

UNIVERZITET U NOVOM SADU  
PRIRODNO-MATEMATICKI FAKULTET  
INSTITUT ZA FIZIKU

D I P L O M S K I   R A D

NISKOFONSKA PRIMENA 9" X 9" NaJ(Tl) DETEKTORA OBЛИKA JAME

MENTOR:

DR ISTVAN BIKIT

KANDIDAT:

DRAGOSLAVA PETLJANSKI

NOVI SAD 1991. GOD.

*Zahvaljujem se osoblju Laboratorije za  
nuklearnu fiziku Instituta za fiziku u  
Novom Sadu na pomoci koju su mi pružili  
u toku izrade diplomskog rada*

**SADRŽAJ:**

<b>UVOD.....</b>	<b>1</b>
<b>NEORGANSKI ĆVRSTI SCINTILATORI.....</b>	<b>2</b>
<b>INTERAKCIJA ZRAČENJA SA NATERIJOM.....</b>	<b>4</b>
Fotoelektrični efekat .....	4
Komptonov efekat.....	6
Par efekat.....	7
"MALI" DETEKTORI.....	10
"VRLO VELIKI" DETEKTORI.....	11
"REALNO VELIKI" DETEKTORI.....	13
<b>FOTOMULTIPLIKATORSKA CEV.....</b>	<b>14</b>
DETEKTOR NaJ(Tl) U OBLIKU JAME DIMENZIJA 9" x 9" .....	16
OSOBINE NaJ(Tl) SCINTILACIONIH SPEKTROMETARA.....	18
Oblik eksperimentalnog spektra NaJ(Tl).....	18
Energetsko razlaganje.....	21
Linearnost.....	24
Efikasnost.....	25
<b>EKSPERIMENTALNI RAD.....</b>	<b>26</b>
Energetska kalibracija čepa NaJ(Tl).....	26
Energetska kalibracija omotača NaJ(Tl).....	28
Energetska kalibracija detektora NaJ(Tl) oblika jame 9" X 9"....	30
Određivanje efikasnosti detektora za tačkaste izvore.....	35
Određivanje praga detekcije.....	39
<b>ZAKLJUČAK.....</b>	<b>43</b>
<b>LITERATURA.....</b>	<b>44</b>

## UVOD

Supstance koje pod dejstvom zračenja emituju svetlost nazivaju se scintilatorima. Scintilatori, zahvaljujući navedenoj osobini, mogu da se koriste za detekciju i spektroskopiju zračenja.

Pri koriscenju scintilatora za detekciju, on mora da ispunjava sledeće zahteve:

- da je doprinos stvaranja fotona velik
- da je providan za emitovane fotone, da emitovane fotone ne apsorbuje
- da je linearan ( broj emitovanih fotona treba da je srazmeran energiji upadnog zračenja )

Postoje gasoviti, tečni i čvrsti scintilatori i to:

- gasoviti scintilatori su na primer: argon, kripton, ksenon;
- tečni scintilatori su na primer: rastvori difenilosazola ili terfenila u toluolu ili ksiolu ( neki od tih rastvora se procesom polimerizacije mogu prevesti u prozračne mase );
- čvrsti scintilatori su na primer: NaJ aktiviran Tl, ZnS aktiviran srebrom, KJ aktiviran Tl, antracen, stilben.

Od svih navedenih scintilatora koristili smo NaJ(Tl). NaJ(Tl) spada u neorganske čvrste scintilatore.

Pre masovne proizvodnje poluprovodničkih detektora NaJ(Tl) detektori su bili najviše korišćeni u  $\gamma$ -spektroskopiji. Danas se oni koriste u specijalnim namenama: niskofonska  $\gamma$ -spektrometrija i koincidentna  $\gamma$ -spektrometrija.

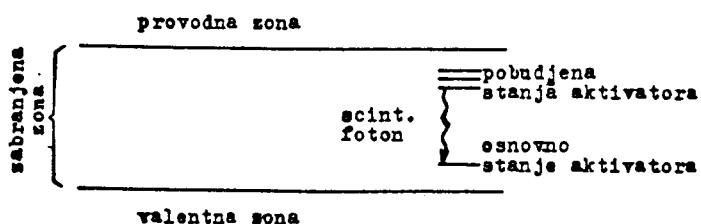
Zadatak je bio određivanje karakteristika scintilacionog detektora, NaJ(Tl) u obliku jame dimenzija 9" x 9" koji se koristi kao deo antikomptonskog spektrometra laboratorije za nuklearnu fiziku.



## NEORGANSKI ĆVRSTI SCINTILATORI

Scintilacioni mehanizam kod neorganskih scintilatora zavisi od energetskih stanja koja su odredena samom kristalnom rešetkom.

U kristalu energetski nivoi pojedinačnih atoma obrazuju energetske zone.



slika 1.

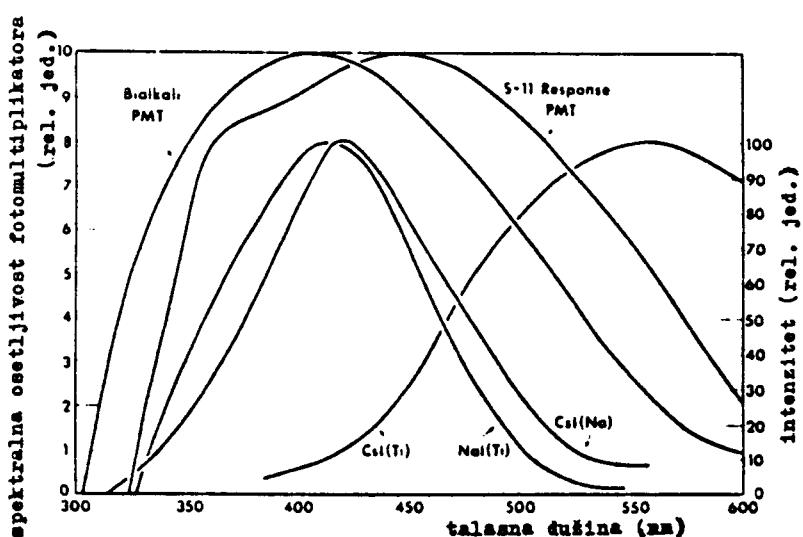
Na slici 1. su prikazane zone u kristalu: provodna, valentna i zabranjena zona. U valentnoj zoni se nalaze elektroni koji su vezani za atome u rešetci, dok se u provodnoj zoni nalaze elektroni koji imaju dovoljnu energiju da budu slobodni i da se kreću kroz kristal. Kod čistih kristala u zabranjenoj zoni ne postoji energetski nivo na kome bi se mogli naci elektroni.

Apsorpcijom dovoljne energije elektroni iz valentne zone mogu da pređu u provodnu, a da za sobom ostave u valentnoj zoni šupljinu. Pri povratku elektrona u valentnu zonu emitovao bi se foton takve energije da bi kod čistog kristala bio apsorbovan, pa kažemo da je takav proces emisije neefikasan. Da bi imali efikasniji proces u kristal se dodaju mali iznosi necistoca koji se nazivaju aktivatori. Dodavanjem pogodnog aktivatora, u zabranjenoj zoni se pojavljuju energetski nivoi, koji potiču od atoma aktivatora, na kojima mogu da se nadu elektroni i sa kojih elektroni mogu da izvrše deeksitacioni prelaz u valentnu zonu. Pri takvoj deeksitaciji emituje se foton koji nema dovoljnu energiju da bi bio apsorbovan. Time se postiže da je scintilator zajedno sa aktivatorom providan za emitovane fotone.

Na opisanom procesu se zasniva i detekcija zračenja. Prolaskom zračenja kroz scintilacioni detektor formira se veliki broj parova elektron-šupljina. Ti parovi se obrazuju podizanjem elektrona iz valentne zone u provodnu, apsorpcijom zračenja dovoljne energije.

Šupljine koje ostaju u valentnoj zoni, brzo se pomeraju kroz valentnu zonu i kada stignu do mesta aktivatora, jonizovace ga. Do jonizacije atoma aktivatora dolazi, jer je energija ionizacije atoma aktivatora manja od energije ionizacije atoma tipične rešetke.

U međuvremenu, elektron koji je u provodnoj zoni, kreće se kroz kristal. Elektron se kreće sve dok se ne sretne sa ionizovanim atomom aktivatora i tada može da se formira neutralna pobudena konfiguracija aktivatora. Atom aktivatora poseduje svoj niz energetskih stanja. Ta stanja su prikazana linijama u zabranjenoj zoni na slici 1. Ako imamo pobudenu konfiguraciju aktivatora sa mogućim prelazom na osnovni nivo, njegova deeksitacija će se ostvariti veoma brzo. Tipično vreme života za takva pobudena stanja je reda  $10^{-7}$  s. Pri takvoj deeksitaciji emituje se foton za koji je scintilator sa aktivatorom providan, jer emitovan foton ima manju energiju od energije potrebne za formiranje para elektron-šupljina. Kao rezultat toga emisioni spektar je pomeren ka većim talasnim dužinama u odnosu na apsorpcioni spektar. Emisioni spektri nekih neorganskih scintilatora prikazani su na slici 2. Kada ne bi imali kristal sa aktivatorom, emisioni i apsorpcioni spektri bi se poklapali i imali bi slučaj samoapsorpcije.



slika 2.

Karakteristike nekih scintilatora su date u tabeli 1.1.

Material	$\lambda_m$ (nm)	vreme opadanja ( $\mu$ s)	indeks prelamanja sa $\lambda_m$	gustina ( $g\text{cm}^{-3}$ )	$\gamma$ scint. efikasnost relativna u odnosu na NaJ(Tl)
NaI(Tl)	410	0.23	1.85	3.67	100%
CsI(Na)	420	0.63	1.84	4.51	85
CsI(Tl)	565	1.0	1.80	4.51	45
Lil(Eu)	470-485	1.4	1.96	4.08	35
ZnS(Ag)	450	0.20	2.36	4.09	130 <sup>b</sup>
CaF <sub>2</sub> (Eu)	435	0.9	1.44	3.19	50
Bi <sub>4</sub> Ge <sub>3</sub> O <sub>12</sub>	480	0.30	2.15	7.13	8
CsF	390	0.005	1.48	4.11	5
Li glass	395	0.075	1.55	2.5	10

tabela 1.1

### INTERAKCIJA ZRAČENJA SA MATERIJOM

Proces apsorpcije energije upadnog zračenja u scintilatoru određen je interakcijama zračenja i materije.

Postoje tri tipa interakcije:

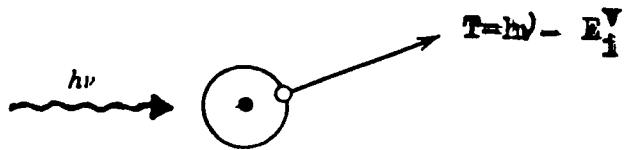
- fotoelektrični efekat
- Komptonov efekat
- par efekat

Fotoelektrični efekat je proces interakcije zračenja sa materijom pri čemu foton upadnog zračenja predaje svu svoju energiju vezanom elektronu. Usled toga, foton nestaje, a elektron, koji je apsorbovao energiju, napušta atom sa kinetičkom energijom T koja iznosi:

$$T = h\nu - E_i^V \quad (1)$$

gde je:  $h\nu$ -energija fotona

$E_i^V$ -energija veze i-tog elektrona



Pored opisanog procesa, pri fotoelektričnom efektu se dešavaju i procesi emisije X-zraka i Augerovih elektrona. Pomenuti procesi emisije nastaju kao posledica pregrupisavanja elektrona u elektronskom omotacu. Upraznjeno mesto, koje za sobom ostavlja elektron u elektronskom omotacu veoma brzo se popunjava pri čemu se emituje kvant X-zraka. Emitovan kvant može da bude apsorbovan fotoelektričnim efektom u datom atomu pri čemu još jedan elektron napušta atom. Tako emitovan elektron se naziva sekundarni ili Augerov elektron. Augerovi elektroni su niskoenergetski fotoelektroni, kratkog dometa.

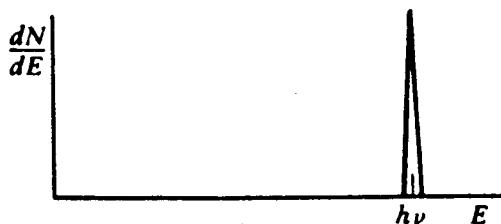
Verovatnoća nastanka fotoefekta meri se presekom. Presek za fotoefekat dat je izrazom:

$$\sigma_F \sim Z^5 \frac{1}{(h\nu)^{7/2}} \quad (2)$$

gde je: Z - redni broj sredine

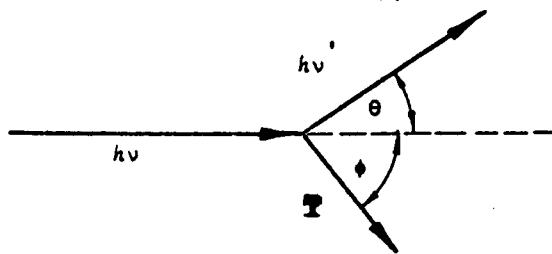
$h\nu$  - energija fotona

Raspodela elektrona po energijama za fotoelektrični efekat prikazana je grafički na slici 3.



slika 3.

