

D-116



F-15a

ODREĐIVANJE PERIODA POLURASPADA POBUDJENIH STANJA METODOM  
ZAKASNELIH KOINCIDENCIJA NA  $^{56}_{\text{Ba}} \text{Ba}^{133}$  i  $^{27}_{\text{Co}} \text{Co}^{57}$

- D I P L O M S K I R A D -

Novi Sad, 1976.

Borislav Savić

Zahvaljujem se profesoru Lazaru Marinkovu koji mi je omogućio realizaciju ovog diplomskog rada, i na pomoći koju mi je pružio svojim savetima.

Takođe se zahvaljujem Ištvanu Bikitu na pomoći prilikom izvodjenja eksperimenta i formulacije diplomskog rada.

S A D R Ž A J

1. Verovatnoća emisije gama kvanata
2. Metod zakasnih koincidencija
3. Odredjivanje perioda poluraspada  $^{133}\text{Ba}$
4. Odredjivanje perioda poluraspada  $^{56}\text{Co}^{57}_{27}$
5. Odredjivanje verovatnoće prelaza korišćenjem jezgrenih modela i na osnovu merenih perioda poluraspada.

## VEROVATNOĆA EMISIJE GAMA KVANATA

Karakter kretanja nukleona u jezgru i njihov uzajamni uticaj određuju šemu energetskih nivoa jezgra, a prema tome i verovatnoću prelaza izmedju njih. Zbog toga eksperimentalno određivanje strukture jezgrenih nivoa i određivanje verovatnoće prelaza izmedju njih predstavljaju veoma važne i uzajamno dopunjujuće načine ispitivanja svojstava jezgra.

Iz teorije  $\delta$  raspada poznato je da se verovatnoća elektromagnetskih prelaza može odrediti na osnovu direktnog merenja perioda poluraspada odgovarajućih pobudjenih nivoa. Verovatnoća elektromagnetskog prelaza i period poluraspada povezani su na sledeći način.

$$T_{1/2} [s] = \frac{\omega_2}{\omega} = \frac{0,693}{\omega} = \frac{4,57 \cdot 10^{-16}}{\Gamma(\text{eV})}$$

Verovatnoća elektromagnetskih prelaza može se odrediti ako se iskoristi drugo zlatno pravilo kvantne mehanike.

$$\omega = \frac{2\pi}{t} |\langle f | H_{int} | i \rangle|^2 \cdot \frac{dN}{dE}$$

$\langle f | H_{int} | i \rangle$  - matrični element prelaza

$$\langle f | H_{int} | i \rangle = C_L \frac{L+1}{(2L+1)!!} K^L \langle f | M_{LM}^\sigma | i \rangle$$

$$C_L - \text{konstanta normiranja} \quad C_L = \sqrt{\frac{8\pi\omega^2}{L(L+1)!!}}$$

$L$  je multipolnost, odnosno moment količine kretanja koji dobija foton prilikom emisije.

$$K = \frac{\omega}{c} = \frac{t\omega}{tc} = \frac{E}{tc}$$

$\langle f | M_{LM}^\sigma | i \rangle$  - matrični element električnog ili magnetnog multipola

( $\sigma$  označava  $E$  ili  $M$ )

$\frac{dN}{dE}$  - je gustina stanja

$$\frac{dN}{dE} = \frac{R_0}{ct\omega}$$

Verovatnoća prelaza u opštem obliku može se napisati:

$$W_{LM}^\sigma = C_L^2 \frac{(L+1)^2}{[(2L+1)!!]^2} \cdot K^{2L} \cdot \frac{R_0}{ct\omega} |\langle f | M_{LM}^\sigma | i \rangle|^2$$

$$W_{LM}^\sigma = \frac{8\pi\omega^2}{L(L+1)!!} \cdot \frac{R_0}{ct\omega} \frac{(L+1)^2}{[(2L+1)!!]^2} K^{2L} |\langle f | M_{LM}^\sigma | i \rangle|^2$$

$$W_{LM}^\sigma = \frac{8\pi(L+1)}{L[(2L+1)!!]^2} \cdot \frac{1}{t} K^{2L+1} |\langle f | M_{LM}^\sigma | i \rangle|^2$$



