

UNIVERZITET U NOVOM SADU
PRIRODNO-MATEMATIČKI FAKULTET

Природно-математички факултет
Радна заједница заједничких послова
НОВИ САД

Пријем: 27 XII. 1979			
Орг. јед.	Број	Прилог	Вредност
03	10/113		

NADA PRICA

OSNOVNE KARAKTERISTIKE I PRINCIP RADA
ANTIKOMPTONSKOG γ SPEKTROMETRA

DIPLOMSKI RAD

NOVI SAD, 1979. god.

Svojim znanjem i iskustvom

Dr Bikit Ištvan je mnogo

doprineo realizaciji ovog rada.

Na tome mu se najtoplije zahvaljujem.

S A D R Ź A J

	Strana
UVOD	
PROCES DETEKCIJE γ -ZRAČENJA POLUPROVODNIČKIM DETEKTORIMA	1
FOTOELEKTRIČNI EFEKAT	1
KOMPTONOVO RASEJANJE	1
PROIZVODNJA PARA ZA FOTONE ENERGIJA IZNAD 1 MeV	3
ELEMENTI KOINCIDENTNE SPEKTROSKOPIJE	4
KOINCIDENTNI MERNI UREDJAJI	6
BRZI DISKRIMINATOR SA OKIDANJEM NA VODEĆU IVICU	6
BRZI DISKRIMINATOR SA OKIDANJEM NA PRESEK NULTOG NIVOVA	6
BRZI DISKRIMINATOR SA OKIDANJEM NA KONSTANTINOM DELU VISINE IMPULSA	7
BRZI DISKRIMINATOR KOJI KOMPENZUJE AMPLITUDU I VREME USPONA IMPULSA	8
BRZO KOINCIDENTNO KOLO PREKLAPAJUĆEG TIPRA	9
PRETVARAČ VREMENA U AMPLITUDU	9
KRIVA KAŠNJENJA	11
PRINCIP RADA ANTIKOINCIDENTNOG SPEKTROMETRA	13
EKSPERIMENT	16
OPIS MERNOG UREDJAJA	16
PROCENA EFIKASNOSTI ANTIKOMPTONSKOG γ -SPEKTROMETRA	17
REZULTATI MERENJA	21
ZAKLJUČAK	27
LITERATURA	28



U V O D

Sve veća prisutnost poluprovodničkih spektrometara u nuklearnim istraživanjima objašnjava se njihovim naglim razvojem. U odnosu na druge spektrometre (na primer scintilacione) oni imaju veoma dobru moć razlaganja, ali im je efikasnost manja.

Poluprovodnički spektrometri se koriste i za ispitivanje spektara γ - zraka, odnosno merenje energije i intenziteta γ - prelaza nekog radioaktivnog izvora. Pri određivanju intenziteta koristi se površina pod foto vrhom.

Merenje se može poboljšati delimičnim uklanjanjem dela spektra koji potiče od komptonovog rasejanja fotona. S tim se povećava odnos foto-vrhova prema kontinualnom delu spektra. U praktičnom radu ovo se ostvaruje opkoljavanjem germanijumskog brojača sa velikim natrijum jodidom kao detektorom za detekciju rasejanih komptonovih fotona. Ako se impulsi iz germanijumskog brojača beleže samo kada ne postoji koincidentni signal iz scintilacionog brojača detektuju se u principu samo impulsi vezani za fotoelektrični efekat i za proizvodnju parova.

U ovom radu je konstruisan antikomptonski spektrometar od postojećih komponenti u Laboratoriji za nuklearnu fiziku Instituta za fiziku u Novom Sadu i ispitane su njegove performanse.

PROCES DETEKCIJE γ - ZRAČENJA POLUPROVODNIČKIM DETEKTORIMA

Pri prolazu gama zraka kroz detektor događaju se tri procesa:

FOTOELEKTRIČNI EFEKAT

Kvante energije upadnog elektromagnetnog zračenja apsorbuju vezani elektroni atoma i oslobađaju se iz elektronskog omotača. Kinetička energija emitovanih foto elektrona je:

$$T = E_{\gamma} - E_i^V$$

gde je E_i^V energija veze i -tog sloja u atomu.

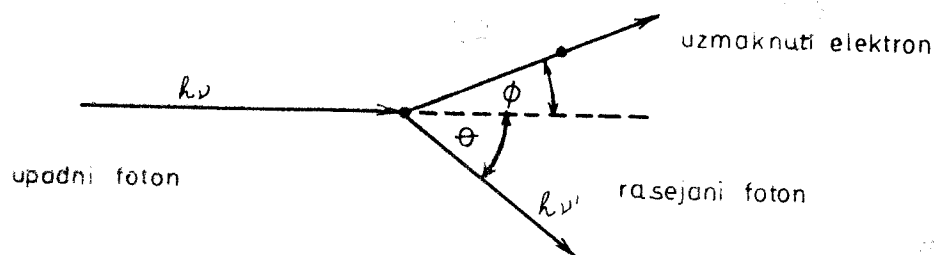
Verovatnoća apsorpcije foto-električnim efektom je veća ukoliko je elektron čvršće vezan, tako da je uglavnom tim procesom obuhvaćena K-ljuska ako je energija dovoljno velika. Presek za K-ljusku ima vrednost:

$$\sigma_f \approx 10^{-9} Z^5 E_{\gamma}^{-3,5} \quad [\text{barn}]$$

Z - je redni broj apsorbera, a E_{γ} je energija upadnog fotona.

KOMPTONOVO RASEJANJE

Komptonov efekat je elastičan sudar gama zraka i slabo vezanog elektrona iz spoljnih ljuski elektronskog omotača. Foton predaje elektronu deo svoje energije i skreće sa prvobitne putanje, dok elektron uzmiče pod uglom ϕ u odnosu na pravac upadnog fotona (slika 1.).



Slika 1.



Energija rasejanog kvanta iznosi: $E'_\gamma = \frac{E_\gamma}{1+\alpha(1-\cos \theta)}$

gde je $\alpha = \frac{E_\gamma}{mc^2}$

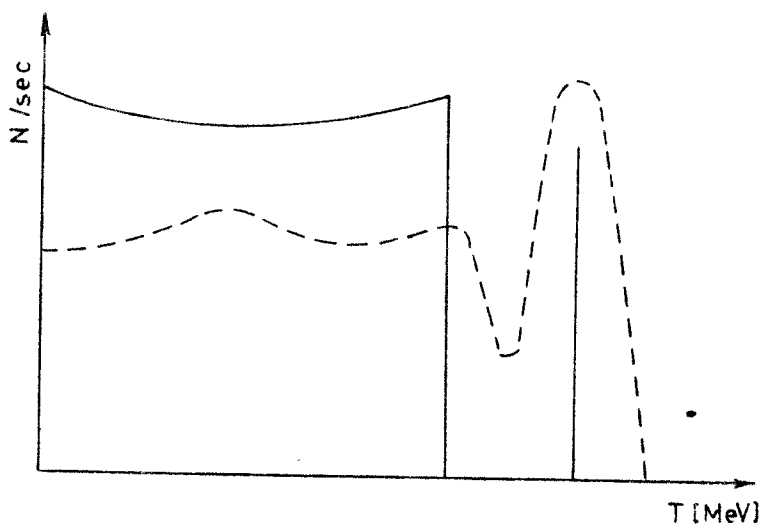
Kinetička energija uzmaknutog elektrona jednaka je razlici energija upadnog i rasejanog fotona:

$$T = E_\gamma - E'_\gamma = \frac{\alpha E_\gamma (1-\cos \theta)}{1+\alpha(1-\cos \theta)}$$

Energija je minimalna za $\theta=0^\circ$, $\phi=90^\circ$, a maksimalna za $\theta=180^\circ$, $\phi=0^\circ$. Ova maksimalna vrednost se naziva komptonova ivica:

$$T_m = \frac{E_\gamma}{1 + \frac{1}{2\alpha}}$$

Raspodela elektrona po energijama za komptonско rasejanje i fotoelektrični efekat grafički prikazana izgleda ovako:



———— Teorijska raspodela
 ----- Eksperimentalno dobijena raspodela

Slika 2.