Komptonov efekat je proces interakcije zračenja i materije pri čemu foton upadnog zračenja preda deo svoje energije slabo vezanom elektronu, foton se rasejava, a elektron uzmakne. Kao rezultat interakcije, prema tome, imamo rasejani foton i uzmaknuti elektron, čije energije zavise od ugla rasejanja.



Zavisnost energije rasejanog fotona  $h\nu'$  od ugla rasejanja  $\theta$  data je sa formulom:

$$h\nu' = \frac{h\nu}{1 + \frac{h\nu}{m_0 c^2} (1 - \cos\theta)} \quad (3)$$

a zavisnost energije uzmaknutog elektrona  $T$  od ugla rasejanja  $\theta$  data je kao:

$$T = h\nu - h\nu' = h\nu \left[ \frac{\frac{h\nu}{m_0 c^2} (1 - \cos\theta)}{1 + \frac{h\nu}{m_0 c^2} (1 - \cos\theta)} \right] \quad (4)$$

Mogu se uočiti dva ekstremna slučaja.

#### 1. Ugao rasejanja $\theta=0$

U tom slučaju jednačine (3) i (4) daju da je  $h\nu' \approx h\nu$ , a  $T \approx 0$ , što znači da Komptonov uzmaknuti elektron ima vrlo malu energiju, a rasejni foton ima skoro istu energiju kao i pre rasejanja.

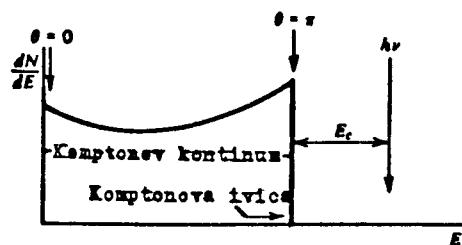
#### 2. Ugao rasejanja $\theta=\pi$

U tom slučaju foton se rasejava unazad po istom pravcu po kome je i

došao, dok elektron uzmije duž pravca incidencije. Energija uzmaknutog elektrona je maksimalna i iznosi:

$$T_{\max} = h\nu \left[ \frac{\frac{2h\nu}{m_0 c^2}}{1 + \frac{2h\nu}{m_0 c^2}} \right] \quad (5)$$

Na slici 4. je prikazana raspodela elektrona po energijama za Komptonov efekat.



slika 4.

Presek za Komptonov efekat je dat izrazom:

$$\sigma_c \sim Z \frac{1}{h\nu}$$

gde je: Z-redni broj sredine

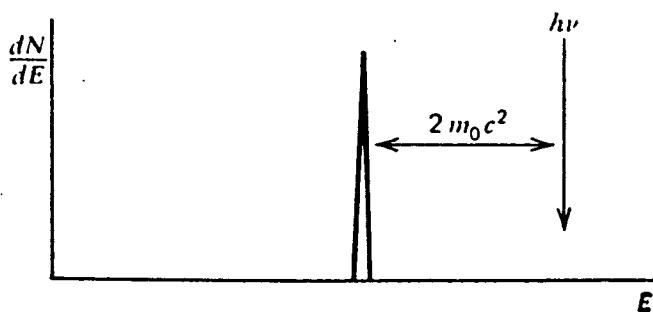
$h\nu$ -energija fotona

Par efekat je proces interakcije zračenja i materije u kome foton pretvara svu svoju energiju u energiju dve čestice, elektrona i pozitrona. Za stvaranje para elektron-pozitron potrebna je energija od  $2m_0 c^2$  što znači da je minimum energije  $\gamma$ -zraka od 1.02 MeV potreban da bi proces bio energetski moguć. Ako je energija  $\gamma$ -zraka veća od 1.02 MeV, visak energije se pojavljuje u vidu kinetičke energije podeljene na par elektron-pozitron.

Prema tome

$$h\nu = 2m_0c^2 + T_e^- + T_e^+ \quad (6)$$

Raspodela nanelektrisanih čestica po energijama za par efekat prikazana je na slici 5.



slika 5.

Presek za par efekat dat je izrazom:

$$\sigma_p \sim Z^2 \ln h\nu$$

gde je: Z-redni broj sredine

$h\nu$ -energija fotona

Da bi zakoni održanja bili zadovoljeni, par efekat je moguć u polju jezgra ili u polju elektrona.

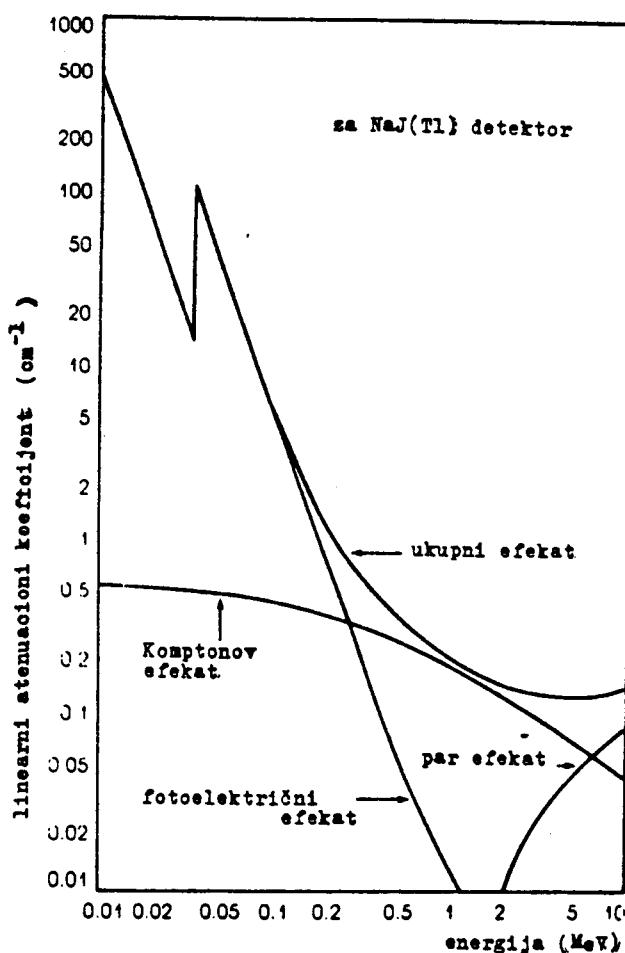
Ovde treba spomenuti i obrnuti proces, proces anihilacije. U procesu anihilacije, elektron i pozitron nestaju, a javljaju se dva  $\gamma$ -kvanta energije od 511keV. Kvanti zračenja se emituju pod uglom od  $180^\circ$ .

Pošto sva tri efekta slabe upadni snop zračenja, ukupni presek za interakciju dat je kao zbir preseka za pojedine efekte:

$$\sigma \sim \sigma_F + \sigma_C + \sigma_p$$

$$\sigma \approx Z^5 \frac{1}{(hv)^{7/2}} + Z \frac{1}{hv} + Z^2 \ln hv \quad (7)$$

Grafičkim predstavljanjem sva tri procesa dobija se forma kao na slici 6.



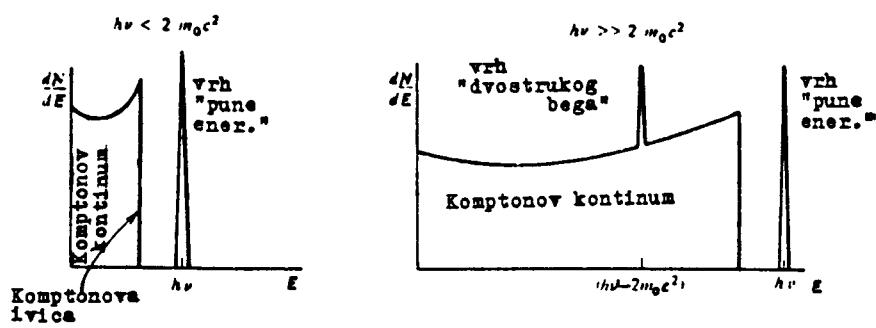
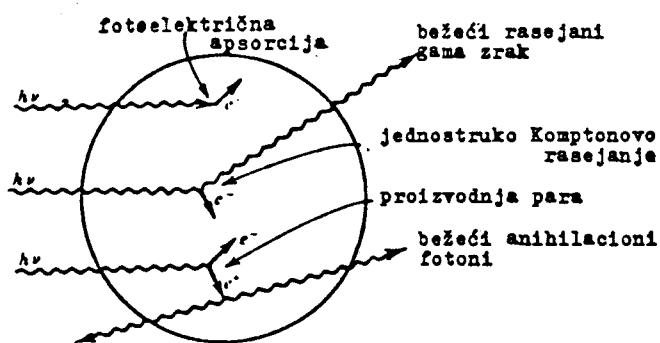
slika 6.

Sa slike se može videti da u oblasti niskih energija dominira fotoefekat (energije do nekoliko stotina keV-a), formiranje parova preovladuje kod visokoenergetskih  $\gamma$ -zraka (energije od oko 5 MeV pa navise), a Komptonovo rasejanje je najverovatniji proces u oblasti srednjih energija (energije izmedu nekoliko stotina keV i 5 MeV).

Za spektroskopiju zračenja na nizim energijama je najznačajniji fotoelektrični efekat, dok se na visim energijama (oko 10 MeV) za spektroskopiju koristi Komptonova ivica.

## "MALI" DETEKTORI

"Malim" detektorima možemo nazvati detektore čije su dimenzije male u poređenju sa srednjom dužinom slobodnog puta sekundarnih  $\gamma$ -radijacija proizvedenih u interakciji upadnih  $\gamma$ -zraka i materije. U sekundarne radijacije možemo ubrojati Komptonove rasejane  $\gamma$ -zrake, fotone koji nastaju anihilacijom pozitrona i elektrona. Srednja dužina slobodnog puta sekundarnih  $\gamma$ -radijacija je reda nekoliko centimetara, pa dimenzije "malih" detektora ne bi trebale da prelaze vrednost od centimetar ili dva.



slika 7.

Spektri koje dobijamo kod "malih" detektora prikazani su na slici 7.

Ako je energija upadnog  $\gamma$ -zraka manja od energije potrebne za formiranje para, spektar koji dobijamo potiče od fotoelektričnog i Komptonovog efekta. Na spektru uočavamo vrh koji se naziva fotovrh ili vrh "pune energije" i kontinum, tzv. Komptonov kontinum.

U slučaju da je energija upadnog  $\gamma$ -zraka dovoljna za formiranje para, onda je spektar rezultat sva tri efekta. Kod "malih" detektora foton nastali anihilacijom pobegnu iz detektora, tako da na spektru uočavamo i vrh na energiji od  $2m_e c^2$  niže od fotovrha, koji se naziva vrh "dvostrukog bega".

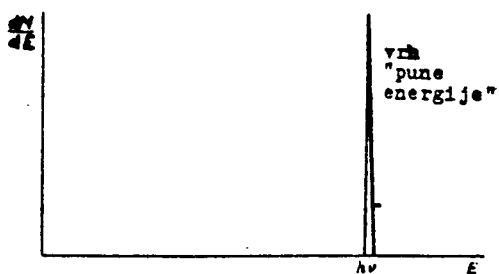
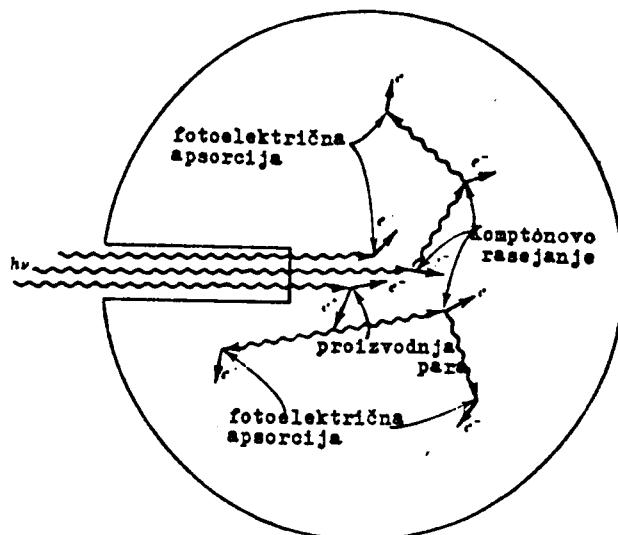
Ovo sve važi uz pretpostavku, da se energija nanelektrisanih čestica (fotoelektron, Komptonov elektron, elektron para i pozitron) kompletno apsorbuje u zapremini detektora.

#### " VRLO VELIKI" DETEKTORI

Kod "vrlo velikih" detektora se predpostavlja da su im dimenzijs dovoljno velike tako da unutar zapremine detektora deluju i sve sekundarne radijacije. Prema tome, kod "vrlo velikih" detektora, Komptonovi rasejani  $\gamma$ -zraci i foton nastali anihilacijom takođe dejstvuju u zapremini detektora, odnosno, predpostavlja se da ni jedna sekundarna radijacija ne pobegne iz date zapremine.