Izraz za verovatnoću može se podeliti na dva faktora. Prvi faktor

$$\frac{8\pi(L+1)}{L[(2L+1)!!J^2]} \cdot \frac{1}{t} K^{2L+1}$$

zavisi od L i K. Pošto je  $K = \frac{\omega}{C} = \frac{t\omega}{tC} = \frac{E}{tC}$ , dakle od multipolnosti L i energije E, a ne zavisi od modela jezgra. Ovaj faktor verovatnoći emisije doprinosi na sledeći način:

Verovatnoća emisije se povećava sa porastom energije.

Zavisnost od energije postaje izraženija ukoliko je multipol veći.

Kvadrat dvostrukog faktorijela u imeniku doprinosi opadanju verovatnoće sa porastom multipola.

Drugi faktor se sastoji od matričnog elementa prelaza koji se za svaki model jezgra posebno izračunava. Za njegovo računanje potrebne su talasne funkcije jezgra pre i posle emisije. Pošto ovaj faktor određuje specifičan doprinos jezgra emisiji, on se još naziva i redukovana verovatnoća i označava se  $B(\sigma, L; J_i \rightarrow J_F)$ . U ovom izrazu figurišu spinovi početnog i krajnjeg stanja  $J_i$  i  $J_F$ , ali ne i njihove projekcije na neku osu (magnetni kvantni brojevi)  $m_i$  i  $m_F$ .

Obično u ovakvim eksperimentima nije važna orijentacija jezgra pa se sumiraju prelazi za sva moguća konačna stanja i uzima se srednja vrednost iz početnih stanja m, kojih ima  $2J_i + 1$ . U izraz za redukovani verovatnoću  $B(\sigma, L; J_i \rightarrow J_F)$  uključuje se i suma po  $2L + 1$  komponenti  $M_{LM}^\sigma$  jer svakom L odgovara neko M. Na osnovu svega izloženog izraz za redukovu verovatnoću može se napisati u obliku

$$B(\sigma, L; J_i \rightarrow J_F) = \frac{1}{2J_i + 1} \sum_{\omega_i} \sum_{\omega_F} \sum_M | \langle F | M_{LM}^\sigma | i \rangle |^2$$

Verovatnoća prelaza može se napisati u obliku

$$\mathcal{W}(\sigma, L) = \frac{8\pi(L+1)}{L[(2L+1)!!J^2]} \cdot \frac{1}{t} \left( \frac{E}{tC} \right)^{2L+1} B(\sigma, L; J_i \rightarrow J_F)$$

a period poluraspada

$$T_{1/2}(\sigma, L) = 0.0276 t \frac{L[(2L+1)!!J^2]}{L+1} \left( \frac{tC}{E} \right)^{2L+1} B^{-1}(\sigma, L; J_i \rightarrow J_F)$$

Svaki prelaz se karakteriše vrednostima spinova početnog i krajnjeg stanja i promenom parnosti pri prelazu. Poznato je da elektromagnetsko polje zračenja može biti predstavljeno kao superpozicija polja različite multipolnosti i to električnog i magnetnog polja. Oni se izmedju sebe razlikuju parnošću. Parnost električnog zračenja El određuje se po zakonu  $(-1)^L$ , a parnost magnetnog zračenja određuje se po zakonu  $(-1)^{L+1}$ .