Verovatnoća komptonovog rasejanja po jednom elektronu ima vrednost:

$$\sigma_c = 2\pi r_0^2 \left\{ \frac{1+\alpha}{\alpha^2} \left[\frac{2(1+\alpha)}{1+2\alpha} - \frac{\ln(1+2\alpha)}{\alpha} \right] + \frac{\ln(1+2\alpha)}{2\alpha} - \frac{1+3\alpha}{(1+2\alpha)^2} \right\} \quad [\text{cm}^2]$$

$$r_0 = (e^2/mc^2) = 2,818 \times 10^{-13} \text{ cm}, \quad \alpha = E_\gamma/mc^2$$

PROIZVODNJA PARA ZA FOTONE ENERGIJA IZNAD 1 MeV

Treći značajan oblik interakcije elektromagnetnog zračenja sa materijom je stvaranje para elektron-pozitron. Energija fotona $2 m_e c^2$ (1.022 MeV) je prag za ovaj proces. Razlika energije upadnog fotona i energije mirovanja kreiranog para (1.022 MeV) je podeljena izmedju nastalih čestica u vidu kinetičke energije:

$$E_\gamma = 2 mc^2 + T_{e^-} + T_{e^+}$$

Presek za proizvodnju para na višim energijama ima oblik:

$$\sigma_{pp} \approx Z^2 \ln E_\gamma$$

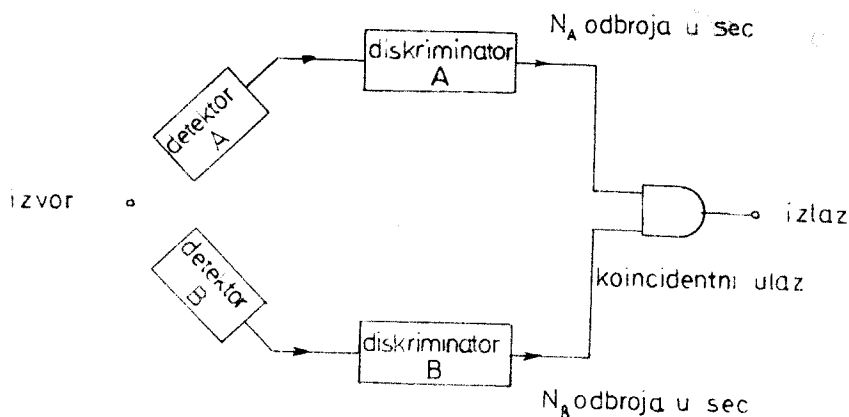
Navedeni procesi slabe snop elektromagnetnog zračenja koje ulazi u poluprovodnik. Ukupan koeficijent slabljenja vezan za uklanjanje fotona iz monoenergijskog snopa je dat izrazom:

$$\mu = N\sigma_f + N\sigma_{pp} + ZN\sigma_c$$

gde je N broj atoma apsorbera po jedinici zapremine, a Z je atomski broj.

ELEMENTI KOINCIDENTNE SPEKTROSKOPIJE

Istovremeni događaji mogu se registrovati jednostavnim sistemom od dva detektora povezana sa koincidentnim kolom, kao što je ovaj na slici 3.



Slika 3.

Koincidentni uređaj će isporučiti izlazni impuls ako signali iz detektora A i B stignu u njega unutar izvesnog vremenskog intervala τ jedan od drugog. To znači da koincidentno kolo ima vreme rešavanja $\pm\tau$, odnosno 2τ . Koincidentni uslov kola mogu ispuniti sledeći nuklearni događaji: fotoni emitovani u kaskadnom γ - raspadu, dve čestice emitovane brzo u kaskadi za vreme radioaktivnog raspada, dva produkta iste nuklearne reakcije, γ - kvanti proizvedeni anihilacijom pozitrona. Ovi događaji se nazivaju istinske koincidencije. U okviru vremena razlaganja koincidentnog kruga se dešava komptonско rasejanje γ - kvanta u Ge(Li) detektoru i detekcija rasejanog kvanta u zaštitnom NaJ detektoru. Međutim, koincidentni ulaz će propustiti izvestan broj slučajnih koincidencija. One potiču od istovremenog raspada dva jezgra, od šuma, ili kao u uradjenom eksperimentu od detektovanja

γ - zraka poluprovodničkim brojačem i slučajnog, istovremenog, detektovanja γ - zraka koji direktno dolazi iz izvora, ili posle reflektovanja od neke površine u scintilacioni brojač.

Ukupan broj koincidentnih događaja koje će registrovati posmatrani sistem u vremenu T biće jednak zbiru istinskih i slučajnih. Stvarni broj događaja zabeleženih u detektoru A sa efikasnošću ϵ_A i detektoru B sa efikasnošću ϵ_B u vremenu T za izvor čija je aktivnost N je:

$$N_A = \epsilon_A N T ; \quad N_B = \epsilon_B N T$$

Ako koincidentni uređaj izbroji svaki istovremeni par impulsa iz detektora broj istinskih koincidencija biće:

$$N_{AB} = \epsilon_A \epsilon_B N T$$

Za sistem sa vremenom razlaganja 2τ broj slučajnih koincidentnih događaja, za vreme T , dat je izrazom:

$$N_S = 2\tau N^2 \epsilon_A \epsilon_B T$$

Ukupan broj izmerenih događaja je:

$$N_U = N_S + N_{AB}$$

KOINCIDENTNI MERNI UREDJAJI

Amplituda impulsa detektora nosi energetska informaciju o nuklearnom događaju. Vremenska informacija o tom događaju može se dobiti ako se signal iz detektora odvede u okidno kolo koje za svaki impuls daje jedan signal standardnog oblika i amplitude i određuje trenutak stizanja impulsa, odnosno trenutak nuklearne interakcije. Za ova merenja koriste se brzi diskriminatori kao što su:

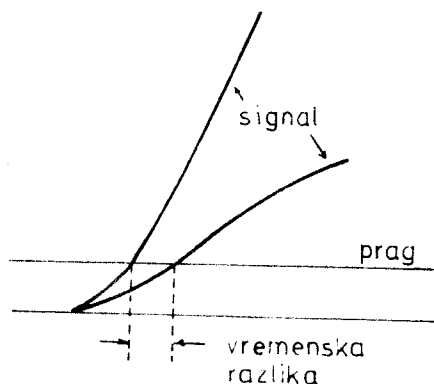
BRZI DISKRIMINATOR SA OKIDANJEM NA VODEĆU IVICU

Kada prednja ivica signala detektora dostigne izvestan nivo, prag, on okida izlazno kolo. Vreme nastanka izlaznog signala pokazuje zavisnost od amplitude ulaznog impulsa. Ako ona

nije konstantna nastaju vremenska odstupanja u okidanju, takozvana vremenska šetnja. To je prikazano na slici 4.

Vremenska šetnja se može smanjiti snižavanjem fiksiranog praga. Izbor određenog praga diskriminatora može dati optimalnu vremensku rezoluciju samo za vrlo mali opseg impulsnih visina.

Problem vremenske šetnje je prevaziđen merenjem vremena metodom preseka nultog nivoa.

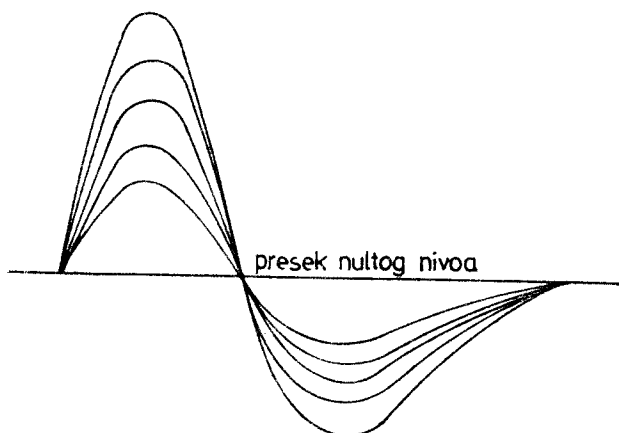


Slika 4.

BRZI DISKRIMINATOR SA OKIDANJEM NA PRESEK NULTOG NIVOVA

Signal iz detektora je moguće pretvoriti u bipolarni signal. Njegov talasni oblik ukršta se s nultim nivoom u izvesnom vremenskom intervalu posle početka rasta impulsa nezavisno

od amplitude impulsa (kao na slici 5.). Taj signal se dovodi u brzi diskriminator koji je podešen da okida na preseku nultog nivoa, pa je merenje vremena oslobodjeno šetnje prouzrokovane



Slika 5.

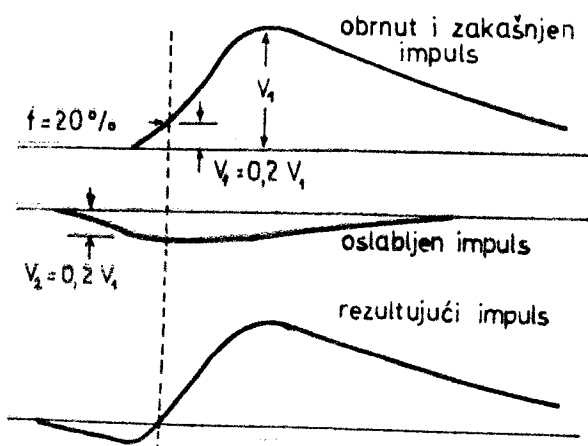
promenom amplitude ulaznog impulsa. Zato se ovaj metod koristi pri obradjivanju impulsa sa širokim intervalom visina. Nedostatak brzog diskriminatora sa okidanjem na presek nultog nivoa je što tačka preseka zavisi od vremena rasta impulsa, odnosno od vremena potrebnog za sakupljanje 50% totalnog naelektrisanja oslobodjenog od detektora. Razlike

vremena uspona impulsa unose statistička odstupanja u okidanju diskriminatora. Metod preseka nultog nivoa je najbolje prilagođen za merenje vremena brzim (plastičnim) scintilatorima.

Treći način merenja vremena sadrži u sebi prednosti dva prethodna.

