pri dovoljno velikoj energiji gama-kvanta, se nadovezuje na Komptonov spektar, koji ima kontinualnu raspodelu. Ako energija gama-kvanta premaša $2 \times 0,511$ MeV, dolazi do stvaranja para pozitron-elektron. Konačan izgled spektralne linije je razmazan i ima karakterističan zvonast oblik, koji potiče od statističke prirode stvaranja naelektrisanih čestica u detektoru. Posledica toga je da se energija čestica u detektoru ne registruje istom, već za više bliskih amplituda. U spektrometriji se takva linija naziva linijom totalne absorpcije ili foto vrh, a obično se nalazi na fonu zračenja koji potiče od različitih uzroka. U fon ulazi i Komptonovo zračenje, koje je kontinualne prirode. Na konačan oblik spektra takodje utiče

zračenje okoline detektora, šum predpojačavača, razdaljine izvora i detektora, kao i sam geometrijski oblik izvora.

Pri spektrometrijskoj analizi najznačajniji je pik totalne absorpcije. Položaj maksimuma pika određuje energiju registrovanog zračenja, dok njegova površina, odnosno visina, daje informaciju o intenzitetu zračenja.

Izgled spektra ^{137}Cs dat je na slici 5.



Sl. 5.: a) Komptonova ivica
 b) Foto vrh ^{137}Cs energije 662 KeV
 c) Foto vrh ^{134}Cs energije 749 KeV

2.3. Karakteristike spektrometra

Osnovne karakteristike spektrometra su moć razlaganja i efikasnost. Moć razlaganja označava mogućnost razdvajanja

bliskih energija. Kako je merenje monoenergetske linije u spektru statistički proces, to svaka linija ima određenu širinu. Tako se može desiti da dve energijski veoma bliske linije se u spektru vide kao jedna linija. Moć razlaganja (rezolucija) se definiše tako što se dve linije smatraju razdvojenim, ako su jedna u odnosu na drugu razdvojene za polovinu širine linije na poluvisini maksimuma linije. Ona je data formulom

$$R = \frac{\Delta E}{E} 100\% \quad (2.14)$$

Iz formule se vidi da je energetska razlaganje tim bolje, što je širina pika totalne absorpcije manja. Samim tim i spektrometar je bolji ukoliko mu je moć razlaganja veća.

Druga važna karakteristika svakog spektrometra je verovatnoća da zračenje bude registrovano u liniji totalne absorpcije. Efikasnost je, dakle, odnos detektovanih kvanata prema ukupnom broju emitovanih kvanata zračenja, i data je formulom

$$\varepsilon = \frac{N_d}{N_e (4\pi)} \quad (2.15)$$

Efikasnost detekcije zavisi od energije zračenja i od daljine izvor-detektor. Grafički se efikasnost prikazuje u funkciji energije, gde se rastojanje (ID) uzima kao parametar.

U karakteristike spektrometra spada i merni opseg spektrometra. Merni oseg određuje gornju i donju granicu merljivosti instrumenta. Donja granica mernog opsega određena je

debljinom mrtvog sloja i šumom predpojačavača, dok gornja granica zavisi od debljine kristala, kao i od toga koliko je kristal podložan radijacionom oštećenju.

G L A V A III

EKSPERIMENTALNI RAD

Eksperimentalni rad se sastoji iz snimanja spektra kalibracionih izvora i obrade podataka dobijenih merenjem.

Sa snimljenog spektra, da bi odredili efikasnost detektora, potrebno je izračunati eksperimentalnu aktivnost, odnosno površinu svake linije. Pored toga, potrebno je odrediti i brzinu emisije gama-kvanta energije E , za svaki izvor. Odnosom ovih dveju veličina dobija se efikasnost detektora.

Pristupimo sada detaljnijem opisu odredjivanja efikasnosti.

3.1. Izvodjenje eksperimenta

Pre snimanja spektra potrebno je napraviti nosač izvora. Prilikom izrade nosača mora se voditi računa o sledećem:

1. Materijal od kojeg je izradjen nosač mora imati svojstva koja odgovaraju eksperimentu. Da ne bi došlo do rasejanja čestica na nosaču, materijal mora imati nisko Z . Svako rasejanje sa nosača ili okoline može da unese neželjene promene u

spektar.

2. Geometrija mora da bude očuvana tokom celog snimanja, a i ista za svaki korišćeni radioaktivni izvor.

3. Promena rastojanja izvora od detektora mora se vršiti lako i na isti način za svaki izvor.

Kada je nosač napravljen, pristupa se merenju spektra. Merenjem energetske raspodele čestica u zračenju dobijamo spektar. Osobine i oblik takvog spektra je opisan u prethodnoj glavi.

Videli smo da svakoj monoenergetskoj grupi kvanata odgovara jedna spektralna linija. Intenzitet spektralne linije predstavlja broj kvanata koji se registruju u jedinici vremena u liniji totalne absorpcije.

Pre nego što bi snimili spektar bilo kojeg radioaktivnog izvora, potrebno je merni opseg energije podeliti na neki broj kanala. U svakom kanalu meri se broj čestica za određeno vreme, i na osnovu toga se dobija spektar. Takav spektar dobijen na višekanalnom analizatoru se može snimiti na osciloskop ili snimiti iz memorije na traku i ponoviti kada je to potrebno. Isto tako, spektar se može nacrtati na crtaču.

Da bi dobili spektar potrebno je radioaktivni izvor postaviti na nosač ispred detektora. Nakon postavljanja radioaktivnog izvora, potrebno je regulisati merne uslove. Pod tim uslovima podrazumevamo odabiranje određenog pojačanja, kojim ustvari vršimo uzdužno pomeranje spektra. Ovim pojačanjem odabiramo merni opseg, o kojem je ranije bilo reči.

Spektar je sniman za sledeće izvore:

element:	^{133}Ba										
E KeV	31	36	54	80,5	160	276	303	356	384		
element:	^{241}Am										
E KeV	14	17,5	21	26	60						
element:	^{57}Co										
E KeV	6,5	14	122	136							

Kod svakog kalibracionog izvora bile su poznate sledeće veličine: energija svake linije, period poluraspada $t_{1/2}$ i aktivnost na dan proizvodnje (01.06.1976.g.).

Za ove kalibracione izvore snimana su tri spektra u zavisnosti od rastojanja izvor - detektor. Rastojanja izvora i detektora su iznosila: 2 cm, 5 cm i 8 cm.

Vreme snimanja spektra svakog izvora je posebno određivano prema aktivnosti izvora, radi obezbedjivanja odgovarajuće statistike. Ovo vreme snimanja je dato u svakoj tabeli za određeno rastojanje.