Karakter elektromagnetskih prelaza određuje se i pravilima izbora koja se mogu napisati u obliku

$$| J_i - J_F | \leq L \leq J_i + J_F$$

$\delta$  prelazi izmedju stanja čije su vrednosti spinova  $I_i = I_f = 0$  su zabranjene. Pri drugim vrednostima  $I_i$  i  $I_f$  moguće su zračenja bilo kojih multipolnosti koja zadovoljavaju pravila izbora. Međutim po pravilu prelazi medju nižim pobudjenim stanjima odvijaju se putem zračenja najmanjeg reda multipolnosti dozvoljenog pravilima izbora. S porastom reda multipolnosti intenzitet  $\delta$  zračenja brzo se smanjuje. Zato za radijacione prelaze pravilo izbora faktički ima vid

$$L = |J_i - J_f|$$

U niz slučajeva radijacioni prelazi medju stanjima sa spinovima  $I_i$  i  $I_f$  ne odgovara čistom multipolnom zračenju reda  $L = |J_i - J_f|$ . Umesto tih prelaza javlja se super pozicija zračenja dva multipliteta: najmanjeg  $L = |J_i - J_f|$  i sledećeg reda  $L_1 = |J_i - J_f| + 1$ . Na osnovu pravila izbora ta zračenja obavezno pripadaju različitim tipovima multipolnosti. U zavisnosti od promene parnosti pri prelazu moguća je smesa zračenja  $M_L + E$  ( $L + 1$ ) ili  $EL + M$  ( $L + 1$ ) što je redji slučaj.

Prelazi takvog tipa mogući su u slučaju kada je doprinos zračenja manje multipolnosti relativno mali, ili kada je on velik za najbliži tip više multipolnosti. Teorijski ti izuzetci mogu biti objašnjeni doprinosom kolektivnog kretanja ili uvođenjem dopunskih pravila izbora. Najznačajniji primeri mešovitog zračenja su  $M_1 + E_2$  i  $E_1 + M_2$ . Poznati su takođe i slučajevi konkurenциje dva zračenja viših redova multipolnosti. Mešavine tri i više redova multipolnosti  $\delta$  zračenja nisu zapažene.

Za razliku od statičkih osobina jezgra kao što su energija, magnetni dipolni moment, električni kvadrupulni moment, uglovni moment, koji su povezani samo sa svojstvima datog stanja, stanja koje karakterišu, dotle dinamički parametri širina nivoa, verovatnoća prelaza, period poluraspada, povezani su sa svojstvima ne samo svog stanja već i stanja na koja je prelaz moguć. U zavisnosti od spoja svojstava stanja verovatnoće prelaza izmedju njih mogu biti veoma različite. Pa prema tome i dijapazon perioda poluraspada pobudjenih stanja ide od krajnje malih reda veličina

$10^{-17} - 10^{-18}$  s pa do nekoliko godina.

Poznato je da se za vremenska merenja u nuklearnoj fizici uglavnom koriste scintilacione detektori za brzim fotomultiplikatorima. U našim merenjima mi smo pored scintilacionog detektora koristili i poluprovodnički detektor (planarni čist Ge sa pulsirajućom ptičkom povratnom spregom koji je specijalno namenjen za merenje X- zračenja i niskoenergetskog  $\delta$  zračenja pri velikim brzinama brojanja). Ovaj detektor je pogodan za energetske analize zbog velike moći razlaganja. Pošto smo mi prilikom merenja perioda poluraspada koristili jednu novu aparaturu za ovakav tip merenja u nuklearnoj fizici i neobičnu, ideja i cilj našeg eksperimenta je bio da testiramo aparaturu, odnosno da ustanovimo da li je njome moguće vršiti merenja ovog tipa, i ako je moguće da li se dobijaju zadovoljavajući

rezultati.

Za određivanje perioda poluraspada postoji čitav niz metoda koje se mogu svrstati u dve velike grupe:

1. Direktne metode merenja perioda poluraspada pobudjenog nivoa
2. Posredne metode merenja perioda poluraspada pobudjenog nivoa koje su su zasnovane na merenju preseka različitih procesa koji dovode do pobudjenja jezgra.

U prvu grupu spadaju sledeće metode:

- neposredno merenje opadanja intenziteta zračenja
- merenje u snopu
- metod osciloskopa
- metod zakasnih koincidencija
- metod dugodometnih  $\alpha$  čestica

U drugu grupu spadaju sledeće metode:

- metod rezonansne fluorescencije  $\gamma$  zraka
- metod pobudjenja nivoa kulanovskim poljem teških čestica
- metod pobudjenja nivoa kulanovskim poljem brzih elektrona

Od svih metoda mi ćemo se upoznati detaljnije sa metodom zakasnih koincidencija, koju smo mi koristili prilikom određivanja perioda poluraspada pobudjenog nivoa.