BRZI DISKRIMINATOR SA OKIDANJEM NA KONSTANTNOM DELU VISINE IMPULSA

Za merenje vremena ovim diskriminatorom koristi se dvostruko diferenciran signal. Taj signal je suma dva impulsa, oba dobijena od impulsa detektora. Jedan je zakašnjen impuls detektora obrnutog polariteta, a drugi je nezakašnjen i oslabljen do onog dela visine impulsa na kome treba da se vrši okidanje. Okidno kolo je podešeno da okine na tački nultog nivoa, a ona se podudara sa trenutkom stizanja

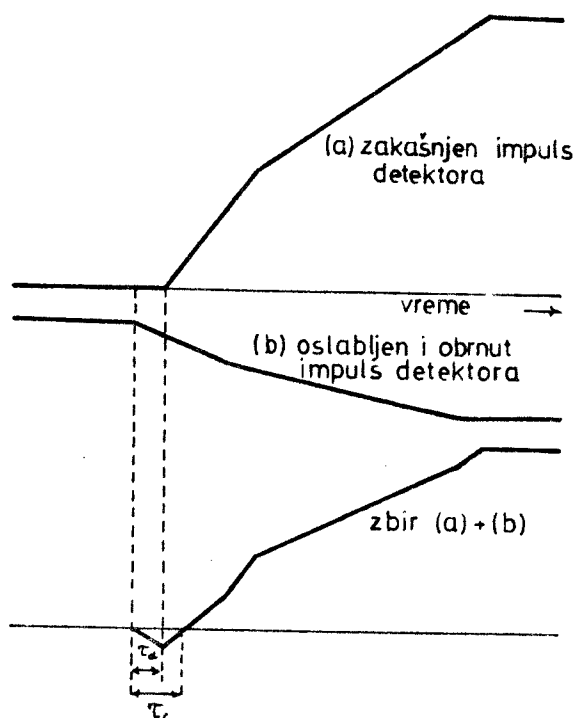


Slika 6.

istog dela naelektrisanja f bez obzira na amplitudu impulsa. Princip metoda je ilustrovan na slici 6. Navedeni način merenja daje nisku vremensku šetnju, a deo visine impulsa f na kome se vrši okidanje se bira tako da daje minimalna statistička odstupanja. Vrednost f zavisi od vrste detektora. Za organske scintilatore je, na primer, optimalna vrednost $f=10-15\%$.

BRZI DISKRIMINATOR KOJI KOMPENZUJE AMPLITUDU I VREME USPONA IMPULSA

Ovakav uredjaj je korišćen u izvršenim koincidentnim merenjima. Svojim principom rada on koriguje razlike u merenju vremena prouzrokovane različitim amplitudama impulsa detektora



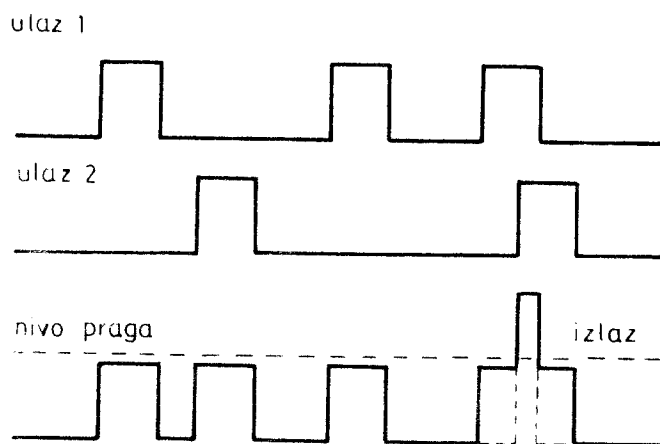
Slika 7.

i varijacijama u vremenu uspona impulsa (ta karakteristika mu je sadržana u nazivu: Amplitude and Rise time Compensation - ARC). Na slici 7. je prikazan način kompenzovanja za impuls iz poluprovodničkog detektora. Signal se zakašni za neko vreme τ_d i sabere sa oslabljenim, nezakašnjenim signalom, obrnutog polariteta. Kolo daje izlazni, logički, impuls u momentu kad rezultujući signal ima vrednost nula. Nulti presek ne zavisi od amplitude impulsa. Ne zavisi ni od strmine početnog

dela talasnog oblika impulsa koja je mera brzine rasta impulsa. Vremenski interval τ_c treba da bude što je moguće kraći, a to se postiže odabiranjem malog vremena kašnjenja τ_d (3-10 ns).

BRZO KOINCIDENTNO KOLO PREKLAPAJUĆEG TIPRA

Za merenje broja istovremenih nuklearnih događaja sem detektora i razmatranih brzih diskriminatora koriste se i koincidentna kola. Funkcija koincidentnog kola je da isporuči jedan



Slika 8.

je jedan izlazni impuls. Vreme rešavanja koincidentnog kola je približno jednako širini ulaznih impulsa.

izlazni impuls samo kada primi ulazne impulse od oba diskriminatora u okviru vremena rešavanja $\pm \tau$. Princip rada jednostavnog koincidentnog kola preklapajućeg tipa dat je na slici 8.

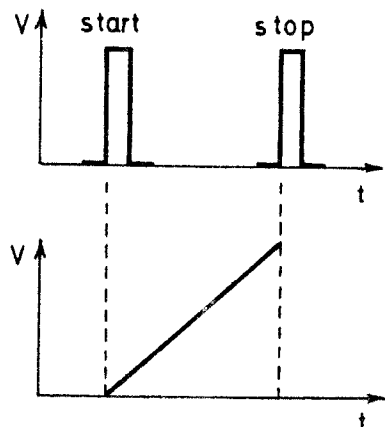
Na ulaz koincidentnog kola dovode se impulsi iz dva diskriminatora i sabiraju. Ako su istovremeni oni će se preklopiti i rezultujući impuls će prevazići prag pratećeg kola koje tada isporuču-

PRETVARAČ VREMENA U AMPLITUDU

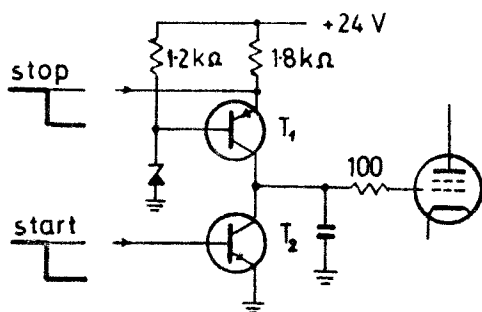
Da bi se izvršila analiza vremenskih intervala njih treba pretvoriti u impulse čija je amplituda linearno povezana sa dužinom intervala vremena. To se radi pretvaračima vremena u amplitudu ("Time to Amplitude Converters - TACs"). Ima više vrsta pretvarača, a dva su osnovna: tip sa preklapanjem impulsa i start-stop tip. Prvi je zapravo proširenje opisanog koincidentnog kola i on ovde neće biti objašnjen.

Start-stop tip

Kod ovog pretvarača "start" impuls pokreće neki uređaj da akumulira naelektrisanje, a "stop" impuls ga prekida u tome.



Slika 9.



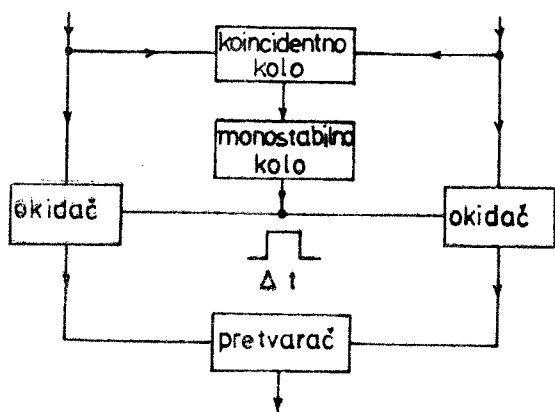
Slika 10.

Kao skladišni uređaj obično se koristi kondenzator koji je napunjen ili ispražnjen konstantnom strujom, tako da je promena napona proporcionalna vremenu između start i stop impulsa (slika 9.).

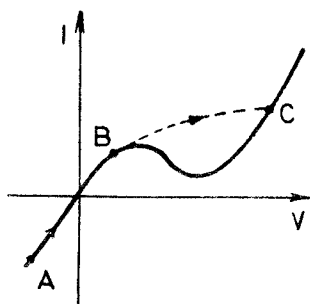
Ovaj princip je iskoristio Dardini u svom kolu (slika 10.):

start impuls, stepenastu funkciju napona, je primenio na bazu tranzistora T_2 i on je postao neprovodan. U istom trenutku je iz tranzistora T_1 potekla konstantna struja u kondenzator. Ta struja feče dok na emitor tranzistora T_1 ne stigne stop impuls, takodje stepenasta funkcija napona.

Start i stop impulsi su dobijeni na sledeći način: signali iz dva detektora se dovode u koincidentno kolo i istovremeno iz jednog detektora u jedan okidač, a iz drugog detektora u drugi okidač (slika 11.). Okidači su tunnel diode koje su polarizovane tako da njihovo



Slika 11.



Slika 12.

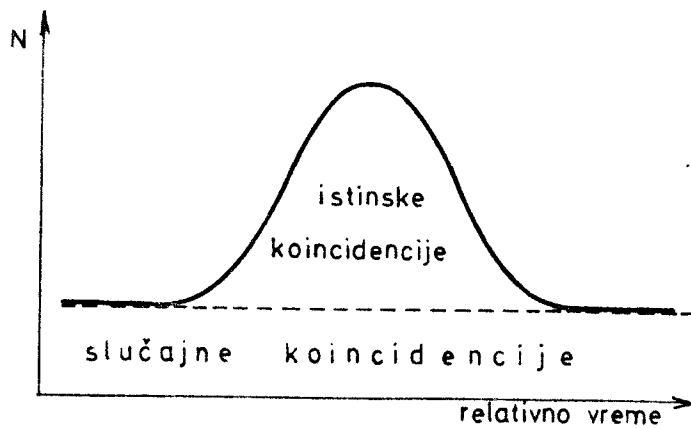
stanje odgovara tački A na karakteristici (slika 12.). Ako signali iz detektora stignu u koincidentno kolo u okviru vremena razlaganja ono će na izlazu dati impuls koji će prouzrokovati rad monostabilnog kola. Monostabilno kolo će tada isporučiti tunnel diodama impuls trajanja Δt .