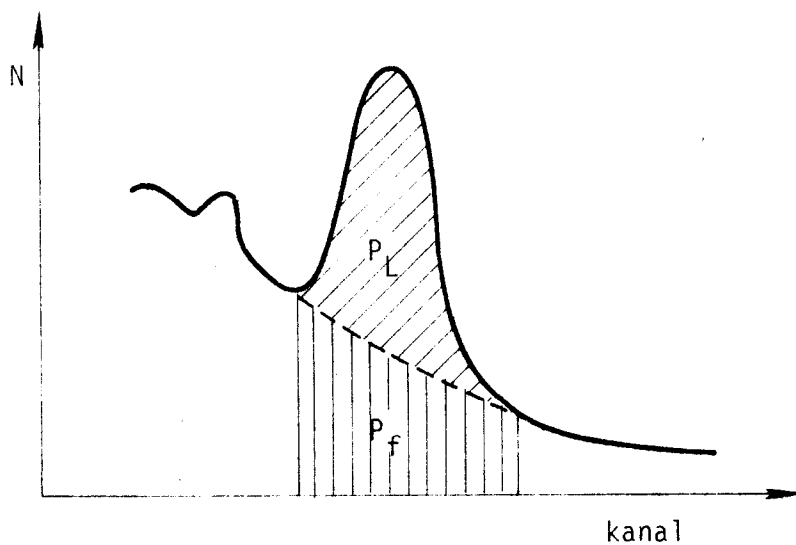
Za svaki izvor, za određeno rastojanje data je posebna tabela. Izmereni podaci sa spektra za ^{133}Ba dati su u tabelama 1 - 3, za ^{241}Am u tabelama 4 - 6, a za ^{57}Co u tabelama 7 - 9.

Podaci za kalibracione izvore, dati od proizvođača, prikazani su u tabeli 11.

3.2. Odredjivanje efikasnosti detektora za kalibracione izvore

Posle svakog snimanja spektra pristupalo se obradi podataka dobijenih merenjem. Obrada podataka se sastojala u odredjivanju aktivnosti koju je dao merni uređaj. Ona se naziva eksperimentalna aktivnost i ovde je obeležena sa A_e . Pored eksperimentalne aktivnosti, potrebno je odrediti i aktivnost na dan merenja, tj. brzinu emitovanja gama-kvanata sa odredjenom energijom.

Da bi dobili eksperimentalnu aktivnost potrebno je izračunati površinu pod foto vrhom. Površina foto vrha (linije totalne absorpcije) se dobija razlikom ukupne površine i površine fona linije, što je prikazano slikom 6.



Slika 6.

$$P = P_u - P_f \quad (3.1)$$

gde je: P - površina foto linije,
 P_u - ukupna površina linije, i ona odgovara broju impulsa u svakom kanalu ispod posmatrane linije (N_p). Ova se vrednost direktno očitava na višekanalnom analizatoru,
 P_f - površina fona.

Vrednost fona se dobija povlačenjem krive fona. Na njoj se za svaki kanal određuje broj impulsa čijim sabiranjem se dobija ukupna vrednost fona.

Broj impulsa koji čine fon računati su po formuli

$$N_f = \frac{N_l + N_d}{a} \quad (3.2)$$

gde je: N_l - broj impulsa sa leve strane,
 N_d - broj impulsa sa desne strane,
 a - broj kanala fona, i
 m - ukupan broj kanala fona.

Srednja vrednost fona data je izrazom (3.3), a površina fona je data izrazom (3.4):

$$N_{fs} = \frac{N_f}{2} = \frac{N_l + N_d}{2a} = \frac{N_l + N_d}{m} \quad (3.3)$$

$$P_f = N_{fs} \cdot n \quad (3.4)$$

Za izračunavanje površine fona najpogodnije je uzeti nekoliko simetričnih tačaka, sa leve i desne strane pika.

Uvrštavanjem prethodnih izraza u formulu (3.1), i deljenjem sa vremenom snimanja, dobijamo formulu za izračunavanje eksperimentalne aktivnosti |9|.

$$A_e = \frac{N_p - n N_{fs}}{T} \quad (3.5)$$

gde je: N_p - broj impulsa pod foto vrhom,
 n - broj kanala koji čine foto vrh,
 N_{fs} - srednja vrednost fona, i
 T - vreme snimanja spektra.

Diferenciranjem formule (3.5) dobijamo izraz za izračunavanje greške za eksperimentalnu aktivnost

$$\Delta A_e = \frac{\left(N_p + \frac{n^2}{m} N_{fs} \right)^{1/2}}{T} \quad (3.6)$$

Rezultati dobijeni za eksperimentalnu aktivnost sa greškama dati su u tabelama 1 - 9, za svako rastojanje posebno.

Pored računanja vrednosti za eksperimentalnu aktivnost, potrebno je računati i aktivnost na dan snimanja. Da bi izračunali ovu aktivnost, potrebno je poznavati aktivnost na dan proizvodnje izvora. Njena vrednost se dobija od proizvođača izvora.

Aktivnost na dan kada smo vršili snimanje je računata po formuli

$$A(E) = B(E)A_0 e^{-\lambda t} \quad (3.7)$$

gde je: $B(E)$ - broj emitovanih gama-kvanata po raspadu, odnosno, doprinos koji otpada na energiju E ,
 A_0 - aktivnost izvora na dan proizvodnje (01.06.1976.)
 λ - konstanta radioaktivnog raspada,
 t - vreme proteklo od proizvodnje izvora do trenutka snimanja spektra.

Aktivnost $A(E)$ predstavlja brzinu emisije gama-kvanata.

Vrednosti za A i t date su u tablici 11.

Za kalibracione izvore kod kojih je period poluraspada veći od 1 godine, faktor $e^{-\lambda t}$ je približno jednak jedinici. Takvi izvori su ^{241}Am i ^{133}Ba .

Dobijene vrednosti za $A(E)$ prikazane su u tabelama 1 - 9, zajedno sa eksperimentalnom aktivnošću.

Diferenciranjem izraza (3.7) za pravu aktivnost, po $B(E)$ i A_0 , dobijamo formulu za grešku

$$\Delta A(E) = \sqrt{\left(\frac{\partial A}{\partial B}\right)^2 (\Delta B)^2 + \left(\frac{\partial A(E)}{\partial A_0}\right)^2 (\Delta A_0)^2} \quad (3.8)$$

$$\Delta A(E) = e^{-\lambda t} \sqrt{A_0^2 (\Delta B)^2 + B^2 (\Delta A_0)^2} \quad (3.8)$$

Veličine $\Delta B(E)$ i ΔA_0 su date od strane proizvođača izvora.

Vrednosti za ΔA_0 su prikazane u tabeli 11, dok je $\Delta B(E)$ prikazano u tabelama 1 - 9.

Iz formule (3.8) se vidi da greška na pravu aktivnost potiče uglavnom od ΔA_0 , jer je $\Delta B(E)$ malo u odnosu na ΔA_0 .

Odredjivanjem eksperimentalne i prave aktivnosti, može se pristupiti odredjivanju efikasnosti detektora za datu vrednost energije i dato rastojanje.

Ranije smo napomenuli da se opšta efikasnost definiše kao odnos broja registrovanih prema ukupnom broju emitovanih gama kvanata.

Ovde broj registrovanih kvanata predstavlja eksperimentalnu aktivnost A_e , a broj emitovanih je predstavljen sa brzinom emisije gama kvanata $A(E)$.

Tako je efikasnost predstavljena formulom

$$\epsilon_k = \frac{A_e}{A(E)} \quad (3.9)$$

Diferenciranjem ovog izraza po A_e i $A(E)$ dobija se greška na efikasnost

$$\Delta \epsilon_k = \frac{A_e}{A(E)} \sqrt{\left[\frac{\Delta A_e}{A_e} \right]^2 + \left[\frac{\Delta A(E)}{A(E)} \right]^2} \quad (3.10)$$

Veličine koje figurišu u izrazu (3.10), prethodno su izračunate i date u tabelama od 1 - 9.