U "vrlo velikim" detektorima ako je početna interakcija Komptonovo rasejanje, rasejani  $\gamma$ -zrak će interagovati na nekom drugom mestu u detektoru. Ta interakcija može biti takođe Komptonovo rasejanje, pri čemu se dobija rasejani foton još niže energije koji opet dalje interaguje, a može biti i interakcija putem fotoefekta i u tom slučaju je proces okončan.

Za ceo navedeni proces potrebno je malo vremena. Primarni i sekundarni  $\gamma$ -zraci putuju kroz kristal brzinom svetlosti i ako je prosečna duljina pomeranja sekundarnih  $\gamma$ -zraka reda 10 cm ukupno vreme proteklo od početka do kraja procesa je manje od ns. Ukupan proces treba da stvori Komptonove elektrone u svakoj tački rasejavanja i finalni fotoelektron. Signal koji daje detektor biće suma reakcija svakog pojedinačnog elektrona. Kada je karakteristika detektora linearna u odnosu na energiju elektrona, onda će i stvoreni signal



slika 8.

biti proporcionalan totalnoj energiji svih elektrona koji su proizvedeni tokom procesa. Posto nista ne pobegne iz detektora, onda je totalna energija svih stvorenih elektrona jednaka energiji upadnog  $\gamma$ -zraka (slika 8 - vrh "pune energije")

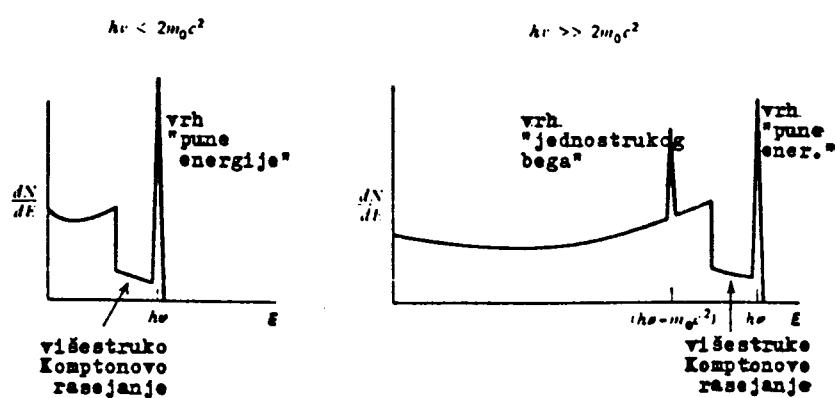
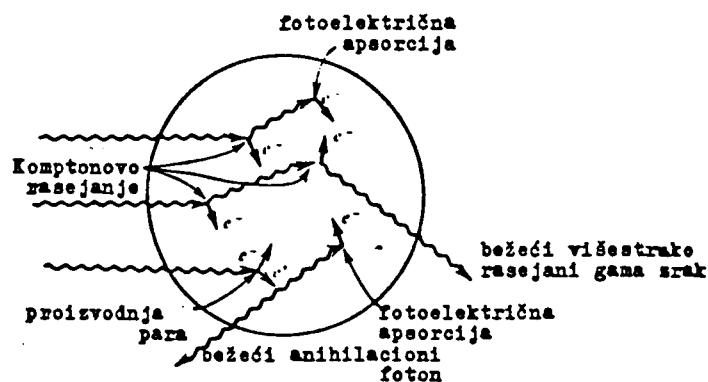
Ako u "vrlo veliki" detektor upadne zračenje dovoljne energije da može da izazove par efekat, predpostavlja se da fotoni nastali anihilacijom interaguju na nekom drugom mestu u detektoru putem Komptonovog efekta ili fotoefekta. Posto su dimenzije detektora dovoljno velike da spreče gubitak sekundarne radijacije, zbir kinetičkih energija para elektron-pozitron, Komptonovih elektrona i fotoelektrona jednak je energiji fotona upadnog zračenja (slika 8).

Za tipične energije  $\gamma$ -zraka, "vrlo veliki" detektor koji bi

zadovoljavao napred navedene uslove, imao bi dimenziye nerealno velike.

### "REALNO VELIKI" DETEKTORI

Kod "realno velikih" detektora situacija je nesto drugacija nego kod "vrlo velikih" detektora (slika 9).



slika 9.

Dimenziye "realno velikih" detektora nisu dovoljne da bi bila ispunjena pretpostavka, da ni jedna sekundarna radijacija ne pobegne iz zapremine detektora.

Kada su energije upadnog zračenja nedovoljne za par efekat,  $h\nu \ll 2m_e c^2$ , odnosno kada se apsorpcija zračenja ostvaruje samo putem Komptonovog i fotoefekta, može se desiti višestruko Komptonovo rasejanje, pa i bekstvo višestruko rasejanog  $\gamma$ -zraka iz zapremine detektora. Spektar koji dobijamo u tom slučaju je prikazan na slici 9.

Pri energijama upadnog zračenja koje su dovoljne za par efekat,  $h\nu \gg 2m_e c^2$ , može se desiti da foton nastao pri anihilaciji pobegne iz detektora, pa u spektru (slika 9.) uočavamo vrh, "jednostrukog bega" na energiji  $h\nu - m_e c^2$ , koji potiče od datog fotona. Verovatnoća za pojavu vrha "dvostrukog bega" u spektru koji bi nastao kada bi oba fotona nastala anihilacijom pobegla iz zapremine detektora, je veoma mala.

Scintilacioni detektor koji je korišćen u merenjima, NaJ(Tl) u obliku jame dimenzija 9"x 9", spada u "realno velike" detektore.

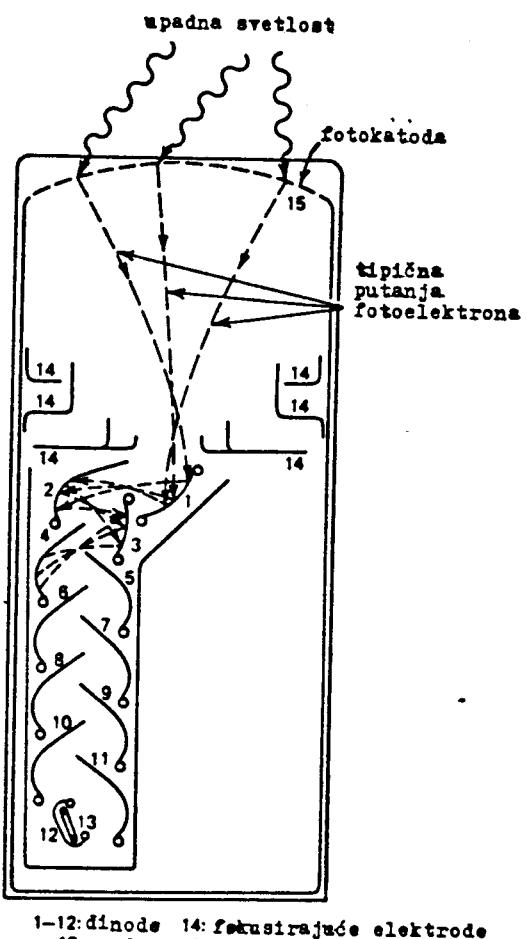
Povećavanjem dimenzija detektora postize se bolji odnos između Komptonove ivice i vrha pune energije, odnosno vrh pune energije raste u odnosu na Komptonovu ivicu.

Na na "velikih" detektora je sto oni mogu dve koincidentne linije da sabiju, odnosno da ih detektuju zajedno, pa tako umesto signala na energiji  $E_1$  i signala na energiji  $E_2$  imamo jedan na energiji  $E_1 + E_2$ .

#### FOTOMULTIPLIKATORSKA CEV

Kada se scintilacioni detektor koristi za spektrometriju koristi se u vezi sa fotomultiplikatorom. Fotomultiplikator se sastoji od fotokatode i anode između kojih se nalazi izvestan broj dinoda (slika 10.). Takođe se u fotomultiplikatorskoj cevi nalaze fokusirajuće elektrode.

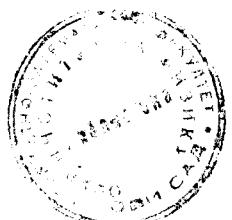
Naponi na dinodama su podešeni u kaskadama, tako da svaka sledeća dinoda ima viši potencijal, odnosno pozitivan napon u odnosu na prethodnu, a najviši napon ima glavnu anodu.

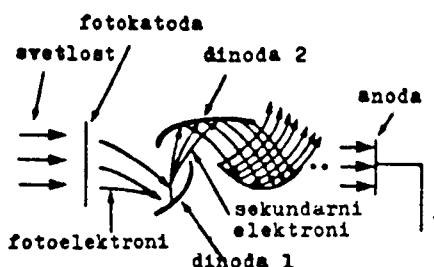


1-12: dinode 14: fokusirajuće elektrode  
13: anoda 15: fotokatoda

slika 10.

Princip rada fotomultiplikatora sastoji se u sledecem procesu. Svetlost pada na fotokatodu i fotoefektom se oslojava izvestan broj fotoelektrona. Oslobojeni elektroni se ubrzavaju električnim poljem koje vlada izmedu katode i prve dinode usled čega se njihova energija toliko poveća da udarom u dinodu iz nje mogu da oslobole veći broj elektrona. Novooslobodeni elektroni se dalje ubrzavaju pomocu druge dinode i proces se ponavlja onoliko puta koliko ima dinoda sve dok jako uvećan broj ne padne na anodu.





U svakoj kaskadi, kao što se vidi broj slobodnih elektrona se povećava, pa se oni zatim ubrzavaju. Na taj način se anodna struja, koja bi poticala od nekoliko elektrona oslobođenih fotoefektom, pojačala i do  $10^5$  puta.

Pojačanje fotomultiplikatora je dano izrazom:

$$G = m^n$$

gde je:  $m$ -broj dinoda

$n$ -srednja multiplikacija na dinodi

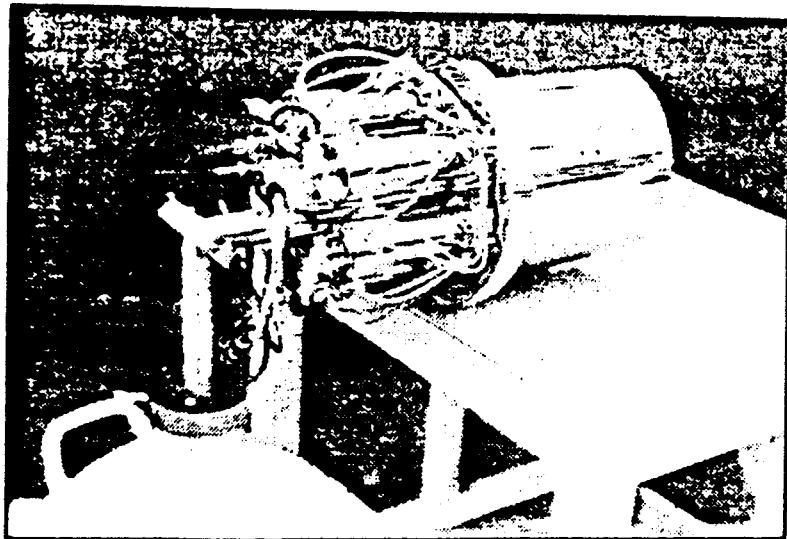
Srednja multiplikacija na dinodi zavisi od visokog napona i što je napon veći veća je i srednja multiplikacija.

Kod fotomultiplikatora i pored velikog pojačanja anodne struje, anodna struja ostaje srazmerna primarnom svetlosnom fluksu i ta osobina fotomultiplikatora je veoma značajna za spektrometriju.

#### DETEKTOR NaJ(Tl) U OBLIKU JAME DIMENZIJE 9"x 9"

Kao što je vec rečeno, detektor koji je korišćen u merenjima je NaJ(Tl) oblika jame 9"x 9". Pomenuti detektor je prikazan na slici 11.

Detektor oblika jame je izgraden od dva scintilaciona detektora, takozvana omotača (sa 6 fotomultiplikatora) i čepa (sa 1 fotomultiplikatorom), koji su podešeni tako da rade kao jedan detektor. Pre podešavanja čepa i omotača da rade kao jedan detektor, treba podesiti na omotaču da izlazni signali sa svih 6 fotomultiplikatora imaju istu visinu.



slika 11.

Signalii sa 6 fotomultiplikatora su povezani i oni daju jedan izlazni signal, pa prema tome da bi imali dobru rezoluciju, signali iz fotomultiplikatora treba da imaju istu visinu. Na fotomultiplikatore se dovodi visok napon pri čemu su oni paralelno vezani, tako da na svakom fotomultiplikatoru imamo isti napon.

Pri podešavanju visina signala iz fotomultiplikatora visok napon se pojedinačno vodi na svaki fotomultiplikator, a signali iz svih 6 fotomultiplikatora su sve vreme povezani, da bi imali istu impedansu. Istu visinu izlaznog signala podešavamo menjanjem pojačanja fotomultiplikatora. Pri pomenutom podešavanju izvor se postavlja u sredinu omotača.