Radna tačka tunnel diode će se pomeriti iz A u B. Ona će egzistirati stabilno u stanju koje se podudara sa tačkom B na karakteristici dok ne dodje impuls iz detektora koji je dovodi u stanje kojem odgovara tačka C. Tada tunnel dioda okida prateće kolo i ono proizvodi stepenasti naponski impuls. Taj impuls se šalje u pretvarač kao start ili stop impuls, zavisno od toga iz kog okidača (odnosno detektora) potiče. Na kraju vremenskog intervala Δt tunnel dioda se vraćaju u prvobitno stanje.

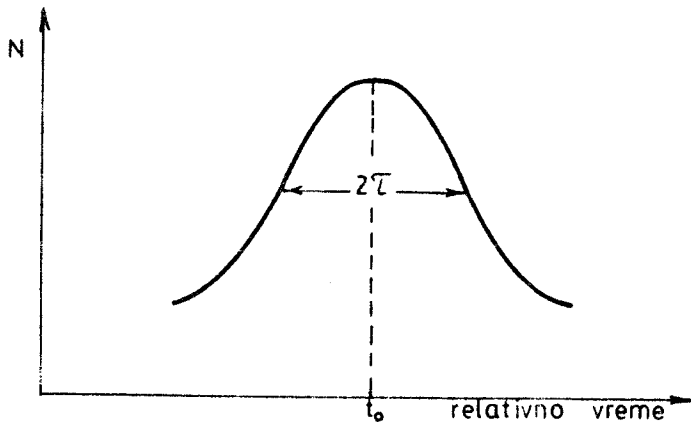
KRIVA KAŠNJENJA

U analizama vremena javlja se problem statističkog odstupanja vremena generisanja logičkog impulsa koji je povezan sa nuklearnim događajem u vremenu. Veličina statističkog odstupanja zavisi od svojstava oba detektora i brzog diskriminatora. Doprinos detektora vremenskom treperenju daje nekoliko faktora. U scintilacionim brojačima jedna komponenta dolazi od mehanizma emisije svetlosti. Ona je mala za brze scintilatore kao što su organski i veća za scintilatore kao što je NaJ. Za poluprovodničke detektore brzina sakupljanja produkata jonizacije je uticajan faktor i statističko odstupanje će zbog njega biti malo za tipove sa površinskom barijerom, a veće za detektore veće osetljive zapremine kao što je Ge(Li) tip. Za obe vrste detektora vremensko treperenje će biti manje za događaje visoke energije iz dva razloga: signal detektora pokazuje manje odstupanje kada je načinjen od više nosilaca naelektrisanja, i relativan doprinos šuma je manji.

Ukupnom statističkom odstupanju znatno doprinosi rad brzih diskriminatora. Oni pokazuju zavisnost vremena stvaranja izlaznog impulsa od amplitude ulaznog impulsa, to jest od vremenske šetnje.



Slika 13.



Slika 14.

Za efikasno određivanje vremenske zavisnosti pojava merenjem istovremenosti statističko variranje se mora uzeti u obzir, jer iako se radi o istom nuklearnom događaju može se dogoditi da zbog njega logički impulsi koji stižu u koincidentno kolo ne budu istovremeni i da preklapanje impulsa bude malo.

Raspodela vremenskog treperenja praktično se dobija snimanjem raspodele vremena kašnjenja izlaznog signala jednog brzog diskriminatora u odnosu na odgovarajući izlazni signal drugog brzog diskriminatora. Dobijena kriva se naziva kriva kašnjenja. Maksimum krive odgovara najverovatnijem vremenu kašnjenja (t_0). Puna širina na polovini visine maksi-

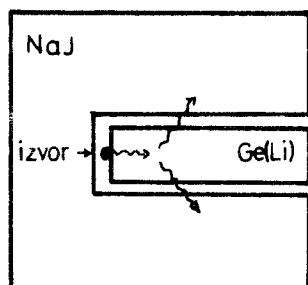
muma krive kašnjenja je jednaka koincidentnom vremenu rešavanja 2τ . Na slici 13. je označeno koji deo krive kašnjenja proizilazi od istinskih, a koji od slučajnih koineidencija. Kriva kašnjenja se dobija iz pretvarača vremena u amplitudu. Uz pretvarač vremena u amplitudu se može postaviti jednokanalni analizator da odbacuje deo spektra nastao od slučajnih koineidencija pre analize u višekanalnom analizatoru. U tom slučaju se dobija kriva kao na slici 14.

PRINCIP RADA ANTIKOINCIDENTNOG SPEKTROMETRA

Antikoincidentni spektrometar se koristi za gušenje događaja komptonovog rasejanja s ciljem povećanja odnosa foto-vrha i kontinualnog dela spektra.

Sastoji se od: dva ili više detektora
predpojačavača
pojačavača
brzog diskriminatora
koincidentnog uređaja
višekanalnog analizatora
izvora visokog napona

Jedan detektor, poluprovodnički, se postavlja kao centralni i radioaktivni izvor ispred njega. Oko njega se stave scintilacioni brojači koji detektuju rasejane komptonove fotone. Višestruka interakcija rasejanih fotona je verovatnija što je kristal NaJ veći. Njegova veličina je ograničena procesom rasta kristala. Do sada je dobijen kristal NaJ velik 16 inča (40,62 cm) u jednoj dimenziji. Za germanijumske detektore važi isto ograničenje zbog teškoće u rastu kristala i teškoće dobijanja debljih kompenzovanih slojeva. 120 cm³ je maksimalna dobijena aktivna zapremina germanijumskog brojača. Najefikasnija detekcija rasejanih



Slika 15.

komptonovih fotona se dobija ako se u veliki scintilacioni detektor cilindričnog oblika stavi poluprovodnički brojač valjkastog oblika. Radioaktivni izvor se pričvršćuje za Ge(Li) brojač i takođe stavlja u otvor scintilatora (slika 15.).

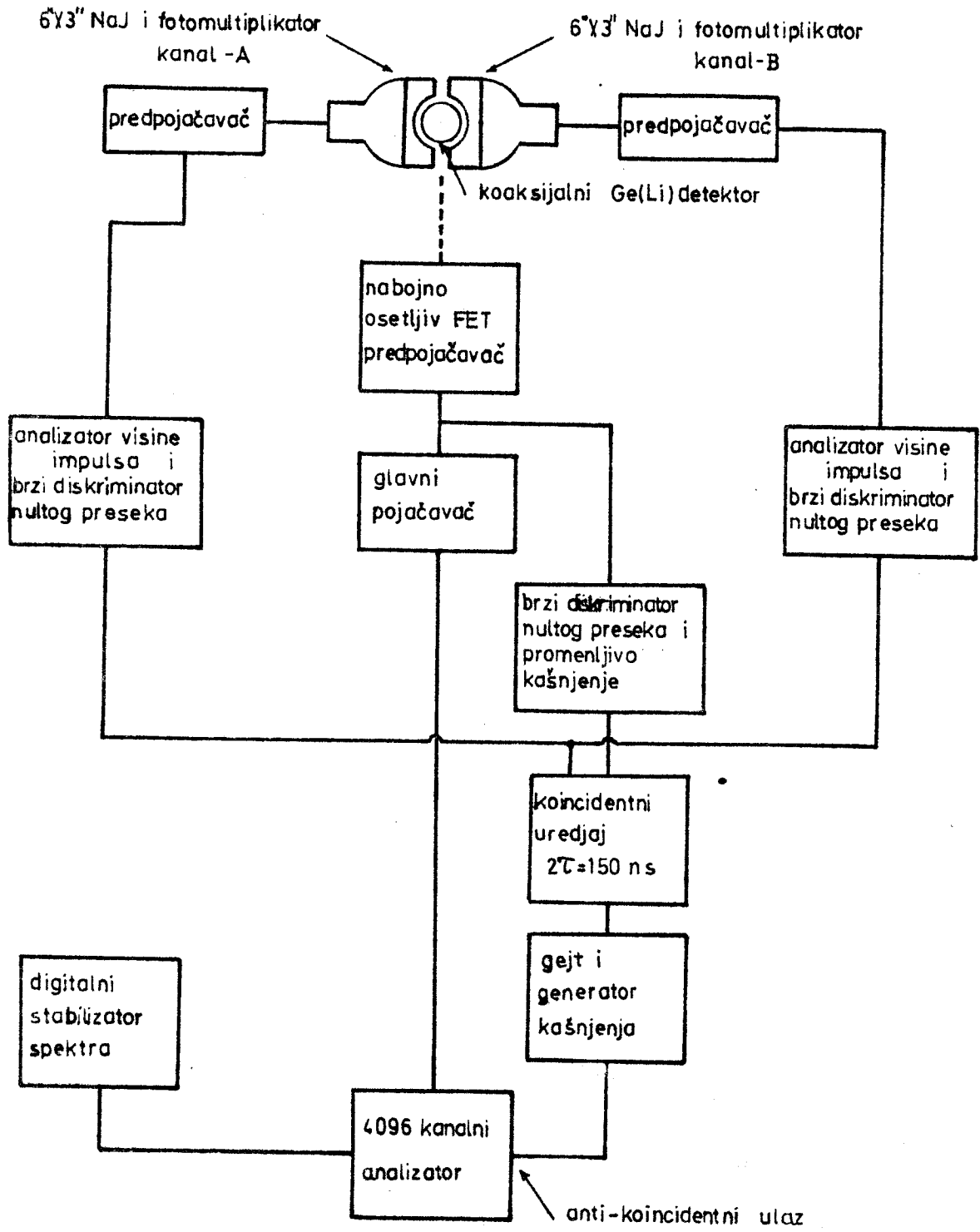
Izvrše se vremenske analize impulsa iz spoljašnjeg i centralnog brojača i ispita istovremenost, odnosno vreme kašnjenja impulsa. U višekanalni analizator se propuštaju samo oni impulsi iz poluprovodničkog - Ge(Li) detektora koji nisu u ko incidenciji sa impulsima iz sporednog detektora koji ga okružuje. Na taj način impulsi iz scintilacionog - NaJ detektora sprečavaju detekci-

ju pratećih komptonovih impulsa iz centralnog kristala.