Veličine ϵ_k i $\Delta\epsilon_k$ su izračunate u tabelama 1 - 9, a posebno su izdvojene u tabeli 10 radi boljeg pregleda.

Grafički prikaz krive efikasnosti ϵ_k , za sva tri rastojanja izvora dat je na sl.9.

3.3. EFIKASNOST VEZANA ZA SAMOABSORPCIJU

Videli smo da efikasnost zavisi od energije zračenja i od rastojanja izvor-detektor. Medjutim, pri odredjivanju efikasnosti mora se obratiti pažnja i na dimenzije (debljinu) izvora, zbog pojave samoapsorpcije. Pojava samoapsorpcije uzrokuje greške u konačnim rezultatima.

Eksperimentalno je poznato [7] da su ove greške veće kod obično isparavanih izvora (izvor isparavan u kapi). Da bi se uticaj samoapsorpcije izvora na konačne rezultate merenja smanjio ili uklonio, potrebno je napraviti što tanji izvor. Postoji nekoliko načina za proizvodnju tankih izvora, a to su: vakuumsko uparavanje, elektronsko prskanje u vakuumu, direktna jonska implantacija itd.

Da bi se ukazalo na problem samoapsorpcije snimani su kalibracioni i tanki izvori. Za tanke izvore korišćeni su isti radioaktivni elementi kao kod kalibracionih izvora ^{133}Ba , ^{241}Am i ^{57}Co . Snimanjem i obradom spektara kalibracionih i tankih izvora trebalo je pokazati razliku efikasnosti zbog samoapsorpcije.

Pojava samoapsorpcije je naročito izražena pri niskim energijama zbog atenuacije zračenja. Da bi se i oblast nis-

kih energija popunila za određivanje efikasnosti, potrebno je imati veći broj kalibracionih i tankih izvora, što ovde nije bio slučaj.

Eksperimentalni pristup problemu samoapsorpcije je opisan u [7] i [8].

3.4. Obrada spektra tankih izvora

Spektar za tanke izvore je obradjivan isto kao i spektar kalibracionih izvora.

Za tanke izvore je takodje potrebno da se odredi eksperimentalna aktivnost A_e , koja je data formulom (3.5), dok je greška za A_e data formulom (3.6).

Potrebno je napomenuti da je za svaki kalibracioni izvor sniman tanak radioaktivni izvor istog elementa pod istim uslovima i za dato rastojanje. Rastojanja su ista kao i kod kalibracionih izvora i iznose: 2 cm, 5 cm i 8 cm.

Brzina emisije gama-kvanta $A(E)$ kod tankih izvora kod tankih izvora se nije mogla računati, jer nije bila poznata aktivnost na dan proizvodnje. Zbog toga se efikasnost određivala normiranjem, tako što se prvo odredila relativna efikasnost. Ona se dobija tako što se eksperimentalna aktivnost (površina linije) podeli sa brojem emitovanih gama-kvanata po raspadu.

$$\epsilon_r = \frac{A_e}{B(E)} \quad (3.11)$$

Kada se izračuna relativna efikasnost (ϵ_r) za svaku

energiju, pristupa se normiranju. Normiranje se vrši tako što se odredi konstanta normiranja za najveću energiju, (formula (3.12)).

$$k = \frac{\epsilon_k}{\epsilon_r} \quad (3.12)$$

Množeći relativnu efikasnost sa konstantom normiranja, dobijamo apsolutnu efikasnost tankog izvora.

Greška za efikasnost tankog radioaktivnog izvora data je formulom

$$\Delta\epsilon_T = \epsilon_T \frac{\Delta A_e}{A_e} \quad (3.13)$$

Izračunate efikasnosti za tanke izvore, zajedno sa greškama, prikazane su u tabelama 12 - 20.

Efikasnosti kalibracionih izvora su zajedno prikazane sa efikasnostima tankih izvora u tabelama 21 i 22. U ovim tabelama su izdvojene niže energije gama-kvanata, jer je tu izražena samoapsorpcija. Iz tabela se može videti da se pri nižim energijama efikasnosti tankih i kalibracionih izvora razlikuju zbog pojave samoapsorpcije u kalibracionim izvorima. Ova razlika se može videti sa grafika na sl. 7 i 8, koji su prikazani u log-log skali. Sa tih grafika se može videti da je pojava samoapsorpcije izražena do 30 KeV.

Pomenuta zapažanja su u skladu sa eksperimentalnim rezultatima opisanim u [7].

ZAKLJUČAK

U ovom radu je određena kriva efikasnosti za čist I - Ge detektor. Pri tome su korišćena tri IAEA standarda. Pored krive efikasnosti izvršena je korekcija na samoapsorpciju samog izvora.

Sa grafika (sl. 9.) se vidi da se kriva efikasnosti pri niskim energijama veoma brzo menja sa energijom. U ovoj oblasti imamo malo tačaka, pa je teško reći koliko je dobro izvršena ekstrapolacija. Sa prikazanog grafika možemo uočiti da se efikasnost naglo menja sa energijom do 136 KeV. Izvan ove oblasti efikasnost je vrlo mala. To je i razumljivo kada se zna da kristal čistog I - Ge ima malu osetljivu zapreminu (25 mm^3). Zato se ovaj detektor koristi isključivo za detekciju X-zraka i niskoenergetskih gama-zraka. Napomenimo još da greške za rastojanja 5 cm i 8 cm nisu nanete na grafik, jer su efikasnosti male pa su i greške za tu razmeru gotovo nevidljive.

Na graficima 7 i 8 za tanke izvore vidimo da je efikasnost tankih izvora veća od efikasnosti kalibracionih izvora. Ova razlika je uočljiva do 30 KeV, što znači da je samoapsorpcija neznatna za veće energije.

Kod ^{133}Ba imamo da je efikasnost kalibracionih izvora veća od efikasnosti tankih izvora, ali njihova razlika je unutar granice greške, te ne protivreči donešenom zaključku. Granica greške prelazi efikasnost za liniju od 80,5 KeV na rastojanju $ID = 2 \text{ cm}$, što je posledica pogrešnog merenja.

LEGENDA ZA TABELE

E - energija X - zraka i γ - kvanta

N_p - broj impulsa pod fotovrhom

n - broj kanala pod fotovrhom

N_f - broj impulsa koji čine fon

m - broj kanala fona

N_{fs} - srednja vrednost fona

T - vreme snimanja spektra

A_e - eksperimentalno odredjen broj fotona pod fotovrhom

$B(E)$ - broj emitovanih kvanata po raspadu

$A(E)$ - brzina emisije gama - kvanta energije E

ϵ_k - efikasnost kalibracionih izvora

ϵ_T - efikasnost tankih izvora

ϵ_r - relativna efikasnost tankih izvora

TABELA 1

¹³³ Ba E keV	ID = 2 cm							T = 2 ks					
	N _p	n	N _f	m	N _{fs}	A _e (s ⁻¹)	ΔA _e (s ⁻¹)	B(E)	ΔB(E)	A(E)×10 ⁴ s ⁻¹	ΔA(E)×10 ⁴ s ⁻¹	ε _k ×10 ⁻⁴	Δε _k ×10 ⁻⁴
31	3378761	11	413404	22	18791	1586,03	0,933	1,01	0,0005	34,529	1,657	45,933	2,204
36	889645	15	122026	21	5811	401,24	0,488	0,226	0,00005	7,726	0,371	51,934	2,49
80,5	920757	19	43711	20	2185,5	439,62	0,490	0,362	0,00005	12,376	0,594	35,522	1,705
160	11220	14	15956	28	569,8	1,62	0,062	0,007	0,0005	0,239	0,012	6,778	0,428
276	4842	15	1161	30	38,7	2,13	0,036	0,079	0,0005	2,701	0,130	0,789	0,040
303	12554	20	1501	40	37,5	5,90	0,057	0,204	0,0005	6,974	0,335	0,846	0,041
356	32713	19	1898	38	49,9	15,88	0,097	0,69	0,0005	23,590	1,132	0,673	0,033
384	3956	17	796	34	23,4	1,78	0,032	0,099	0,0005	3,385	0,162	0,526	0,027