Kada se podese visine signala iz fotomultiplikatora treba uskladiti da omotač i čep funkcionišu kao jedan detektor. To se može ostvariti na nekoliko načina. Jedan od načina je pomeranjem "osnovnog nivoa". "Osnovni nivo" predstavlja jednosmerni napon koji se prema potrebi može dodati ili oduzeti signalima. Podešavanje da omotač i čep funkcionišu kao jedan detektor može se ostvariti i promenom pojačanja pojačavača, kao i promenom visokog napona.

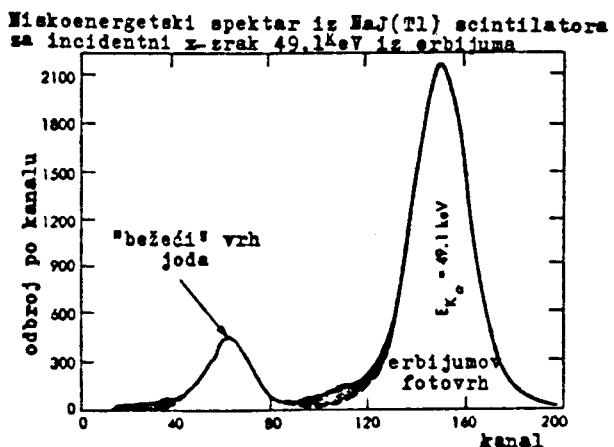
Mi smo uskladili da čep i omotač rade kao jedan detektor promenom

visokog napona. Visoki naponi pri kojima čep i omotač rade kao jedan detektor iznose na čepu 850V, a na omotaču 1050 V.

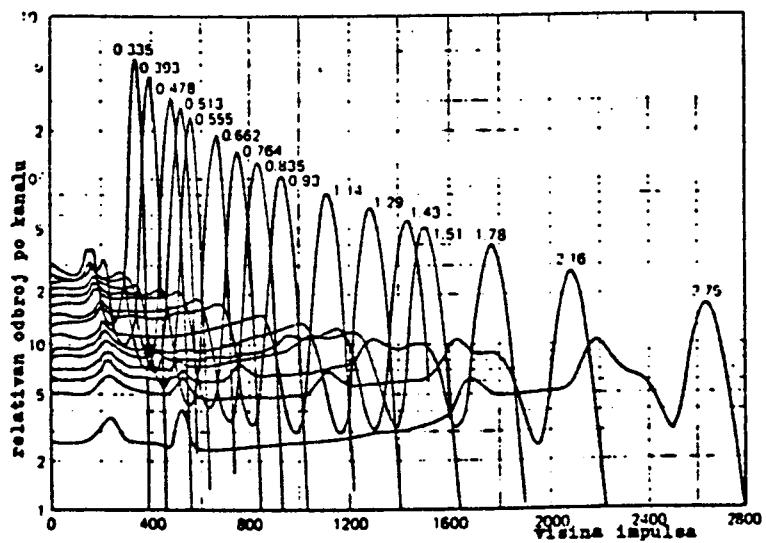
### OSOBINE NaJ(Tl) SCINTILACIONIH SPEKTROMETARA

#### OBLIK EKSPERIMENTALNOG SPEKTRA NaJ(Tl)

R. L. Heath je u "Scintillation Spectrometry Gamma-Ray Spectrum Catalogue" dao obiman katalog eksperimentalno dobijenih spektara  $\gamma$ -zraka snimljenih sa 3"x 3" NaJ(Tl). Spektre  $\gamma$ -zraka koji su snimljeni sa 3"x 3" i 4"x 4" cilindričnim detektorom NaJ(Tl), sakupljali su Adams i Dams. Primeri spektara  $\gamma$ -zraka koji su uzeti iz ovih sakupljanja prikazani su na slikama od 12 do 15.

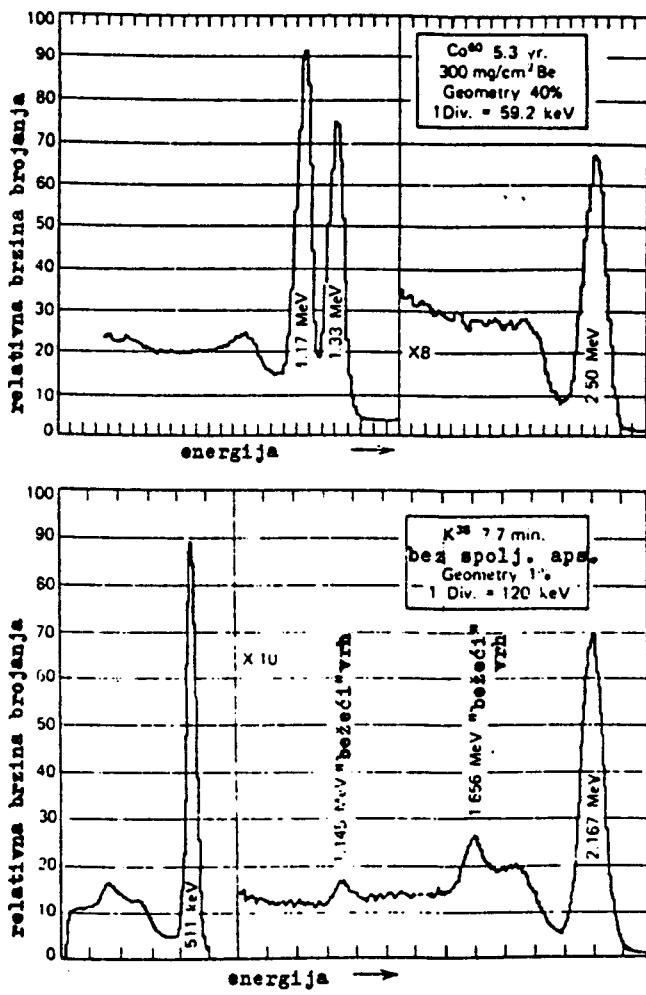


slika 12.



Eksperimentalno dobijen spektar za 7,62cm x 7,62cm cilindrični NaJ(Tl) scintilator za gama zrake energije od 0,335 MeV do 2,75 MeV.

slika 13.

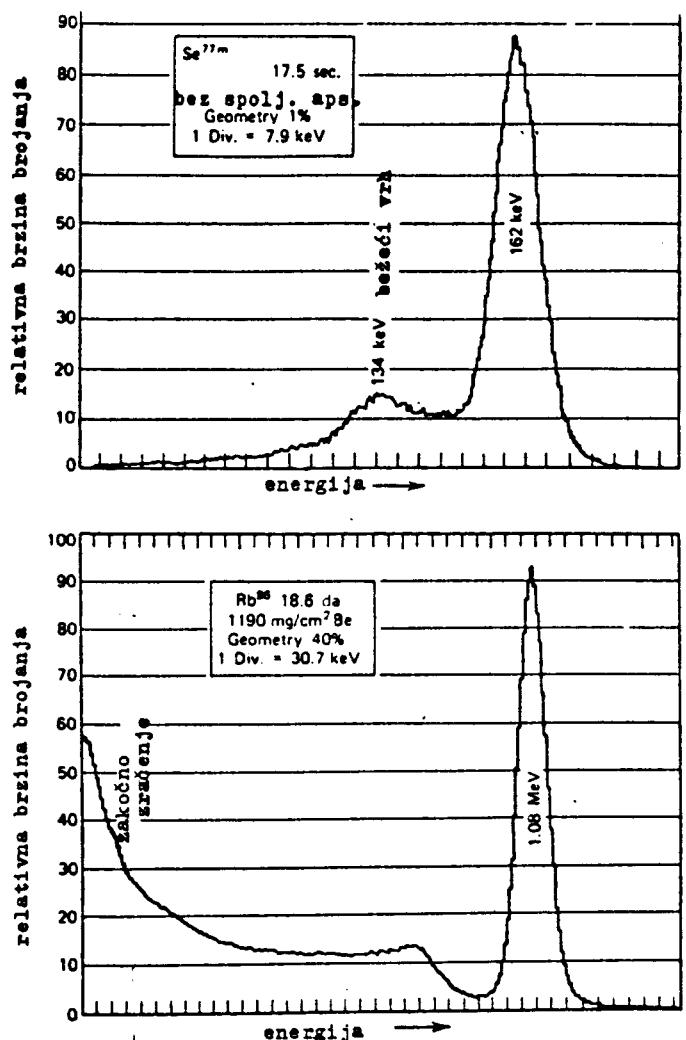


- a) Eksperimentalno merene amplitude impulsa spektra za  $^{60}\text{Co}$  (1,17MeV i 1,33MeV gama zraka) iz 10,16cm x 10,16cm cilindričnog NaJ(Tl) scintilatora.
- b) Spektar za  $^{38}\text{K}$  (2,167 MeV gama zraka plus fotoni pozitronske anihilacije) iz 7,62cm x 7,62cm NaJ(Tl) scintilatora.

slika 14.

U nekim slučajevima je veoma teško eksperimentalno meriti spektar za sve energije  $\gamma$ -zraka od potencijalnog interesa, pa se tada predviđa eksperimentalni oblik spektra na osnovu podataka koji su dati u pomenutim sakupljanjima.

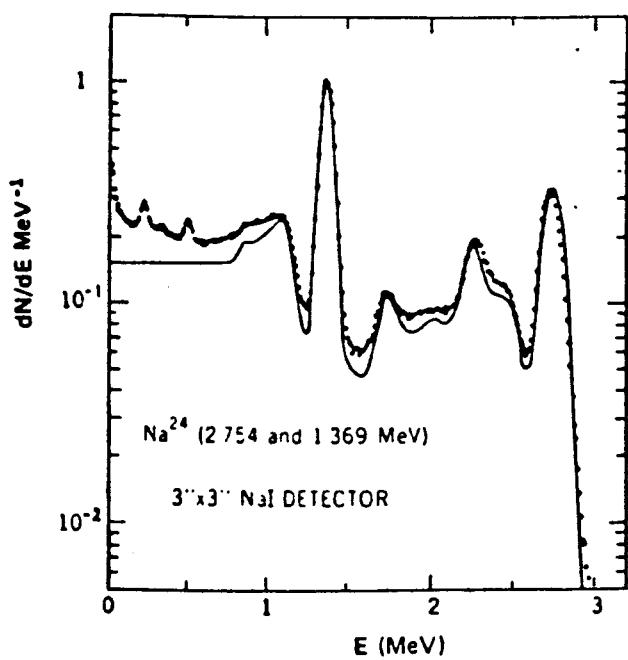
Koristeci kataloge, eksperimentalno dobijeni spektar možemo da ljustimo, odnosno da spektar koji smo dobili našim detektorom interpoliramo po energijama.



Eksperimentalno merene amplitude impulsa spektara u  $\text{NaJ}(\text{Tl})$  scintilatoru za dva radioizotopa koji emituju monoenergetske gama zrake.

slika 15.

Na osnovu podataka iz kataloga može se matematički izračunati oblik spektra. Slika 16. pokazuje rezultate koji se mogu dobiti kada računski model sadrži dovoljnu detaljnost da adekvatno reprezentuje sve važne interakcije koje se dešavaju u detektoru.



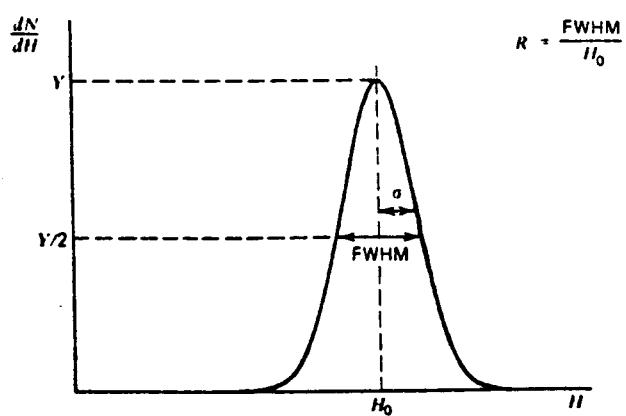
slika 16.

### ENERGETSKO RAZLAGANJE

Energetsko razlaganje je definisano izrazom:

$$R = \frac{\text{FWHM}}{H_0} \quad (8)$$

gde je: FWHM-puna širina na polovini maksimuma vrha pune energije,  
 $H_0$ -srednja amplituda impulsa koja odgovara datom vrhu



Scintilacioni detektori spadaju u detektore sa slabijom rezolucijom. Spektri dobijeni scintilacionim detektorima imaju široke vrhove.

Na energetsko razlaganje utiče čitav niz faktora. Jedan od najvažnijih uzroka širenja vrha u spektrima dobijenim scintilacionim detektorima su statisticke fluktuacije, koje se javljaju kako u samom kristalu tako i u fotomultiplikatoru.

U kristalu postoje statisticke fluktuacije u scintilacionoj efikasnosti kristala, odnosno količina fotona koju stvori zračenje iste energije u detektoru varira. Modernim tehnikama postignuta je prilično dobra uniformnost kristala NaJ, pa je uticaj pomenutih fluktuacija na širenje linijsa malo.