Ovde je data šema antikoincidentnog spektrometra koji su konstruisali Orphan i Rasmussen (slika 16.). Sastoji se od tri detektora. Centralni detektor je 30 cm^3 koaksijalni Ge(Li) detektor, a okružuju ga dva scintilaciona detektora sa kristalima NaJ dimenzija 6×3 " ($15,23 \times 7,62 \text{ cm}$). Izvor je kolimisan na središnji detektor.

Koristi se u spektrometriji γ - zraka ispod 1 MeV kao anti-komptonski spektrometar.

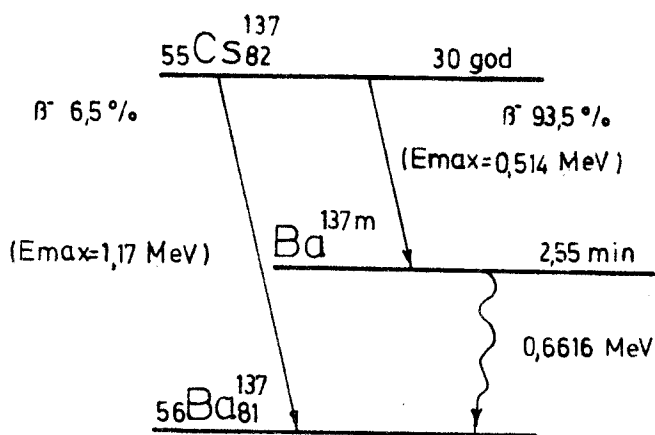
BLOK ŠEMA ANTI-KOINCIDENTNOG SPEKTROMETRA (ORPHAN I RASMUSSEN)



Slika 16.

EKSPERIMENT

U eksperimentalnom radu korišćen je izvor Cs^{137} . Cs^{137} se raspada β^- raspadom u pobudjeno stanje Ba^{137} i to 93,5% β^- raspada formira ovo stanje, a samo 6,5% vodi u osnovno stanje Ba^{137} .



Slika 17.

Pri prelazu iz pobudjenog u osnovno stanje jezgro Ba^{137} emituje γ zrak energije 0,6616 MeV. Šema raspada prikazana je na slici 17. Postojećom laboratorijskom aparaturom snimljen je spektar Cs^{137} , anti-koincidentni i koincidentni spektar, i kriva kašnjenja.

OPIS MERNOG UREDJAJA

Za snimanja navedenih spektara upotrebljeni su sledeći uređjaji: poluprovodnički Ge(Li) detektor cilindričnog oblika, driftovan koaksijalno, sa jednim otvorenim krajem. Prečnik mu je 49 mm. Prečnik P-sloja je 12 mm. Debljina N-sloja je 0,6 mm. Dužina detektora je 43,5 mm. Zatvoreni kraj je udaljen 5 mm od spoljašnje čeone površine detektora. Aktivna zapremina je $V=79 \text{ cm}^3$. Detektor je hladjen do temperature tečnog azota.

Za ovaj detektor je vezan predpojačavač.

Rasejano komptonovo zračenje detektovano je sa dva scintilaciona brojača. Kristal NaJ u njima ima prečnik 1,5" (3,81 cm) i dužinu 2" (5,08 cm). Scintilacioni detektori su napajani sa 1800 V jednosmernog napona, a Ge(Li) detektor je napajan sa 4000 V.

Signali iz centralnog detektora su vodjeni jednom granom preko predpojačavača i linearnog pojačavača u višekanalni amplitudni analikator.

Isti signal je posle predpojačavača, drugom granom, doveden u brzi diskriminator koji kompenzuje amplitudu i vreme uspona impulsa (ARC). Drugi upotrebljeni brzi diskriminator prima impulse iz scintilacionih detektora. Logički signali iz brzih diskriminatora su dovedeni u pretvarač vremena u amplitudu (TAC). Šema mernog uređaja data je na slici 18.

PROCENA EFIKASNOSTI ANTIKOMPTONSKOG γ - SPEKTROMETRA

Efikasnost antikoptonskog γ - spektrometra je određena geometrijskom efikasnošću g i efikasnošću detektovanja scintilacionih brojača $\epsilon(E_\gamma)$. Geometrija eksperimenta je prikazana na slici 19. Sve sem boce za tečni azot je nacrtano u razmeri 1:4. Njene dimenzije su proizvoljne. Na slici 20. su nacrtani samo kristali detektora (1:1). Da bi se pojednostavio račun uzeto je da komptonovo rasejano zračenje dolazi na kristale NaJ iz jedne tačke Ge(Li) brojača umesto iz cele osetljive zapremine. Geometrijska efikasnost je jednaka:

$g = \frac{\Omega}{4\pi}$ - prostorni ugao koji obuhvataju oba scintilaciona brojača
- pun prostorni ugao

$\Omega = \frac{S}{r^2}$ - površina kalote koju obuhvata ugao
- kvadrat poluprečnika sfere

$$\Omega = \frac{2r^2 (1 - \cos \theta)}{r^2} = 2\pi (1 - \cos \theta)$$

Na slici 20. je izračunato da je $g=12\%$.

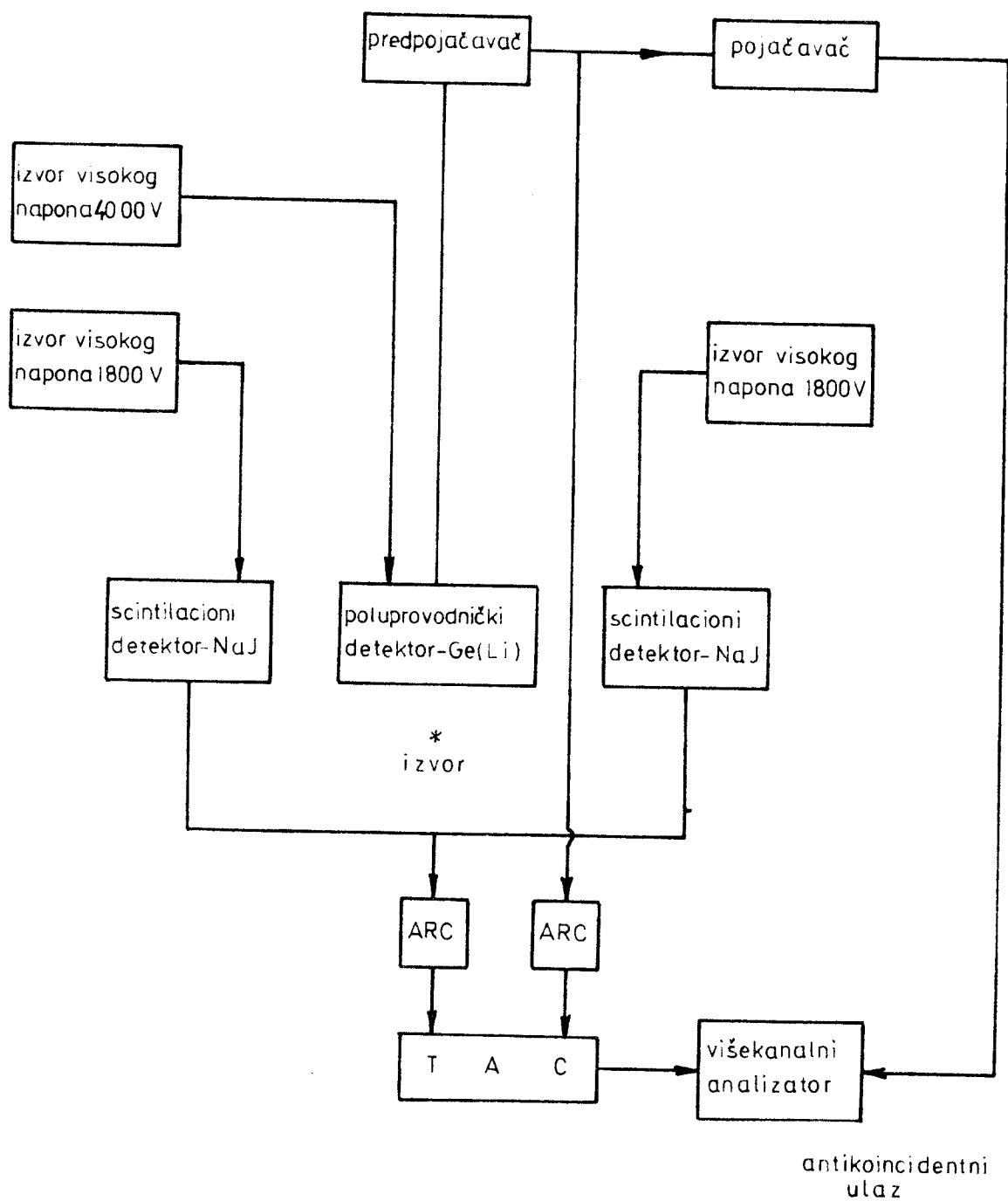
Efikasnost detektovanja scintilacionog brojača uzeta je iz tablica i to za energiju $E_\gamma=0,50$ MeV jer ona odgovara najvećem broju odbačenih impulsa. Efikasnost kristala NaJ 1,5"x2" je $\epsilon(0,5 \text{ MeV})=0.5$, pa je efikasnost antikoptonskog γ - spektrometra:

$$\epsilon = g \cdot \epsilon(E_\gamma)$$

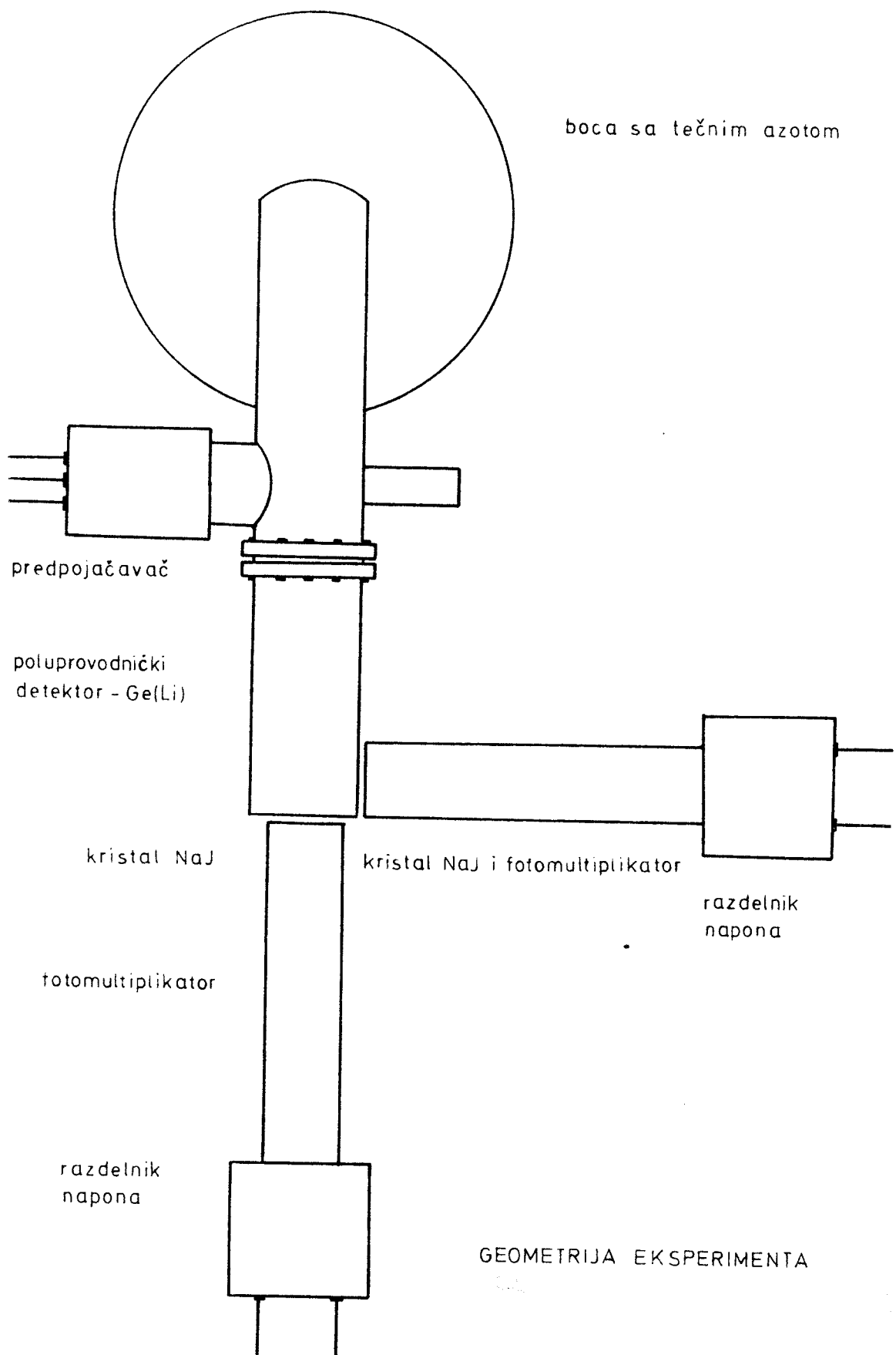
$$\epsilon = 12 \cdot 0,5$$

$$\epsilon = 6 \%$$

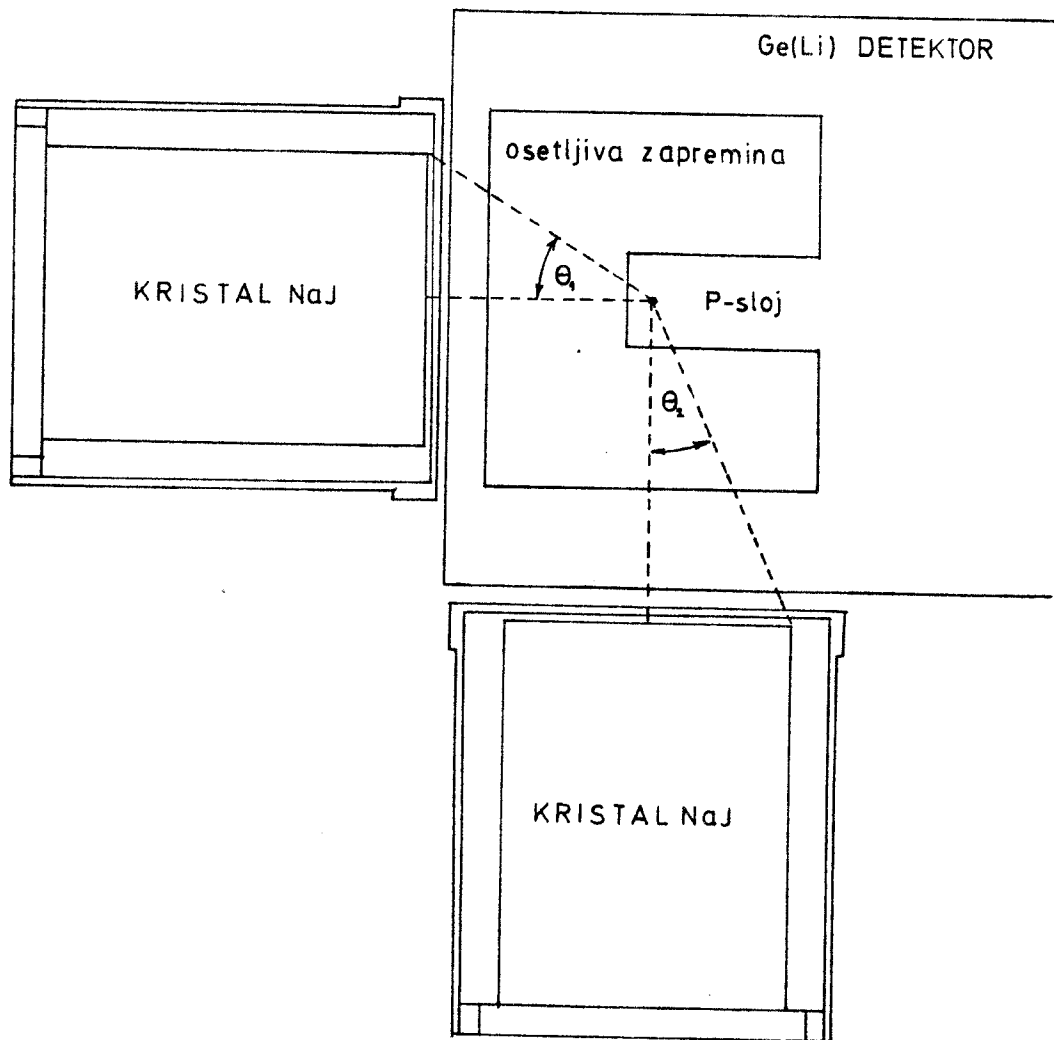
ŠEMA MERNOG UREĐAJA



Slika 18.



Slika 19.



GEOMETRIJSKA EFIKASNOST

$$\cos \theta_1 = \frac{30}{35} = 0,86$$

$$\Omega_1 = 2\pi (1 - 0,86) = 0,90$$

$$\cos \theta_2 = \frac{42}{46} = 0,91$$

$$\Omega_2 = 2\pi (1 - 0,91) = 0,55$$

$$g = \frac{\Omega_1 + \Omega_2}{4\pi} = \frac{1,45}{4\pi} = 0,12$$

$$g = 12 \%$$

Slika 20.

REZULTATI MERENJA

U izvedenim merenjima upotrebljen je izvor Cs^{137} . Na slici 21. je dat spektar koji se dobija u poluprovodničkom Ge(Li) i scintilacionom - NaJ brojaču (precrtan sa ekrana katodnog osciloskopa). Tokom podešavanja instrumenata izvestan broj impulsa koji se dobijaju u scintilacionom detektoru je odbačen, pre snimanja, da bi se izbegao veliki broj impulsa koji potiču od šuma, a podudaraju se s ovima.