TABELA 2

¹³³ Ba E keV	ID = 5 cm							T = 4 ks					
	N _p	n	N _f	m	N _{fs}	A _e (s ⁻¹)	ΔA _e (s ⁻¹)	B(E)	ΔB(E)	A(E)×10 ⁴ s ⁻¹	ΔA(E)×10 ⁴ s ⁻¹	ε _k ×10 ⁻⁴	Δε _k ×10 ⁻⁴
31	1111898	11	146494	22	6658,8	259,663	0,268	1,01	0,0005	34,529	1,657	7,520	0,361
36	289263	15	33729	21	1606,1	66,293	0,138	0,226	0,00005	7,726	0,371	8,580	0,412
80,5	313534	19	12086	20	604,3	75,513	0,142	0,362	0,00005	12,376	0,594	6,102	0,014
160	3517	14	4868	28	173,8	0,271	0,017	0,007	0,0005	0,239	0,012	0,925	0,074
276	1816	15	349	30	11,6	0,411	0,011	0,079	0,0005	2,701	0,130	0,152	0,008
303	4398	20	403	40	10,0	1,050	0,017	0,204	0,0005	6,974	0,335	0,151	0,008
356	11730	19	447	38	11,7	2,887	0,027	0,690	0,0005	23,590	1,132	0,122	0,006
384	1394	17	85	34	2,5	0,338	0,009	0,099	0,0005	3,385	0,162	0,091	0,005

TABELA 3

^{133}Ba	ID = 8 cm							T = 8 ks					
	E keV	N _p	n	N _f	m	N _{fs}	A _e (s ⁻¹)	ΔA _e (s ⁻¹)	B(E)	ΔB(E)	A(E)×10 ⁴ s ⁻¹	A(E)×10 ⁴ s ⁻¹	ε _k ×10 ⁻⁴
31	1076369	11	140119	22	6369,0	125,789	0,132	1,01	0,0005	34,578	1,657	3,638	0,174
36	280595	15	32461	21	1545,8	32,176	0,068	0,226	0,00005	7,728	0,371	4,163	0,200
80,5	275506	10	11735	20	586,7	33,705	0,066	0,338	0,0005	11,558	0,555	2,916	0,140
160	3437	14	4836	28	172,7	0,127	0,008	0,007	0,0005	0,239	0,012	0,531	0,043
276	1779	15	338	30	11,2	0,201	0,005	0,079	0,0005	2,701	0,130	0,074	0,004
303	4558	20	363	40	9,08	0,547	0,008	0,204	0,0005	6,976	0,335	0,078	0,004
356	11737	19	385	38	10,1	1,443	0,014	0,69	0,0005	23,595	1,132	0,061	0,003
384	1353	17	66	34	1,9	0,165	0,004	0,099	0,0005	3,385	0,162	0,049	0,0026

TABELA 4

^{241}Am	ID = 2 cm							T = 1 ks					
	E keV	N _p	n	N _f	m	N _{fs}	A _e (s ⁻¹)	ΔA _e (s ⁻¹)	B(E)	ΔB(E)	A(E)×10 ⁴ s ⁻¹	ΔA(E)×10 ⁴ s ⁻¹	ε _k ×10 ⁻⁴
14	133500	20	45320	40	1133	110,840	0,381	0,135	0,0005	5,547	0,278	19,982	1,004
17,5	243987	40	26037	20	1301,9	191,911	0,590	0,210	0,005	8,628	0,478	22,243	1,234
21	92688	55	3086	4	771,5	50,256	0,822	0,050	0,005	2,054	0,230	24,467	0,279
26	43924	22	10770	44	244,8	31,684	0,216	0,025	0,0005	1,027	0,055	30,851	1,666
60	697559	22	21922	44	498,2	686,599	0,838	0,353	0,005	14,503	0,753	47,342	2,459

TABELA 5

^{241}Am	ID = 5 cm											T = 4 ks	
	E keV	N_p	n	N_f	m	N_{fs}	$A_e(s^{-1})$	$\Delta A_e(s^{-1})$	B(E)	$\Delta B(E)$	$A(E) \times 10^4$ s^{-1}	$\Delta A(E) \times 10^4$ s^{-1}	$\epsilon_k \times 10^{-4}$
14	85737	20	30065	40	751,6	17,676	0,076	0,135	0,0005	5,547	0,278	3,187	0,160
17,5	155505	40	16737	20	836,9	30,507	0,118	0,210	0,005	8,628	0,478	3,536	0,196
21	59638	55	2021	4	505,3	7,962	0,166	0,050	0,005	2,054	0,230	3,876	0,441
26	27741	22	14545	44	330,6	5,117	0,044	0,025	0,0005	1,027	0,055	4,982	0,270
60	382034	25	11394	50	227,9	94,084	0,155	0,353	0,005	14,503	0,753	6,487	0,337

TABELA 6

^{241}Am	ID = 8 cm											T = 61,581 ks	
	E keV	N_p	n	N_f	m	N_{fs}	$A_e(s^{-1})$	$\Delta A_e(s^{-1})$	B(E)	$\Delta B(E)$	$A(E) \times 10^4$ s^{-1}	$\Delta A(E) \times 10^4$ s^{-1}	$\epsilon_k \times 10^{-4}$
14	617179	20	220259	40	5506,5	8,234	0,013	0,135	0,0005	5,547	0,278	1,484	0,074
17,5	1135963	40	122254	20	6112,7	14,476	0,021	0,210	0,005	8,628	0,478	1,678	0,093
21	473388	55	14884	4	3721,0	3,779	0,029	0,050	0,005	2,054	0,230	1,840	0,207
26	204024	22	109799	44	2495,4	2,422	0,008	0,025	0,0005	1,027	0,055	2,358	0,127
60	2796574	25	83457	50	1669,1	44,735	0,027	0,353	0,005	14,503	0,753	3,085	0,160

TABELA 7

^{57}Co	ID = 2 cm							T = 2 ks						
	E keV	N_p	n	N_f	m	N_{fs}	$A_e(s^{-1})$	$\Delta A_e(s^{-1})$	B(E)	$\Delta B(E)$	$A(E) \times 10^4 s^{-1}$	$\Delta A(E) \times 10^4 s^{-1}$	$\epsilon_k \times 10^{-4}$	$\Delta \epsilon_k \times 10^{-4}$
6,5	28194	31	9924	48	206,75	10,892	0,090	0,547	0,0013	1,389	0,061	7,842	0,350	
14	13468	14	3506	28	125,21	5,858	0,060	0,094	0,0002	0,239	0,011	24,510	1,156	
122	55831	31	1744	62	28,13	27,479	0,119	0,845	0,0015	2,146	0,094	12,805	0,564	
136	5206	32	167	64	2,61	2,561	0,036	0,119	0,0013	0,302	0,014	8,480	0,411	