Statisticke fluktuacije su najizraženije pri konverziji scintilacione svetlosti u elektrone pomoću fotokatode fotomultiplikatora. Fotoni iste energije treba da stvore isti broj elektrona, međutim postoje odstupanja u broju stvorenih elektrona. Kako je amplituda signala proizvedenog od strane fotomultiplikatora proporcionalna broju fotoelektrona, za ponovljene dogadaje u kojima je deponovana ista energija u kristalu, amplituda impulsa će varirati zbog statističkih fluktuacija u broju fotoelektrona za svaki dogadjaj.

Na rezoluciju utiču i statisticke fluktuacije u multiplikaciji elektrona na dinodama fotomultiplikatora.

Kada dominira statisticko širenje nad ostalim faktorima možemo uzeti da je FWHM proporcionalno kvadratnom korenu energije  $\gamma$ -zraka, a  $H_o$  da je direktno proporcionalno energiji  $\gamma$ -zraka, pa je energetsko razlaganje na osnovu definicije (8) dato kao:

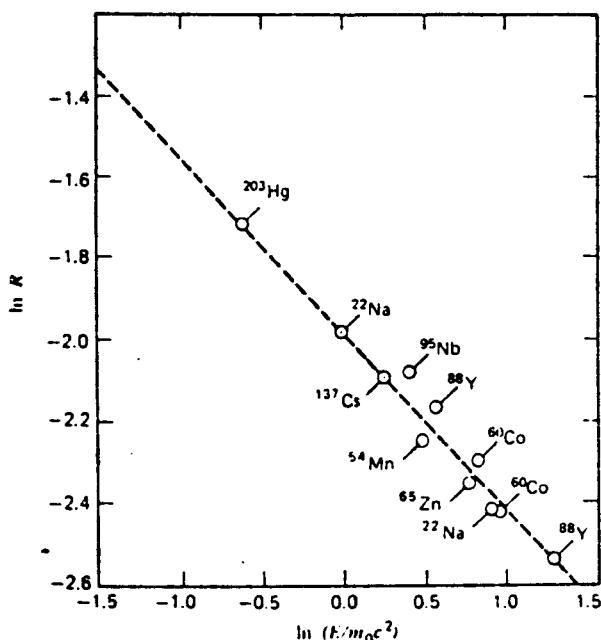
$$R = \frac{K \sqrt{E}}{E} = \frac{K}{\sqrt{E}} \quad (9)$$

Znači da bi energetsko razlaganje trebalo da bude inverzno proporcionalno kvadratnom korenu energije  $\gamma$ -zraka. Logaritmovanjem obe strane jednačine (9) dobijamo:

$$\ln R = \ln K - \frac{1}{2} \ln E$$

prema tome, grafik koji bi prikazivao zavisnost  $\ln R$  od  $\ln E$  trebao bi da bude prava linija sa nagibom od  $-\frac{1}{2}$ .

Na slici 17. prikazana je eksperimentalno merena rezolucija za NaJ(Tl), za razlike energije  $\gamma$ -zraka.



slika 17.

Sa slike možemo uočiti da su vrednosti uglavnom raspoređene oko prave linije, međutim njen nagib je nešto blaži od predviđenog, što ukazuje na postojanje nestatističkih izvora u sirenju linije. Bolje slaganje sa merenim rezultatima ima sledeći izraz za energetsko razlaganje:

$$R = \frac{(\alpha + \beta E)^{1/2}}{E}$$

gde su  $\alpha$  i  $\beta$  konstante karakteristične za datu kombinaciju scintilator-fotomultiplikator.

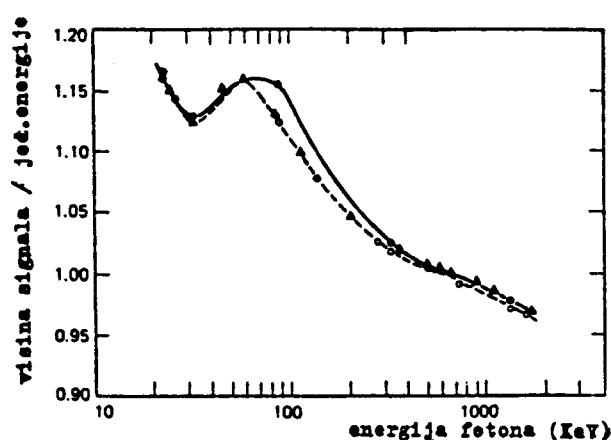
Na rezoluciju utiču i fluktuacije koje nastaju zbog neidealnih uslova refleksije koji postoje na površini kristala, a takođe utiču i fluktuacije koje nastaju prilikom prikupljanja fotoelektrona sa fotokatode na dinodu.

Pošto energetsko razlaganje ima različite vrednosti za različite energije uobičajeno je da se navodi energetsko razlaganje za  $\gamma$ -zrake iz Cs (662keV), pa tako čvrst scintilator NaJ(Tl) dobrog kvaliteta uz dobar fotomultiplikator može da postigne rezoluciju od oko 6.7% na pomenutoj liniji.

### LINEARNOST

Scintilaciona efikasnost (kolicina svetlosti generisana po jedinici gubitka energije,  $\frac{dL}{dE}$ ) za sve scintilatore zavisi od tipa ćestice i od njene kinetičke energije.

Kod idealnog spektrometra, scintilaciona efikasnost bi bila konstanta nezavisna od energije ćestice. Tada bi ukupna proizvodnja svetlosti bila direktno proporcionalna energiji upadne ćestice, a reakcija scintilatora bi bila savršeno linearne. Na slici 18. prikazani su neki eksperimentalni rezultati za merenje linearnosti NaJ(Tl). Dobijena nelinearnost se mora uzeti u obzir pri poređenju skale amplitude impulsa i energije  $\gamma$ -zraka.



slika 18.

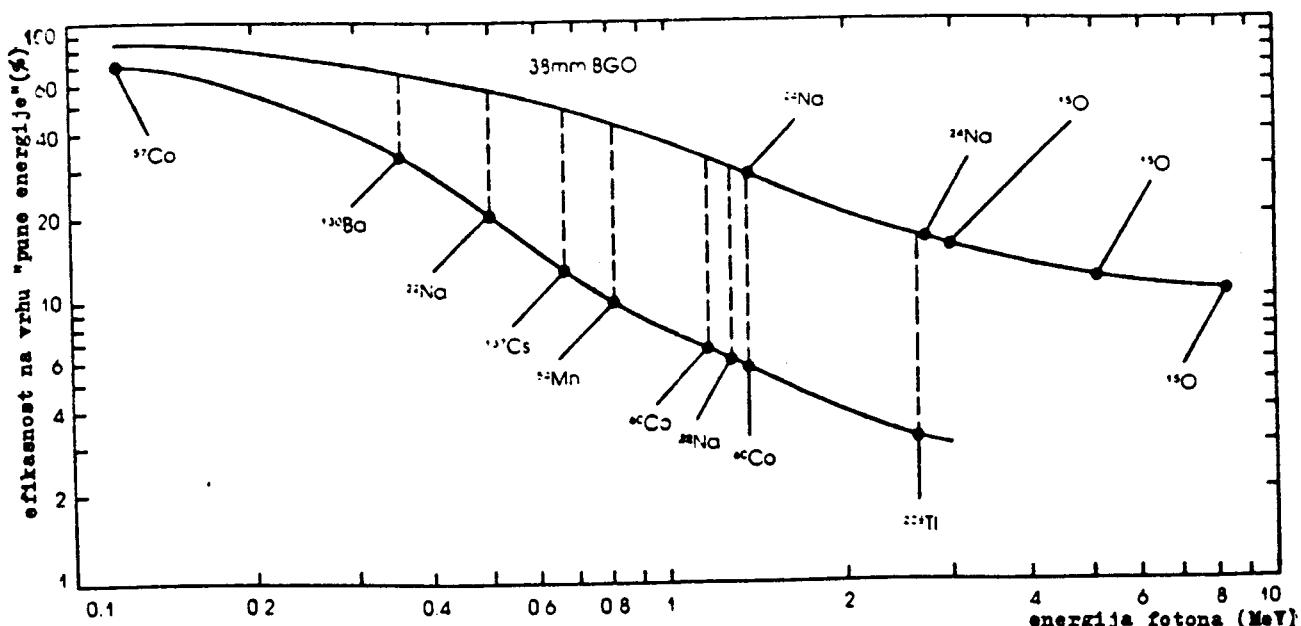
## EFIKASNOST

Efikasnost detekcije se definise kao odnos broja registrovanih kvanata i broja kvanata koji uđu u detektor.

Da bi izračunali efikasnost detektora za neki tačkasti izvor, mora se najpre odrediti koji deo zračenja od ukupnog zračenja koje daje izvor ulazi u detektor. Pomenuti deo zračenja zavisi od rastojanja izvora od detektora  $r$  i od čeone površine detektora  $A$  ( $f = A/4\pi r^2$ ).

Kada zračenje uđe u detektor treba izračunati verovatnoću da bude detektovano. U tu svrhu se koristi grafik (slika 6.) koji daje linearni atenuacioni koeficijent za NaJ(Tl) detektor, pa uz pomoć datog grafika se izračuna atenuacija detektora poznate debljine. Međutim ni tada sve interakcije  $\gamma$ -zraka neće rezultovati u impulse koji su unutar pika "pune energije". Deo svih proizvedenih impulsa koji su u piku "pune energije" zove se "fotofrakcija".

Slika 19. prikazuje efikasnost na piku "pune energije" za NaJ(Tl) i BGO scintilacioni detektor kao funkciju energije  $\gamma$ -zraka.



slika 19.

-EKSPERIMENTALNI DEO-

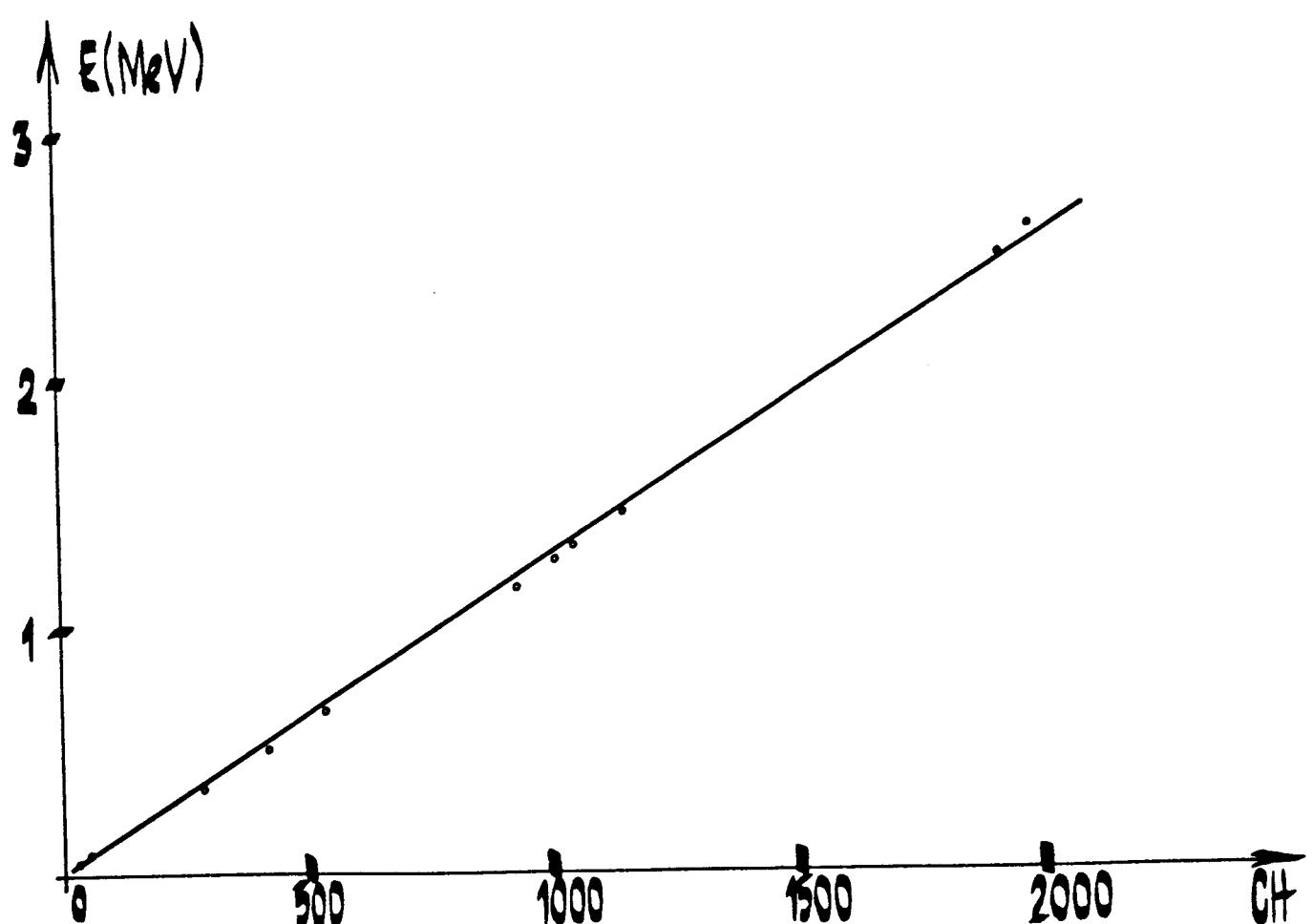
ENERGETSKA KALIBRACIJA ČEPA NaJ(Tl)

Za energetsku kalibraciju čepa koristili smo razlicite poznate izvore. Jedan po jedan izvor se stavlja ispred detektora i na višekanalnom analizatoru očitava se položaj dobijenih vrhova.