Spektar γ - zraka emitovanih od radioaktivnog izvora Cs^{137} je snimljen prvo direktno, odnosno samo poluprovodničkim spektrometrom. Slika 22. prikazuje direktan spektar iz jednog od merenja. Meren je ukupan broj impulsa pod foto vrhom i pod komptonovim delom spektra. Na grafiku su označene te oblasti. Takođe je snimljen spektar Cs^{137} koincidentnim i antikoincidentnim načinom. Spektar odbačenih impulsa, tj. koincidentni spektar, je dat na slici 23. Antikoincidentni spektar nije priložen jer dobijena razlika u odnosu na direktni ne može da se uoči na grafiku. Snimljen je i koincidentni spektar iz pretvarača vremena u amplitudu, odnosno kriva kašnjenja. Dobijena kriva je nacrtana na slici 24. Sa nje je određeno koincidentno vreme rešavanja i ono je $2\tau=43$ ns.

U tabeli br. 1. su navedene vrednosti površina pod foto-vrhom i pod komptonovim delom spektra za spektar iz TAC-a, direktni, koincidentni i anti-koincidentni spektar.

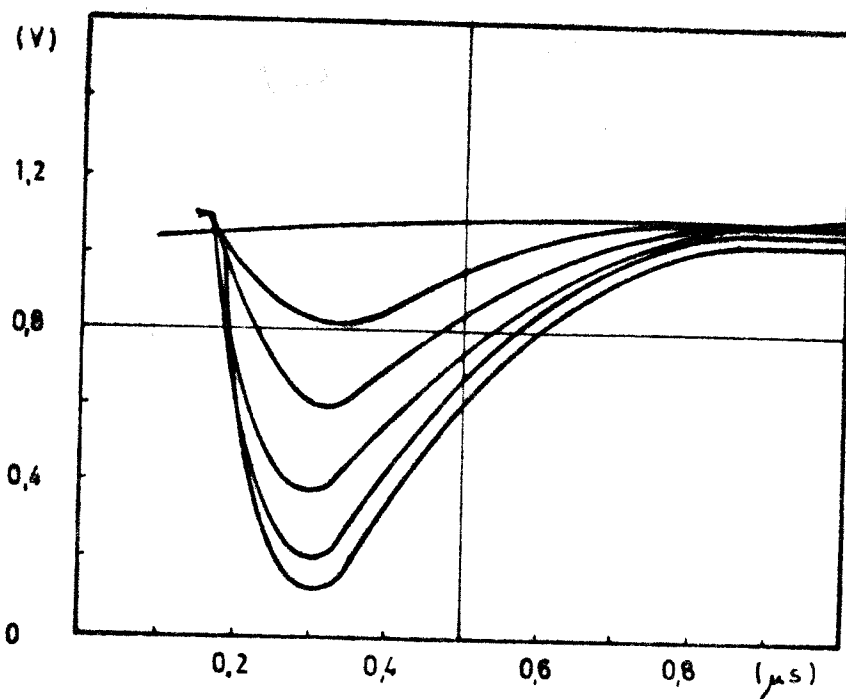
Tokom merenja korišćeni su različiti donji nivoi diskriminacije brzih diskriminatora i oni su dati u istoj tabeli.

Poredjenjem antikomptonskog i direktnog spektra izračunata je redukcija komptonskog dela spektra u procentima. Rezultati su upisani u tabeli br. 1.

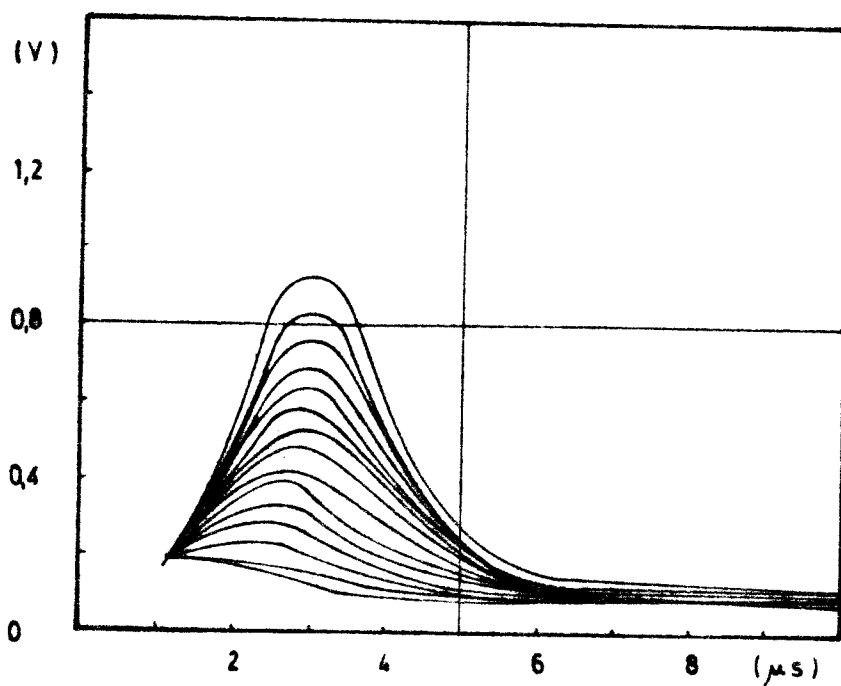
TABELA 1.

Donji nivo diskriminacije		Spektar iz TAC-a	Koincidentni spektar	Direktni spektar	Antikoindntni spektar	Komptonova redukcija
Ge (Li)	NaJ					
364	213	31171	kompton	2439841	2425741	0,58 %
			foto	1164120	1164130	
186	186	67005	kompton	2445214	2405208	1,64 %
			foto	1165461	1164271	
418	213	62346	kompton	1366381	1326681	2,91 %
			foto	637432	635077	
418	213	6786	kompton	265722	262512	1,21 %
			foto	126004	125527	

Ukupan broj impulsa

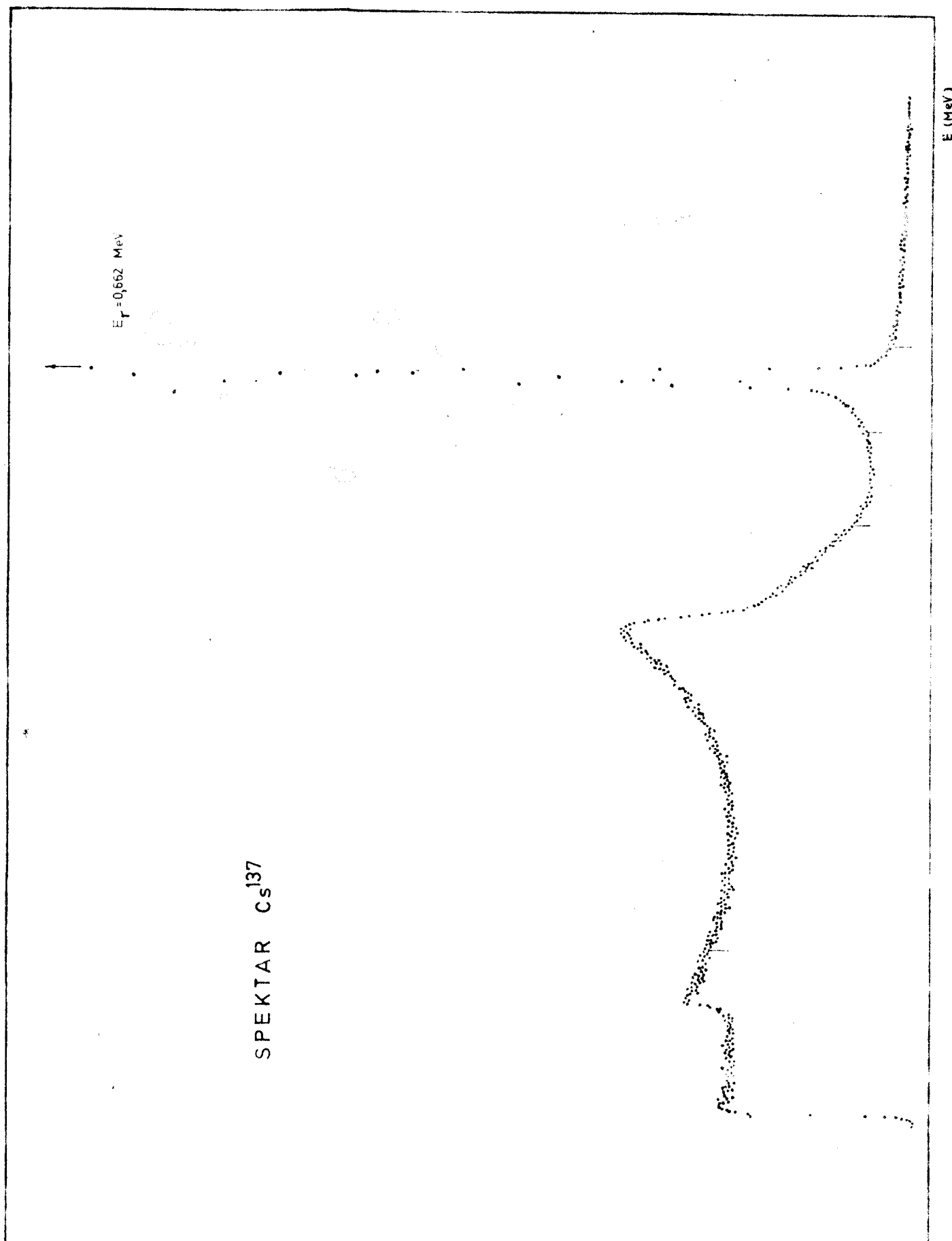


IMPULSI IZ SCINTILACIONOG DETEKTORA (DIREKTNO)