TABELA 8

^{57}Co	ID = 5 cm							T = 4 ks						
	E keV	N_p	n	N_f	m	N_{fs}	$A_e(s^{-1})$	$\Delta A_e(s^{-1})$	B(E)	$\Delta B(E)$	$A(E) \times 10^4 s^{-1}$	$\Delta A(E) \times 10^4 s^{-1}$	$\epsilon_k \times 10^{-4}$	$\Delta \epsilon_k \times 10^{-4}$
6,5	8326	31	2370	32	74,10	1,507	0,026	0,547	0,0013	1,389	0,061	1,085	0,051	
14	4154	16	1380	32	43,13	0,866	0,017	0,094	0,0002	0,239	0,011	3,623	0,181	
122	17991	34	661	68	9,72	4,415	0,034	0,845	0,0015	2,146	0,094	2,057	0,091	
136	1780	29	83	58	1,43	0,435	0,011	0,119	0,0013	0,302	0,014	1,440	0,076	

TABELA 9

^{57}Co	ID = 8 cm							T = 10 ks					
	E keV	N_p	n	N_f	m	N_{fs}	$A_e(s^{-1})$	$\Delta A_e(s^{-1})$	B(E)	$\Delta B(E)$	$A(E) \times 10^4$ s^{-1}	$\Delta A(E) \times 10^4$ s^{-1}	$\epsilon_k \times 10^{-4}$
6,5	9732	31	3290	32	102,81	0,655	0,011	0,547	0,0013	1,389	0,061	0,472	0,022
14	5147	16	1868	32	58,38	0,421	0,007	0,094	0,0002	0,239	0,011	1,762	0,086
122	20913	24	809	48	16,85	2,05	0,015	0,845	0,0015	2,146	0,094	0,955	0,092
136	1988	29	118	58	2,03	0,193	0,004	0,119	0,0013	0,302	0,014	0,639	0,032

TABELA 10

E keV	ID = 2 cm		ID = 5 cm		ID = 8 cm	
	$\epsilon_k \times 10^{-4}$	$\Delta\epsilon_k \times 10^{-4}$	$\epsilon_k \times 10^{-4}$	$\Delta\epsilon_k \times 10^{-4}$	$\epsilon_k \times 10^{-4}$	$\Delta\epsilon_k \times 10^{-4}$
6,5	7,842	0,350	1,085	0,051	0,472	0,022
14	19,982	1,004	3,187	0,160	1,484	0,074
17,5	22,243	1,234	3,536	0,196	1,678	0,093
21	24,467	0,279	3,876	0,441	1,840	0,207
26	30,851	1,666	4,982	0,270	2,358	0,127
31	45,933	2,204	7,520	0,361	3,638	0,174
36	51,934	2,490	8,580	0,412	4,163	0,200
60	47,342	2,459	6,487	0,337	3,085	0,160
80,5	35,522	1,705	6,102	0,014	2,916	0,140
122	12,805	0,564	2,057	0,091	0,955	0,092
136	8,480	0,411	1,440	0,076	0,639	0,032
160	6,788	0,428	0,925	0,074	0,531	0,043
276	0,789	0,040	0,152	0,008	0,074	0,004
303	0,846	0,041	0,151	0,008	0,078	0,004
356	0,673	0,033	0,122	0,006	0,061	0,003
384	0,526	0,027	0,091	0,005	0,049	0,003

TABELA 11

	$A_0 [\mu\text{C}]$	$A_0 \times 10^4 [\text{s}^{-1}]$	$\Delta A_0 [\%]$	$\Delta A_0 \times 10^4 [\text{s}^{-1}]$	$T_{1/2}$	t [dana]	
^{133}Ba	11,23	41,55	4,8	1,994	10,8g	1109	2 cm
						1109	5 cm
						1108	8 cm
^{241}Am	11,16	41,29	5,0	2,064	463 g	1121	2 cm
							5 cm
							8 cm
^{57}Co	12,10	44,77	4,4	1,969	270,5d	1120	2 cm
							5 cm
							8 cm

TABELA 12

^{133}Ba	ID = 2 cm T = 4 ks									$K = \epsilon_k/\epsilon_r = 3,23 \times 10^{-5}$			
	E keV	N_p	n	N_f	m	N_{fs}	$A_e(s^{-1})$	$\Delta A_e(s^{-1})$	B(E)	$\Delta B(E)$	ϵ_r	$\epsilon_T \times 10^{-4}$	$\epsilon_k \times 10^{-4}$
31	580131	14	71860	28	2566,4	136,050	0,193	1,01	0,0005	134,703	43,508	45,933	0,062
36	153151	18	37624	36	1045,1	33,585	0,101	0,226	0,00005	148,61	48,001	51,934	0,144
80,5	146097	22	1287	4	321,7	34,755	0,108	0,362	0,00005	96,01	31,011	35,522	0,096
160	1603	12	2174	24	90,6	0,129	0,012	0,007	0,0005	18,43	5,953	6,778	0,553
276	967	17	315	34	9,26	0,202	0,008	0,079	0,0005	2,56	0,827	0,789	0,033
303	2522	16	915	32	28,59	0,516	0,013	0,204	0,0005	2,53	0,817	0,846	0,021
536	5486	21	215	42	5,12	1,345	0,019	0,690	0,0005	1,95	0,630	0,673	0,009
384	667	15	49	30	1,63	0,161	0,007	0,099	0,0005	1,63	0,526	0,526	0,023

TABELA 13

^{133}Ba	ID = 5 cm T = 8 ks									$K = \epsilon_k/\epsilon_r = 3,37 \times 10^{-5}$			
	E keV	N_p	n	N_f	m	N_{fs}	$A_e(s^{-1})$	$\Delta A_e(s^{-1})$	B(E)	$\Delta B(E)$	ϵ_r	$\epsilon_T \times 10^{-4}$	$\epsilon_k \times 10^{-4}$
31	182410	14	24398	28	871,3	21,276	0,054	1,01	0,0005	21,07	7,100	7,520	0,018
36	48072	18	12804	36	355,6	5,209	0,028	0,226	0,00005	23,09	7,781	8,580	0,042
80,5	46956	22	445	4	111,3	5,563	0,031	0,362	0,00005	15,37	5,180	6,102	0,029
160	542	12	760	24	31,7	0,020	0,003	0,007	0,0005	2,86	0,964	0,925	0,145
276	320	17	121	34	3,6	0,032	0,002	0,079	0,0005	0,41	0,138	0,151	0,009
303	741	16	139	32	4,3	0,084	0,003	0,204	0,0005	0,41	0,138	0,151	0,004
356	1768	21	75	42	1,78	0,216	0,005	0,690	0,0005	0,31	0,104	0,122	0,002
384	222	15	17	30	0,566	0,027	0,002	0,099	0,0005	0,27	0,091	0,092	0,007