Rezultati merenja su prikazani tabelarno (tabela 1.1) i grafički (slika 1.1)

izvor	E(keV)	CH
$^{241}\text{Am}$	59,5	35
$^{133}\text{Ba}$	81	54
$^{133}\text{Ba}$	356	286
$^{22}\text{Na}$	511	413
$^{137}\text{Cs}$	661,5	534
$^{60}\text{Co}$	1173	925
$^{22}\text{Na}$	1274,5	1002
$^{60}\text{Co}$	1332,5	1048
$^{40}\text{K}$	1460,5	1139
$\sum {}^{60}\text{Co}$	2505	1905
$^{208}\text{Tl}$	2614	1967

tabela 1.1



slika 1.1 ENERGETSKA KALIBRACIJA CEPA

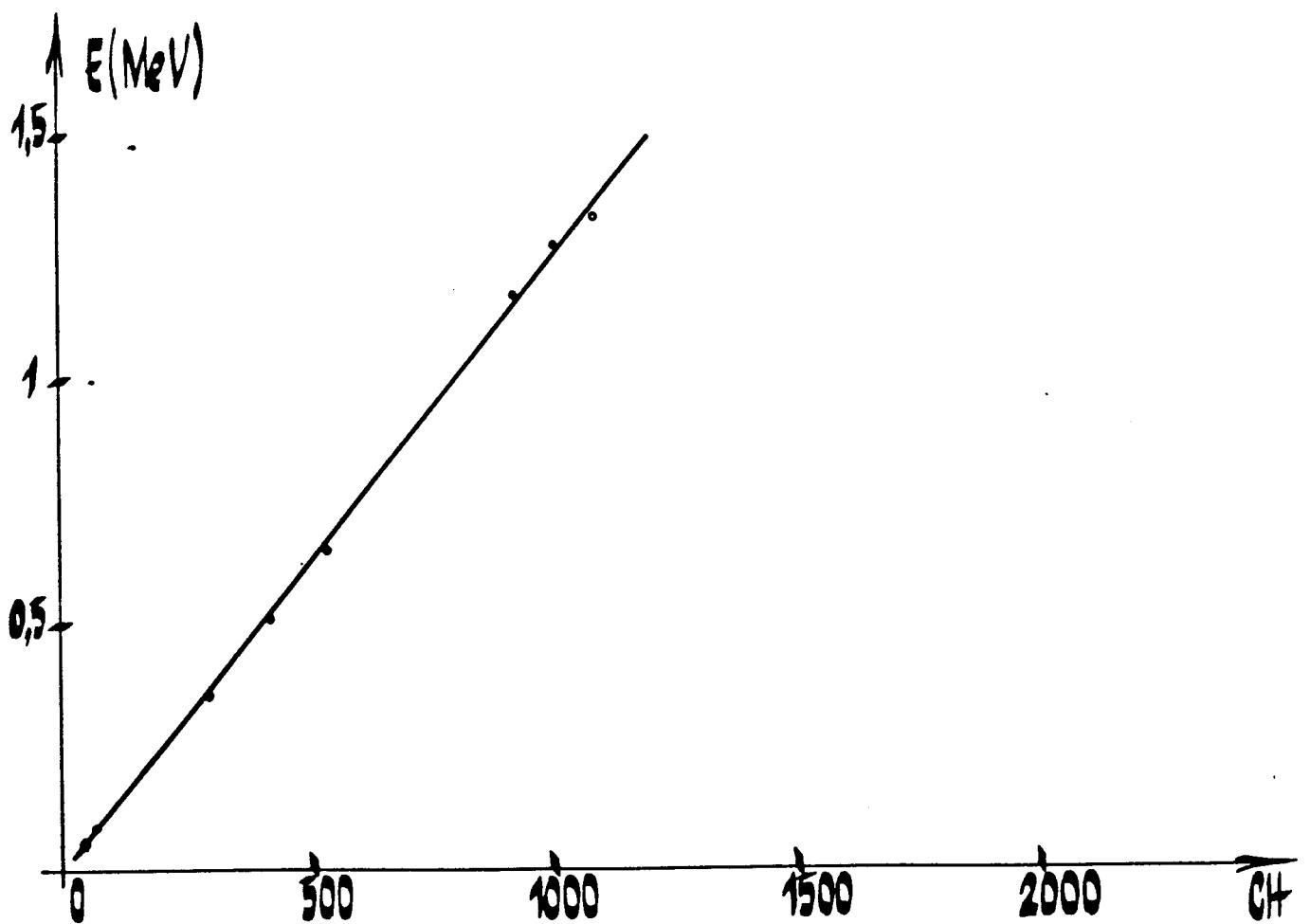
## **ENERGETSKA KALIBRACIJA OMOTAČA NaJ(Tl)**

Energetsku kalibraciju omotača smo ostvarili na isti način kao i ener. kalibraciju čepa.

Rezultati merenja su dati u tabeli 1.2, a prikazani su i grafički, slika 1.2

izvor	E(keV)	CH
$^{241}\text{Am}$	59,5	49
$^{133}\text{Ba}$	81	67
$^{133}\text{Ba}$	356	289
$^{22}\text{Na}$	511	416
$^{137}\text{Cs}$	661,5	535
$^{60}\text{Co}$	1173	923
$^{22}\text{Na}$	1274,5	1006
$^{60}\text{Co}$	1332,5	1046

*tabela 1.2*



slika 1.2 ENERGETSKA KALIBRACIJA OMOTACA

## **ENERGETSKA KALIBRACIJA DETEKTORA NaJ(Tl) OBLIKA JAME 9" X 9"**

Kada je vršena energetska kalibracija detektora NaJ(Tl) oblika jame dimenzija 9" x 9" bili su ostvareni sledeći uslovi:

- visok napon na čepu iznosi 850 V
- visok napon na omotaču iznosi 1050 V
- podaci na pojačavaču:

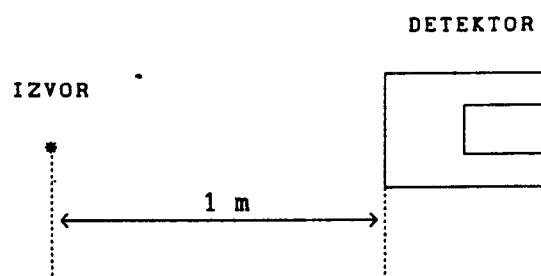
CG=30      FG=475

SH=2 $\mu$ s

bipolarni izlaz

-ADC G=4 K

-izvor je bio postavljen na rastojanju 1 m od detektora kao što je prikazano na slici



Rezultati merenja su prikazani tabelarno (tabela 1.3) i graficki (slika 1.3).

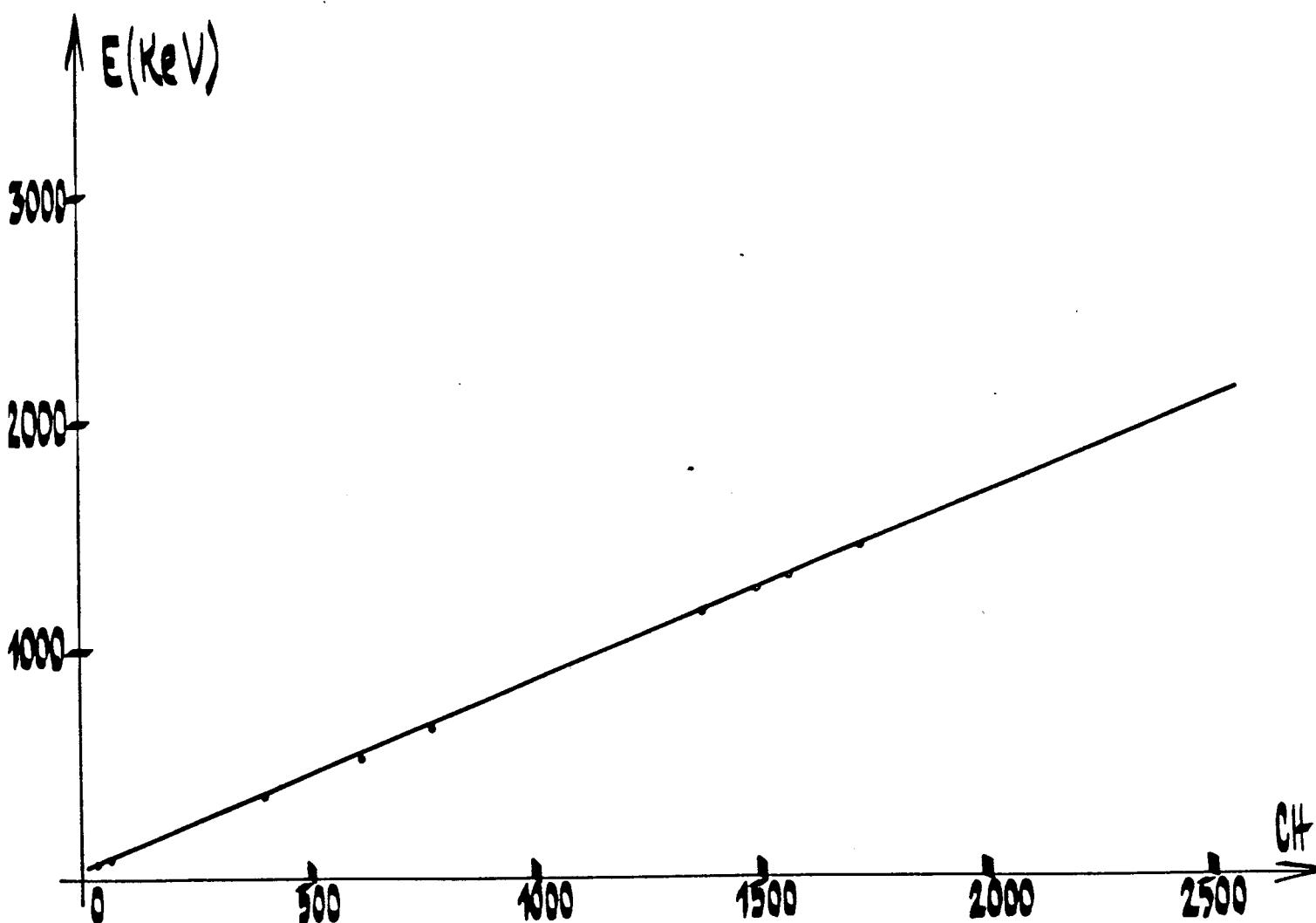
izvor	E(keV)	CII	$\Delta E$ (kanal)	$\Delta E$ (%)	$\Delta E$ (keV)	$E_R$ (keV)	$\frac{E-E_R}{E}$	$R = \frac{\Delta E}{E}$	$\ln R$	$\frac{E}{m_0 c^2}$	$\ln \frac{E}{m_0 c^2}$
$^{241}Am$	59,5	35	17	48,6	14,29	51,1	0,141	0,240	-1,43	0,116	-2,15
$^{133}Ba$	81	63	20	31,7	16,82	74,7	0,078	0,207	-1,572	0,159	-1,84
$^{133}Ba$	356	399	52	13	43,73	357,2	$-337 \cdot 10^{-3}$	0,123	-2,097	0,697	-0,36
$^{22}Na$	511	591	70	11,8	58,87	518,7	-0,015	0,115	-2,16	1	0
$^{137}Cs$	661,5	769	88	11,4	74,00	668,4	-0,0104	0,1125	-2,19	1,295	0,26
$^{22}Na$	1274	1490	90	6	75,68	1274,7	$-5,49 \cdot 10^{-4}$	0,059	-2,82	2,493	0,91
$^{60}Co$	1173	1370	82	5,9	68,96	1173,8	$-6,82 \cdot 10^{-4}$	0,059	-2,83	2,295	0,83
$^{40}K$	1461	1720	113	6,5	95,03	1468,1	$-4,86 \cdot 10^{-3}$	0,065	-2,73	2,859	1,05
$^{60}Co$	1332,5	1554	88	5,6	74,00	1328,5	$2,25 \cdot 10^{-3}$	0,056	-2,89	2,608	0,96
$^{208}Tl$	2614,3	3076	93	3	78,21	2608,5	$2,22 \cdot 10^{-3}$	0,029	-3,51	5,116	1,63