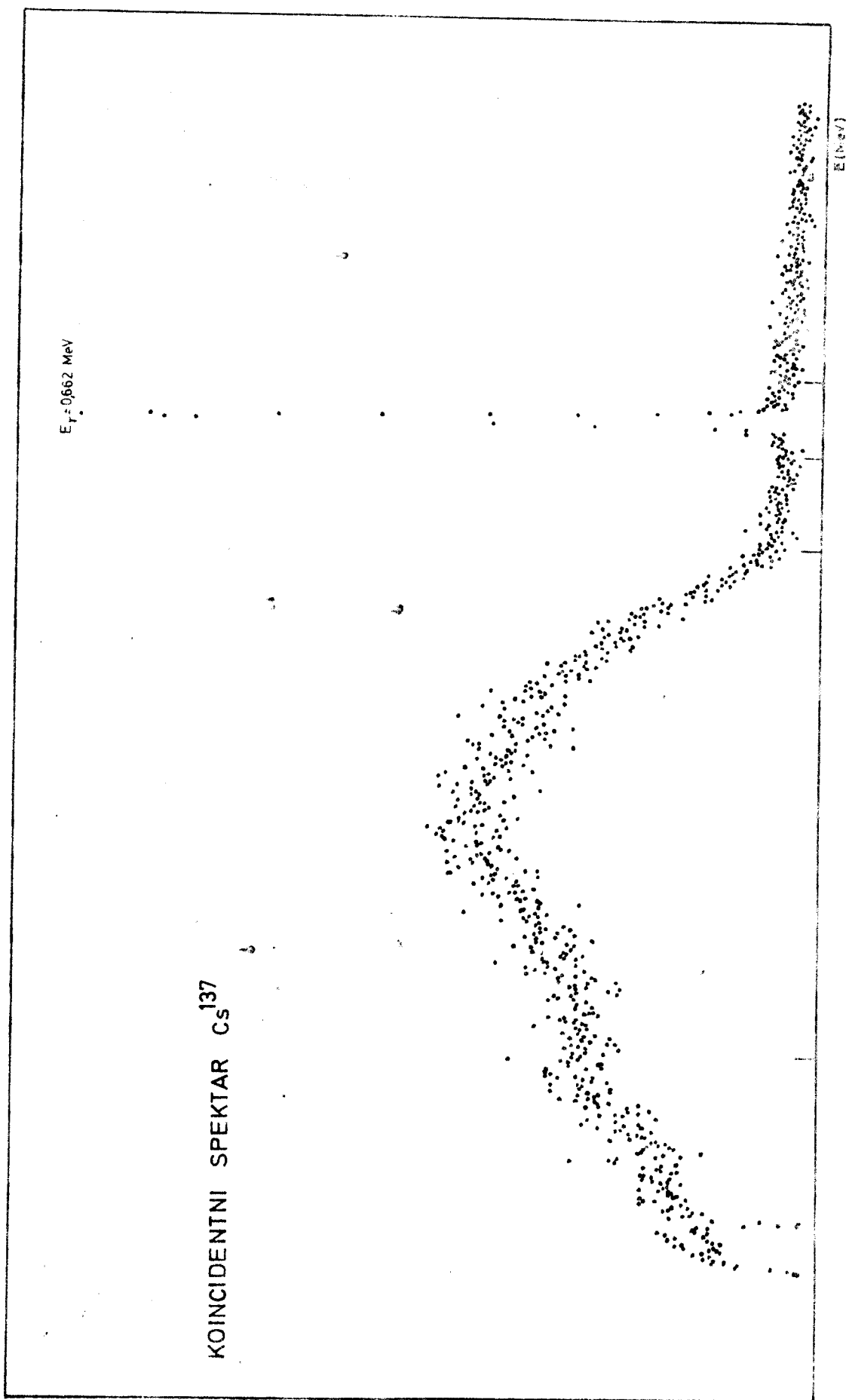
IMPULSI IZ POLUPROVODNIČKOG DETEKTORA (POSLE POJAČAVAČA)

Slika 21.

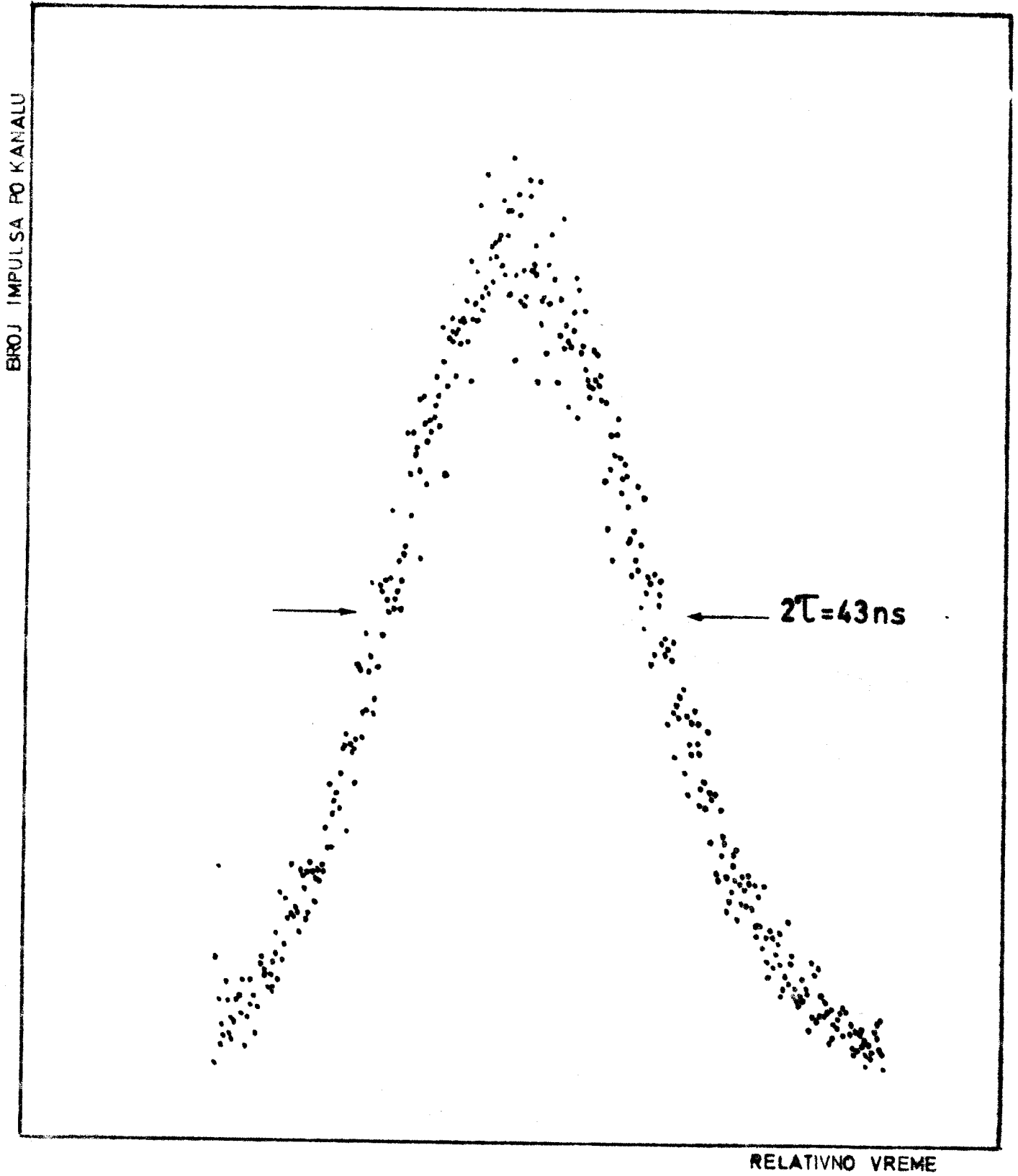


BROJ IMPULSA PO KANALU

Slika 22.



Slika 23.



KRIVA KAŠNJENJA

Slika 24.

Z A K L J U Č A K

Cilj ovog rada je bio da se vidi kako radi antikompton-
ski γ - spektrometar. Isti je izradjen od postojećih delova opre-
me. Odabrana je optimalna geometrija detektora. Upotrebljeni NaJ
detektori obuhvatali su 12% prostora oko centralnog detektora.
Teorijski procenjena efikasnost sistema je bila 6%, a sa korišće-
nim detektorima je postignuta redukcija komptonskog dela spektra
do 2,9%.

Sa postojećom elektronikom je postignuto vreme razlaga-
nja koincidentnog kola od oko 40 ns što obezbedjuje dobar odnos
pravih prema slučajnim koincidencijama.
Ovakav sistem može da posluži za demonstraciju komptonske reduk-
cije. Iako postignuta komptonska redukcija nije od praktične vred-
nosti sistem se može iskoristiti za koincidentnu spektroskopiju.
Radi poboljšanja performansi sistema trebalo bi izlazno kolo
scintilacionih detektora prilagoditi ulazu brzog diskriminatora.
Na taj način bi se šum bolje razdvojio od spektra u scintilacio-
nim detektorima, i pri diskriminaciji šuma u brzom diskriminato-
ru bi se gubio manji deo niskofrekventnog dela spektra.

L I T E R A T U R A

- |1| P.W. Nicholson
NUCLEAR ELECTRONICS
John Wiley, 1974.
- |2| F.Adams and R.Dams
APPLIED GAMMA-RAY SPECTROMETRY
Pergamon Press, 1975.
- |3| W.E.Burcham
NUKLEARNA FIZIKA - UVOD, SA FIZIKOM ČESTICA
Naučna knjiga, Beograd, 1974.
- |4| Dr Lazar Marinkov
OSNOVI NUKLEARNE FIZIKE
Novi Sad, 1976.