TABELA 14

^{133}Ba	ID = 8 cm T = 57,514 ks									K = $\epsilon_k/\epsilon_r = 3,77 \times 10^{-5}$			
	E keV	N_p	n	N_f	m	N_{fs}	$A_e(s^{-1})$	$\Delta A_e(s^{-1})$	B(E)	$\Delta B(E)$	ϵ_r	$\epsilon_T \times 10^{-4}$	$\epsilon_k \times 10^{-4}$
31	605613	14	83072	28	2966,9	9,802	0,014	1,01	0,0005	9,705	3,659	3,638	0,005
36	160461	18	44690	36	1241,4	2,401	0,007	0,226	0,00005	10,624	4,005	4,163	0,012
80,5	167585	22	1663	4	415,8	2,755	0,008	0,338	0,00005	8,151	3,073	2,916	0,009
160	1855	12	2731	24	113,8	0,0085	0,0009	0,007	0,0005	1,214	0,458	0,531	0,048
276	1062	17	481	34	14,1	0,014	0,0006	0,079	0,0005	0,177	0,067	0,074	0,003
303	2291	16	331	32	9,7	0,037	0,0008	0,204	0,0005	0,181	0,068	0,078	0,001
356	6095	21	272	42	6,5	0,104	0,001	0,690	0,0005	0,151	0,057	0,061	0,0005
384	764	15	53	30	1,7	0,013	0,0005	0,099	0,0005	0,131	0,049	0,049	0,005

TABELA 15

^{241}Am	ID = 2 cm T = 1 ks									K = $\epsilon_k/\epsilon_r = 2,21 \times 10^{-5}$			
	E keV	N_p	n	N_f	m	N_{fs}	$A_e(s^{-1})$	$\Delta A_e(s^{-1})$	B(E)	$\Delta B(E)$	ϵ_r	$\epsilon_T \times 10^{-4}$	$\epsilon_k \times 10^{-4}$
14	2214	20	589	40	14,7	1,920	0,049	0,135	0,0005	14,222	31,431	19,982	0,802
17,5	3690	40	313	20	15,7	3,062	0,070	0,210	0,005	14,581	32,222	22,243	0,737
21	1293	55	33	4	8,3	0,837	0,087	0,050	0,005	16,74	36,995	24,467	3,845
26	617	16	241	32	7,5	0,497	0,026	0,025	0,0005	19,880	43,935	30,851	2,298
60	7675	25	227	50	4,5	7,563	0,088	0,353	0,005	21,425	47,349	47,342	0,551

TABELA 16

^{241}Am	ID = 5 cm T = 4 ks									$K = \epsilon_k/\epsilon_r = 1,84 \times 10^{-4}$			
	E keV	N_p	n	N_{fs}	m	N_{fs}	$A_e(s^{-1})$	$\Delta A_e(s^{-1})$	B(E)	$\Delta B(E)$	ϵ_r	$\epsilon_T \times 10^{-4}$	$\epsilon_k \times 10^{-4}$
14	1417	20	435	40	10,9	0,300	0,010	0,135	0,0005	2,222	4,088	3,187	0,136
17,5	2251	40	216	20	10,8	0,465	0,014	0,210	0,005	2,214	4,074	3,536	0,123
21	960	55	42	4	10,5	0,096	0,024	0,050	0,005	1,920	3,533	3,876	0,883
26	345	16	195	32	6,1	0,062	0,005	0,025	0,0005	2,48	4,563	4,982	0,368
60	5081	25	205	50	4,1	1,245	0,018	0,353	0,005	3,527	6,489	6,487	0,094

TABELA 17

^{241}Am	ID = 8 cm T = 61,674 ks									$K = \epsilon_k/\epsilon_r = 1,84 \times 10^{-4}$			
	E keV	N_p	n	N_{fs}	m	N_{fs}	$A_e(s^{-1})$	$\Delta A_e(s^{-1})$	B(E)	$\Delta B(E)$	ϵ_r	$\epsilon_T \times 10^{-4}$	$\epsilon_k \times 10^{-4}$
14	10644	20	4233	40	105,8	0,138	0,002	0,135	0,0005	1,022	1,880	1,484	0,027
17,5	18142	40	2280	20	114,0	0,220	0,003	0,210	0,005	1,048	1,928	1,678	0,026
21	7826	55	276	4	69,0	0,065	0,004	0,050	0,005	1,300	2,392	1,840	0,147
26	2994	16	1859	32	58,1	0,033	0,001	0,025	0,0005	1,320	2,429	2,358	0,074
60	37579	25	1966	50	39,3	0,593	0,003	0,353	0,005	1,680	3,091	3,085	0,016

TABELA 18

^{57}Co	ID = 2 cm T = 2 ks									$K = \epsilon_k/\epsilon_r = 2,05 \times 10^{-4}$			
	E keV	N_p	n	N_f	m	N_{fs}	$A_e(s^{-1})$	$\Delta A_e(s^{-1})$	B(E)	$\Delta B(E)$	ϵ_r	$\epsilon_T \times 10^{-4}$	$\epsilon_k \times 10^{-4}$
6,5	17930	21	3006	48	62,63	8,307	0,068	0,574	0,0013	15,186	31,131	7,842	0,255
14	3230	15	1245	30	41,5	1,304	0,030	0,094	0,0002	13,872	28,438	24,510	0,654
122	10693	33	366	68	5,38	5,255	0,052	0,845	0,0015	6,219	12,749	12,805	0,126
136	1012	26	53	52	1,02	0,493	0,016	0,119	0,0013	4,143	8,493	8,480	0,276

TABELA 19

^{57}Co	ID = 5 cm T = 4 ks									$K = \epsilon_k/\epsilon_r = 2,02 \times 10^{-4}$			
	E keV	N_p	n	N_f	m	N_{fs}	$A_e(s^{-1})$	$\Delta A_e(s^{-1})$	B(E)	$\Delta B(E)$	ϵ_r	$\epsilon_T \times 10^{-4}$	$\epsilon_k \times 10^{-4}$
6,5	5562	31	1238	48	25,79	1,191	0,019	0,547	0,0013	2,177	4,398	1,085	0,079
14	978	14	395	28	14,11	0,195	0,008	0,094	0,0002	2,074	4,189	3,623	0,172
122	3730	27	172	54	3,19	0,911	0,015	0,845	0,0015	1,078	2,178	2,057	0,036
136	356	26	30	52	0,577	0,085	0,005	0,119	0,0013	0,714	1,440	1,440	0,085