tabela 1.3

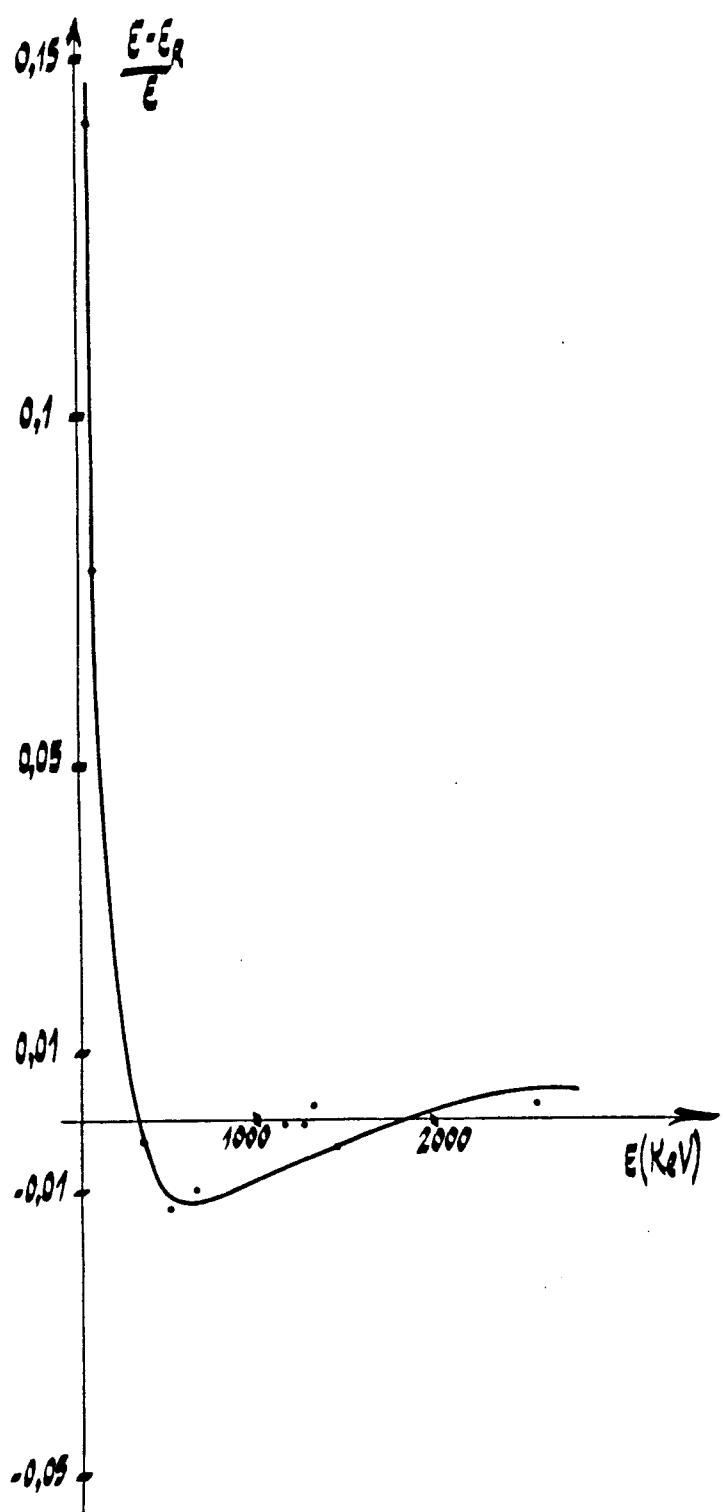
Jednačina prave na grafiku (slika 1.3) je:

$$E=21,6976 + 0,84095 \cdot CII$$

Koefficijenti prave na grafiku, a samim tim i prava dobijeni su metodom najmanjeg kvadrata za date vrednosti iz tablice 1.3

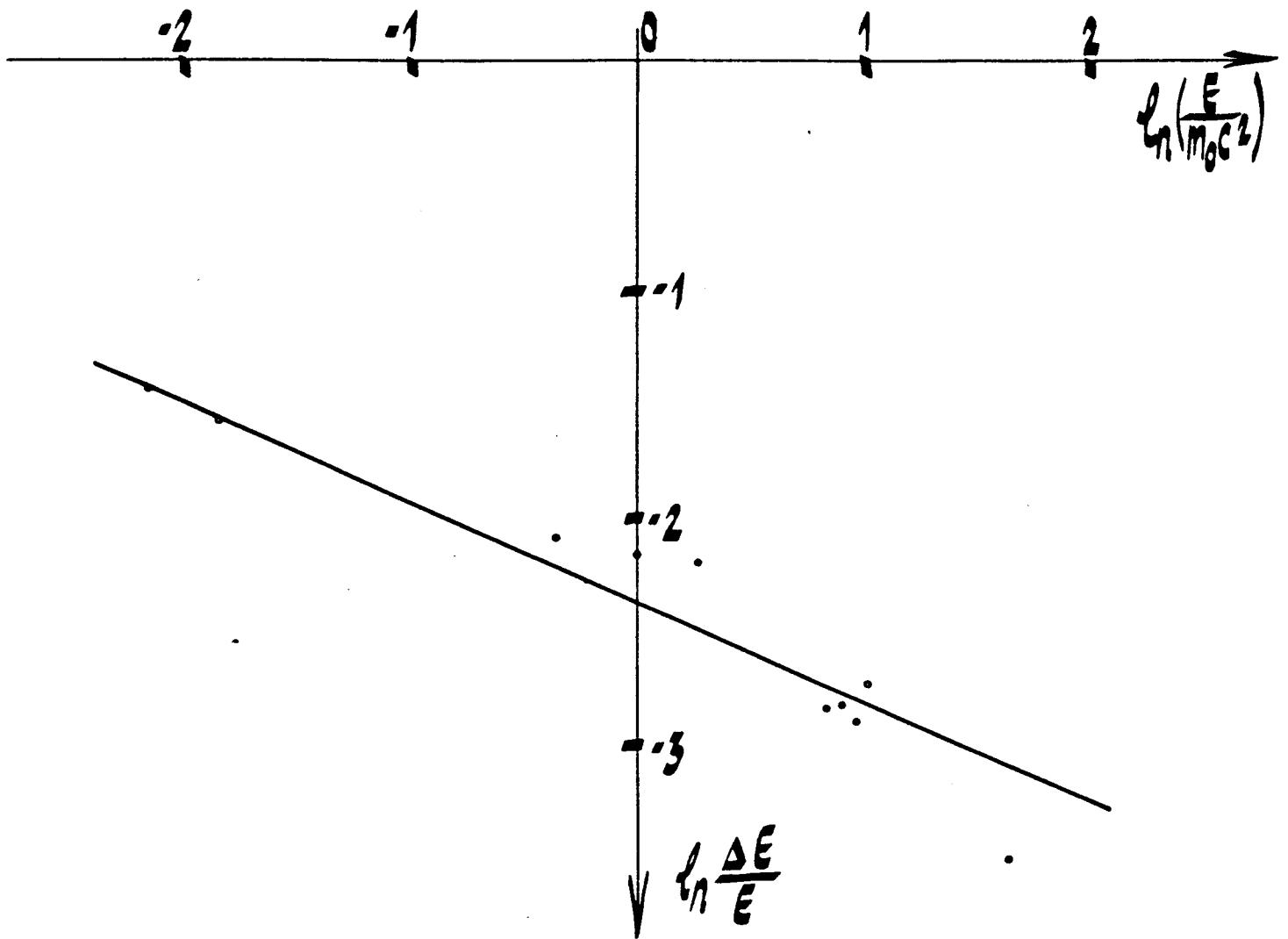


slika 1.3 ENERGETSKA KALIBRACIJA DETEKTORA NaJ(Tl)  
OBLIKA JAME 9" x 9"



slika 1.4 ZAVISNOST ODSTUPANJA OD LINEARNOSTI  $\frac{E - E_R}{E}$   
OD ENERGIJE ZRAČENJA E

Sa slike 1.4 vidi se da je odstupanje od linearnosti odnosno nelinearnost posebno velika na nizim energijama (ispod 100 keV), ali je i tu manja od 15%.

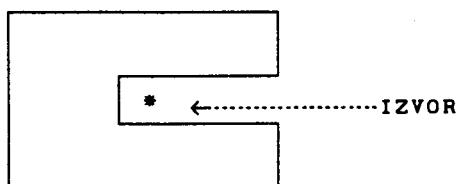


slika 1.5 ZAVISNOST REZOLUCIJE ENERGIJE  $\ln \frac{\Delta E}{E}$   
OD ENERGIJE ZRAČENJA  $\ln \left[ \frac{E}{m_0 c^2} \right]$

Slika 1.5 pokazuje da rezolucija prati očekivanu zavisnost,  
 $R \sim \frac{1}{\sqrt{E}}$ .

## -ODREDIVANJE EFIKASNOSTI DETEKTORA ZA TAČKASTE IZVORE-

Efikasnost detektora za tačkaste izvore smo odredili korišćenjem izvora poznate aktivnosti. Položaj izvora u odnosu na detektor je prikazan na slici:



Merenjem odboroja za određeno vreme, izračunavanjem odbroja u jedinici vremena i uzimanjem potrebnih podataka iz tablice, efikasnost detektora za tačkaste izvore može se odrediti korišćenjem izraza

$$\epsilon = \frac{N_d}{A \cdot p_\gamma}$$

gde je  $N_d$  - odbor u jedinici vremena

$A$  - aktivnost izvora na dan merenja

$p_\gamma$  - gama prinos

( $A \cdot p_\gamma$  - aktivnost koja potiče samo od posmatranog  $\gamma$ -prelaza)

Kako su podaci za aktivnost izvora dati za dan 01.06.1976. god. treba izračunati aktivnost na dan merenja 28.11.1990. god. Između tih dva pomenuta datuma je vremenski interval  $t_0 = 14,5$  god.

Aktivnost na dan merenja računamo korišćenjem izraza

$$A = A' e^{-\frac{t_0}{T_{1/2}} \ln 2}$$

gde je  $A'$  - aktivnost izvora na dan 01.06.1976. god.

$T_{1/2}$  - vreme poluraspada

$A$  - aktivnost izvora na dan merenja 28.11.1990. god.

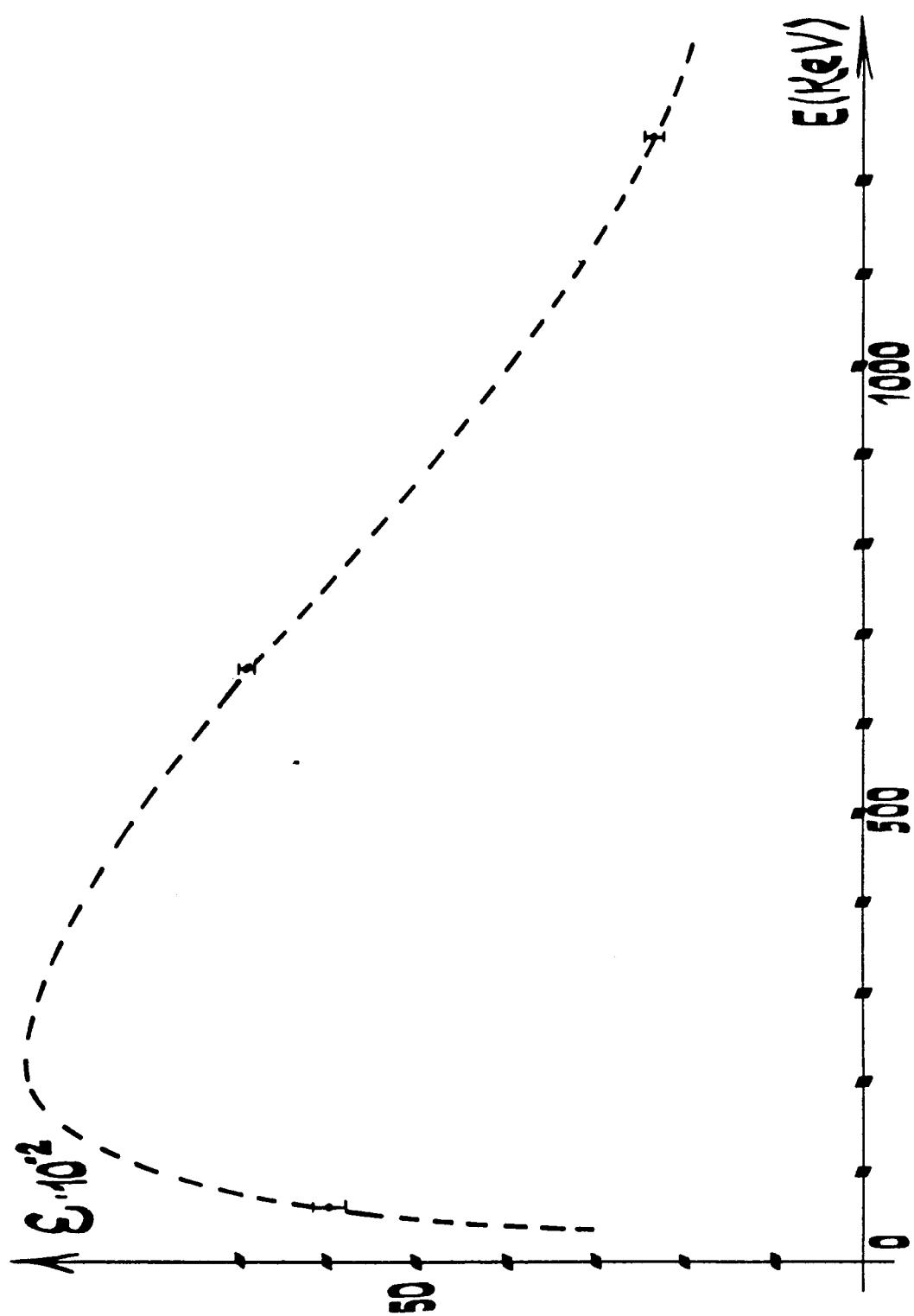
Merenja su izvršena za tri tačkasta izvora i to za  $^{241}\text{Am}$ ,  $^{137}\text{Cs}$  i  $^{60}\text{Co}$ . Rezultati su prikazana u tabeli 1.4. U tabeli su za sledeće veličine dati podaci:

- $E_\gamma$  - energija zračenja
- $p_\gamma$  - gama prinos
- $A'$  - aktivnost izvora na dan 01.06.1976.
- $T_{1/2}$  - vreme poluraspada
- $A$  - aktivnost izvora na dan merenja
- $N_d'$  - odbroj izmeren za vreme  $t$
- $t$  - vreme merenja
- $N_d$  - odbroj u jedinici vremena
- $\epsilon$  - efikasnost detektora

IZVOR	$E_\gamma$ (keV)	$p_\gamma$	$A'$ (kBq)	$T_{1/2}$ (god)	$A$ (kBq)	$N_d'$ (odb.)
$^{241}\text{Am}$	59,5	0,3570	412,9	432,7	403,4	2585687
$^{137}\text{Cs}$	661,5	0,8521	420,3	30	300,7	5275903
$^{60}\text{Co}$	1252,8	2	384,8	5,271	57,2	2738225

$t$ (s)	$N_d' = \frac{N_d}{t} \left( \frac{\text{odb}}{\text{s}} \right)$	$\epsilon \cdot 10^{-2}$
30	86189,7	59,8
30	175863,4	68,6
101	27111,1	23,7

TABELA 1.4



slika 1.6 ZAVISNOST EFIKASNOSTI DETEKTORA  $\epsilon$  OD ENERGIJE  
ZRACENJA  $E$

### ODREDIVANJE GREŠKE $\Delta\epsilon$

$\Delta\epsilon$  tražimo po sledećim veličinama:  $N_d$ , A i  $p_\gamma$ :

$$\Delta\epsilon = \sqrt{\left[\frac{\partial\epsilon}{\partial N_d}\right]^2 (\Delta N_d)^2 + \left[\frac{\partial\epsilon}{\partial A}\right]^2 (\Delta A)^2 + \left[\frac{\partial\epsilon}{\partial p_\gamma}\right]^2 (\Delta p_\gamma)^2}$$

Konačni izraz za  $\Delta\epsilon$  je:

$$\Delta\epsilon = \epsilon \sqrt{\frac{1}{N_d^2} (\Delta N_d)^2 + \frac{1}{A^2} (\Delta A)^2 + \frac{1}{p_\gamma^2} (\Delta p_\gamma)^2}$$

Grešku  $\Delta N_d$  nalazimo polazaci od izraza:

$$N_d' = \frac{N_d}{t}$$

$\Delta N_d$  tražimo po veličinama  $N_d'$  i t

$$\Delta N_d = \sqrt{\left[\frac{\partial N_d}{\partial t}\right]^2 (\Delta t)^2 + \left[\frac{\partial N_d}{\partial N_d'}\right]^2 (\Delta N_d')^2}$$

Konačni izraz za  $\Delta N_d$  je:

$$\Delta N_d = N_d \sqrt{\frac{1}{N_d'^2} (\Delta N_d')^2 + \frac{1}{t^2} (\Delta t)^2}$$

Vrednosti za greške  $\Delta A$ ,  $\Delta p_\gamma$ ,  $\Delta N_d'$  i  $\Delta t$  su date u tabeli 1.5, pa možemo izračunati i vrednost greške  $\Delta N_d$ , pa zatim, kada su sve vrednosti grešaka poznate i grešku  $\Delta\epsilon$ .

IZVOR	$\Delta A(\text{kBq})$	$\Delta p_\gamma$	$\Delta N_d'(\text{odb})$	$\Delta t(\text{s})$	$\Delta N_d \left[ \frac{\text{odb}}{\text{s}} \right]$	$\Delta\epsilon \cdot 10^{-2}$
$^{241}\text{Am}$	20,17	$5 \cdot 10^{-4}$	1608,0	1	2873,5	3,5
$^{137}\text{Cs}$	5,7	$1 \cdot 10^{-4}$	2296,9	1	5862,6	1,3
$^{60}\text{Co}$	2,1	$5 \cdot 10^{-4}$	1654,8	1	268,9	1,5

tabela 1.5

## ODREDIVANJE PRAGA DETEKCIJE

Da bi izveli izraz za prag detekcije polazi se od izraza odbroj koji glasi:

$$N = \epsilon \cdot p_{\gamma} \cdot At + bt \quad 1.1$$

Iz izraza (1.1) aktivnost A je:

$$A = \frac{N - bt}{\epsilon p_{\gamma} \cdot t} \quad 1.2$$

a greška  $\Delta A$  je

$$\Delta A = \frac{1}{\epsilon p_{\gamma} \cdot t} \sqrt{N + b \cdot t} \quad 1.3$$

Zamenom izraza za odbroj N (1.1) u izraz (1.3) dobijamo da je greška  $\Delta A$  data:

$$\Delta A = \frac{1}{\epsilon p_{\gamma} \cdot t} \sqrt{\epsilon p_{\gamma} \cdot At + 2bt} \quad 1.4$$

odatle je:

$$\left( \frac{\Delta A}{A} \right)^2 = \frac{1}{\epsilon p_{\gamma} t \cdot A} + \frac{2bt}{(\epsilon p_{\gamma} t)^2 A^2} \quad 1.5$$

Pošto se računa da se linija vidi ako je 3 puta veća od greške imamo sledeći uslov za  $\frac{\Delta A}{A}$ :

$$\frac{\Delta A}{A} = \frac{1}{3} \quad 1.6$$

odnosno ako pomenuti uslov primenimo na jednačinu (1.5) dobijamo:

$$\frac{1}{\epsilon p_{\gamma} t \cdot A} + \frac{2bt}{(\epsilon p_{\gamma} t)^2 A^2} = \frac{1}{9} \quad 1.7$$

Rešavanjem kvadratne jednačine (1.7) nalazimo da je najmanja brzina brojanja, odnosno prag detekcije dat kao:

$$A_m = \frac{4,5}{\epsilon p_{\gamma} \cdot t} \left[ 1 + \sqrt{1 + 0,89 \cdot bt} \right] \quad 1.8$$

gde je b - brzina brojanja fona

t - vreme merenja uzorka

$\epsilon$  - efikasnost detektora

$p_{\gamma}$  - gama prinost

Jednačina (1.8) je izvedena za slučaj kada je vreme merenja uzorka jednaka sa vremenom merenja fona,  $t_u = t_b$ .

Kada je vreme merenja fona mnogo duže od vremena merenja uzorka, odnosno  $t_b \rightarrow \infty$ , onda se prag detekcije odreduje koriscenjem sledeće jednačine:

$$A_m = \frac{4,5}{\varepsilon p_\gamma \cdot t} \left[ 1 + \sqrt{1 + 0,44 \cdot bt} \right] \quad 1.8$$

U merenjima je vreme merenja fona bilo mnogo duže od vremena merenja uzorka, pa je pri izračunavanju praga detekcije korišćena jednačina (1.9).

ODREDIVANJE PRAGA DETEKCIJE NaJ(T1) DETEKTORA

$$A_m = \frac{4,5}{\epsilon p_\gamma \cdot t} \left[ 1 + \sqrt{1 + 0,44 \cdot bt} \right] \quad t_b \rightarrow \infty$$

IZVOR	$E_\gamma$ (keV)	$\epsilon \cdot 10^{-2}$	$p_\gamma$	$b \left( \frac{\text{odb}}{\text{s}} \right)$	t (s)	$A_m (\text{s}^{-1})$
$^{80}\text{Co}$	1252,8	23,7	2	0,771	$5 \cdot 10^3$	0,077
					$10^4$	0,054
					$5 \cdot 10^4$	0,024
					$10^5$	0,017
$^{137}\text{Cs}$	661,5	68,6	0,8521	2,208	$5 \cdot 10^3$	0,109
					$10^4$	0,077
					$5 \cdot 10^4$	0,034
					$10^5$	0,024
$^{241}\text{Am}$	59,5	59,8	0,3570	2,699	$5 \cdot 10^3$	0,329
					$10^4$	0,232
					$5 \cdot 10^4$	0,103
					$10^5$	0,073

ODREDIVANJE PRAGA DETEKCIJE ZA Ge-DETEKTOR

$$A_m = \frac{4,5}{\epsilon p_\gamma \cdot t} \left[ 1 + \sqrt{1 + 0,44 \cdot bt} \right] \quad t \rightarrow \infty$$

IZVOR	$E_\gamma$ (keV)	$\epsilon \cdot 10^{-3}$	$p_\gamma$	$b \left[ \frac{\text{odb}}{\text{s}} \right]$	t (s)	$A_m (\text{s}^{-1})$
$^{80}\text{Co}$	1252,8	3,7	2	$0,1 \cdot 10^{-3}$	$5 \cdot 10^3$	0,256
					$10^4$	0,134
					$5 \cdot 10^4$	0,034
					$10^5$	0,020
$^{137}\text{Cs}$	661,5	10	0,8521	$0,75 \cdot 10^{-3}$	$5 \cdot 10^3$	0,273
					$10^4$	0,162
					$5 \cdot 10^4$	0,055
					$10^5$	0,036
$^{241}\text{Am}$	59,5	36,7	0,3570	$5 \cdot 10^{-3}$	$5 \cdot 10^3$	0,307
					$10^4$	0,199
					$5 \cdot 10^4$	0,079
					$10^5$	0,054

Efikasnost za Ge-detektor je odredena za tačkasti izvor koji je bio postavljen na udaljenosti 3 cm od detektora.

Poredenjem dobijenih vrednosti za prag detekcije NaJ(Tl) detektora i Ge-detektora dolazi se do sledećih zaključaka:

- kod niskih energija ( $^{241}\text{Am}$ ) prag detekcije NaJ(Tl) detektora i Ge-detektora su skoro jednaki, što znači da se u toj oblasti veća efikasnost NaJ(Tl) detektora ponistava sa povećanom brzinom brojanja fona ispod vrha "pune energije".

- kod viših energija ( $^{137}\text{Cs}$ ,  $^{80}\text{Co}$ ) prag detekcije NaJ(Tl) detektora je niži od praga detekcije Ge-detektora i to je posebno izraženo kod kratkih vremena brojanja.

## ZAKLJUČAK

Rezultati izvršenih istraživanja su pokazali da i pored inferiorne moci razlaganja 9" x 9" NaJ(Tl) detektora, pomenuti detektor može pružiti spektralne informacije koje su kompetitivne sa informacijama iz poluprovodničkih Ge-detektora.

Pokazano je da je prag detekcije NaJ(Tl) detektora niži od praga detekcije Ge-detektora i to posebno na višim energijama i pri kraćim vremenima brojanja.

## LITERATURA

1. GLENN F. KNOLL "RADIATION DETECTION AND MEASUREMENT"  
JOHN WILEY AND SONS (1979), NEW YORK
2. L. MARINKOV "OSNOVI NUKLEARNE FIZIKE" PMF (1976), NOVI SAD
3. W. E. BURCHAM "NUKLEARNA FIZIKA, UVOD (SA FIZIKOM ČESTICA)"  
NAUČNA KNJIGA (1974), BEOGRAD
4. DR. ERWIN SHRADER "ELEMENTS OF SCINTILATION DETECTION"  
HARSHAW/FILTROL
5. H. KLUCKE, J. BEETZ, PROC. OF THE THIRD INT. CONF.  
"LOW RADIOACTIVITIES '85." BRATISLAVA 1987; VEDA P.P. 150
6. M. MOSZYNSKI; NUCL. INSTR. METH. IN PHYS. RES. A280  
(1989) 73-82
7. I. BIKIT ET. AL., LOW LEVEL SHIELD FOR GAMMA-SPECTROMETERS,  
XXVIII ETAN VI, 51 (1984)
8. R. L. HEATH: SCINTILLATION SPECTROMETRY GAMMA-RAY SPECTRUM  
CATALOGUE IDO-16880 (1964)
9. I. ANIČIN, C. YAP., NUCL. INSTR. AND METH. 1, 259 (1987)