TABELA 20

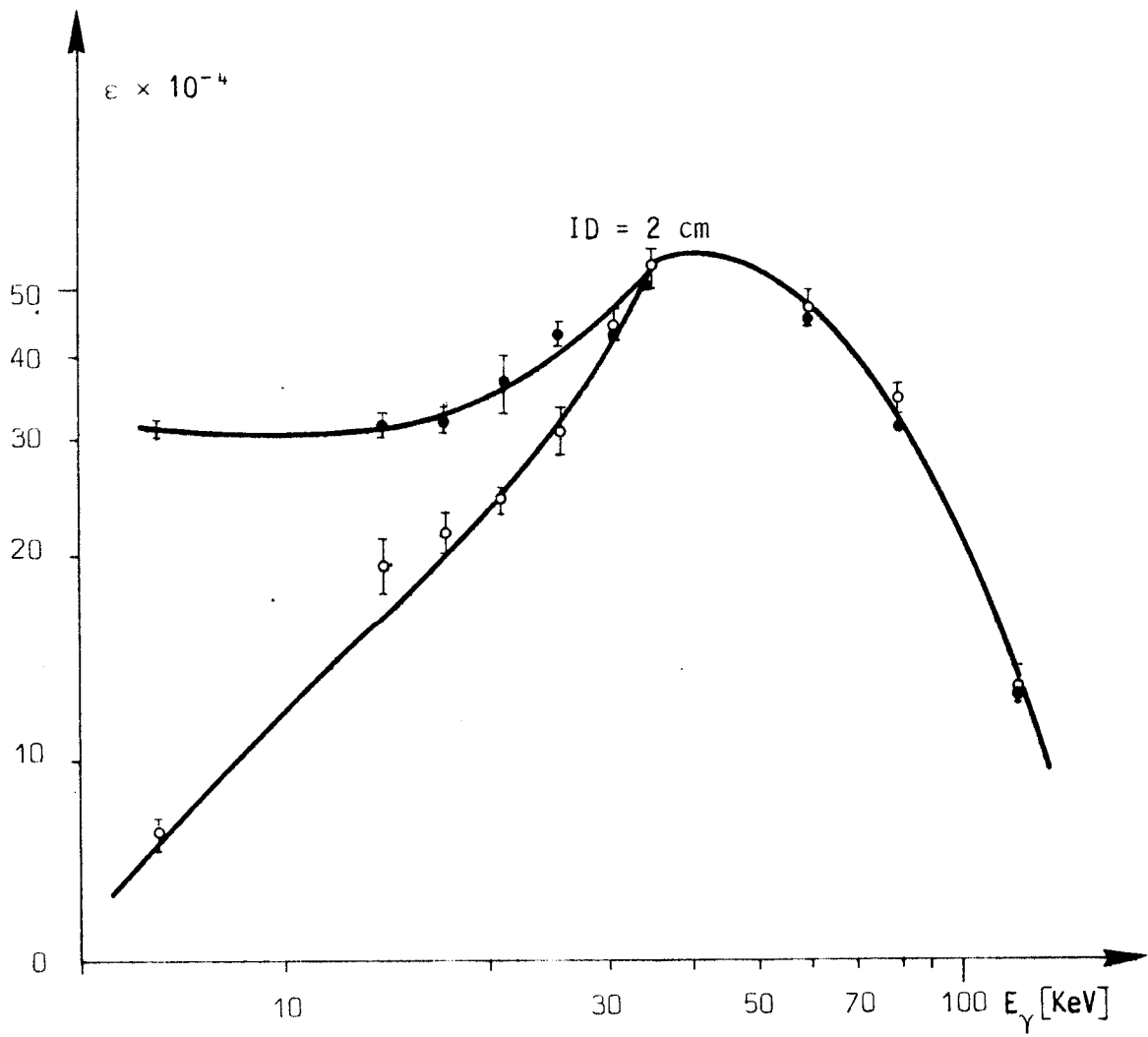
^{57}Co	ID = 8 cm T = 66,381 ks									$K = \epsilon_k/\epsilon_r = 1,85 \times 10^{-4}$			
	E keV	N_p	n	N_f	m	N_{fs}	$A_e(s^{-1})$	$\Delta A_e(s^{-1})$	B(E)	$\Delta B(E)$	ϵ_r	$\epsilon_T \times 10^{-4}$	$\epsilon_k \times 10^{-4}$
6,5	42689	31	11484	48	239,25	0,531	0,003	0,547	0,0013	0,971	1,796	0,472	0,010
14	8399	14	3634	28	129,79	0,099	0,001	0,094	0,0002	1,053	1,948	1,762	0,020
122	28764	31	1540	62	24,84	0,422	0,003	0,845	0,0015	0,499	0,923	0,955	0,007
136	2934	32	471	64	7,36	0,041	0,0008	0,119	0,0013	0,345	0,639	0,639	0,012

TABELA 21

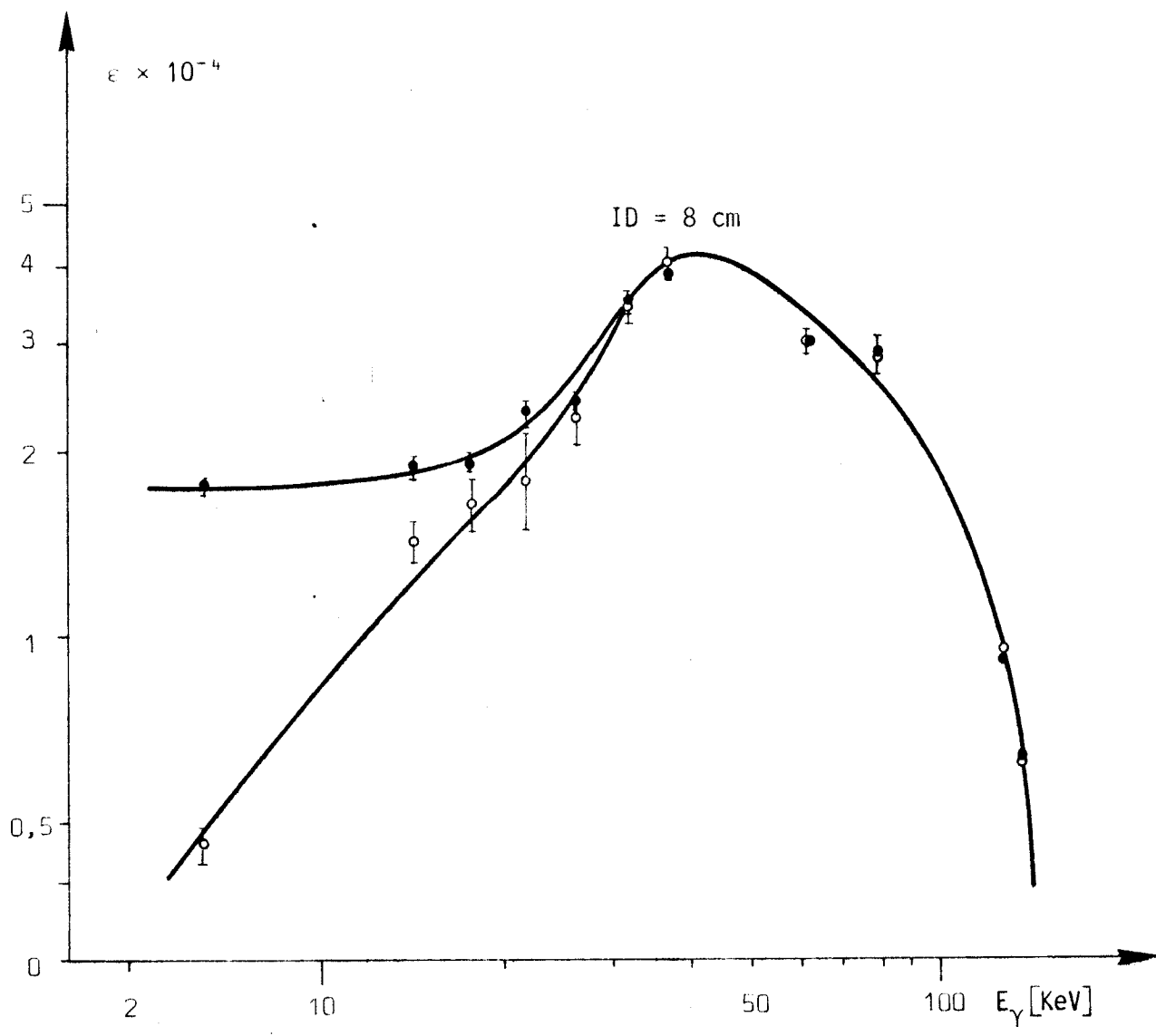
ID = 2 cm				
E keV	$\epsilon_k \times 10^{-4}$	$\Delta\epsilon_k \times 10^{-4}$	$\epsilon_T \times 10^{-4}$	$\Delta\epsilon_T \times 10^{-4}$
6,5	7,842	0,350	31,131	0,255
14	19,982	1,004	31,431	0,802
17,5	22,243	1,234	32,222	0,737
21	24,467	0,279	36,995	3,84
26	30,851	1,666	43,935	2,30
31	45,933	2,204	43,508	0,062
36	51,934	2,490	48,001	0,144
60	47,342	2,459	47,349	0,55
80,5	35,522	1,709	31,011	0,096
122	12,805	0,564	12,749	0,126
136	8,480	0,411	8,493	0,276

TABELA 22

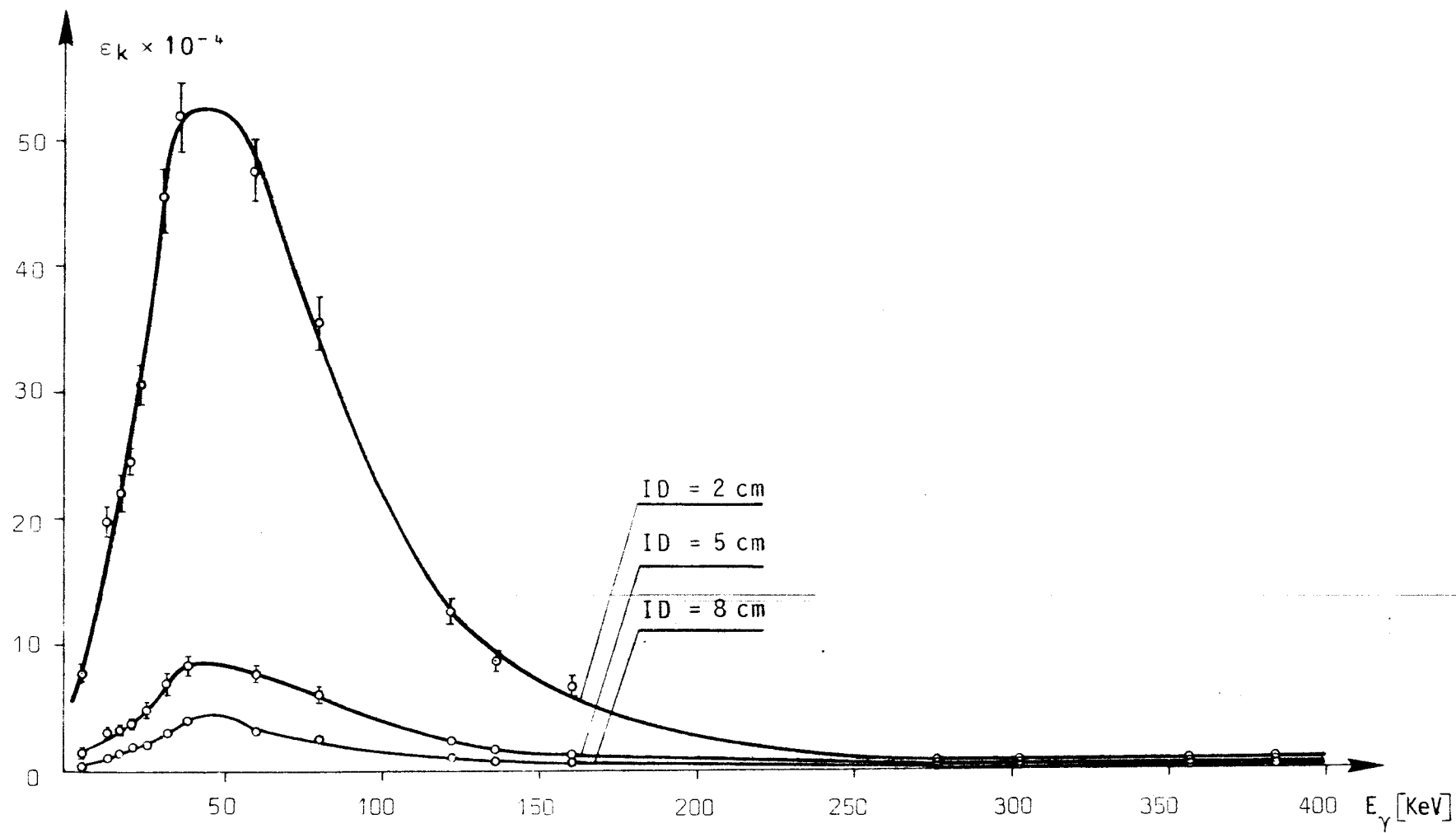
ID = 8 cm				
E keV	$\epsilon_k \times 10^{-4}$	$\Delta\epsilon_k \times 10^{-4}$	$\epsilon_T \times 10^{-4}$	$\Delta\epsilon_T \times 10^{-4}$
6,5	0,472	0,022	1,796	0,010
14	1,484	0,074	1,880	0,027
17,5	1,678	0,093	1,928	0,026
21	1,840	0,207	2,392	0,147
26	2,358	0,127	2,429	0,074
31	3,638	0,174	3,65	0,005
36	4,163	0,200	4,005	0,012
60	3,085	0,160	3,09	0,016
80,5	2,916	0,140	3,073	0,009
122	0,955	0,092	0,923	0,007
136	0,639	0,032	0,639	0,012



slika 7.



slika 8.



Slika 9.

L I T E R A T U R A

- |1| Lazar Marinkov *Doktorska disertacija, Vinča, Beograd, 1963.*
- |2| Lazar Marinkov *Osnovi nuklearne fizike, Novi Sad, 1976.*
- |3| Bikit Ištvan *Diplomski rad, PMF Novi Sad, 1967.*
- |4| Evgenije Medješi *Diplomski rad, PMF Novi Sad, 1975.*
- |5| Ač Ferenc *Diplomski rad, PMF Novi Sad, 1979.*
- |6| R.S. Hager,
E.C. Seltzer *Nuclear Data 14, 1, 2. 1968, California
Institute of Tehnology, Pasadena, California.*
- |7| Sam J. Cipolla,
Mary J. Hewitt *Nuclear Instruments and Methods, 1976, Depart-
ment of Physics, Creighton University, Omaha.*
- |8| J.L. Campbell,
P. O'Brien,
L.A. McNelces *Nuclear Instruments and Methods, 1971, Depart-
ment of Physics, University of Guelph, Guelph,
Ontario, Canada.*
- |9| Grujić Rade *Diplomski rad, PMF Novi Sad, 1976.*
- |10| R.M. Singru *Introduction to Experimental Nuclear Physics.*