Metod zakasnih koincidencija ima veoma široku primenu. Njime se mogu meriti periodi poluraspada u veoma širokom dijapazonu i to od  $10^{-4}$  -  $10^{-11}$  s.

Pored ovog ova metoda se odlikuje velikom univerzalnošću i nezavisnošću od položaja ispitivanog nivoa u Šemi nivoa jezgra i od multipolnosti prelaza.

#### METOD ZAKASNELIH KOINCIDENCIJA

Metod zakasnih koincidencija zasniva se na merenju vremenskog intervala izmedju dva električna signala. Prvi signal se dobija u procesu detekcije obrazovanja pobudjenog stanja, a drugi signal se dobija detekcijom prelaza iz izužavanog pobudjenog stanja. Izmedju ova dva impulsa postoji

vremensko kašnjenje čija raspodela ima vid  $e^{-\frac{t\omega^2}{T}}$  gde je T period poluraspada ispitivanog nivoa.

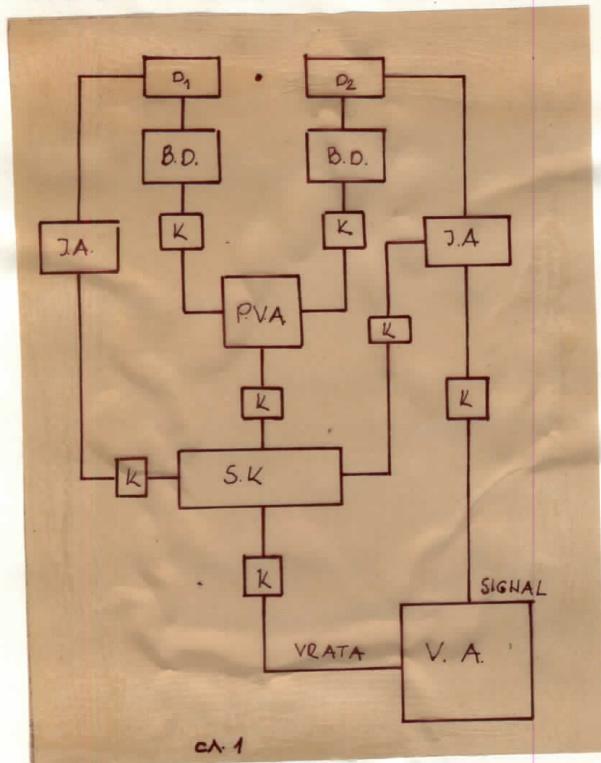
Razlikujemo dve varijante metoda zakasnih koincidencija:

- integralnu varijantu
- diferencijalnu varijantu

Integralna varijanta metoda zakasnih koincidencija ima isključivo isto-rijski značaj. U toj varijanti impulsi izazvani u detektorima dospevaju na koincidentnu šemu, gde se broj koincidencija registruje u funkciji dužine trajanja jednog od koincidentnih impulsa. Broj koincidencija raste s veličinom t po zakonu  $1 - e^{-wt}$  gde je  $w = \frac{\omega^2}{T}$ , a T je period poluraspada ispitivanog nivoa.

U diferencijalnoj varijanti metoda u jednu iz grana koincidentne šeme na koju padaju impulsi izazvani kaskadnim zračenjem uvođi se promenljivo vremensko kašnjenje t. Broj koincidencija u funkciji vremena kašnjenja t raste po zakonu  $e^{-wt}$ , gde je  $w = \frac{\omega^2}{T}$ , a T je period poluraspada ispitivanog nivoa.

Ako je potrebno da se sa amplitudnom analizom impulsa izvrši i njihova vremenska analiza koristi se sporo-brza šema prikazana na slici 1.



$D_1$  i  $D_2$  - detektori

$B.D.$  - brzi diskriminatori

$J.A.$  - jednokanalni analizatori

$K$  - kašnjenja

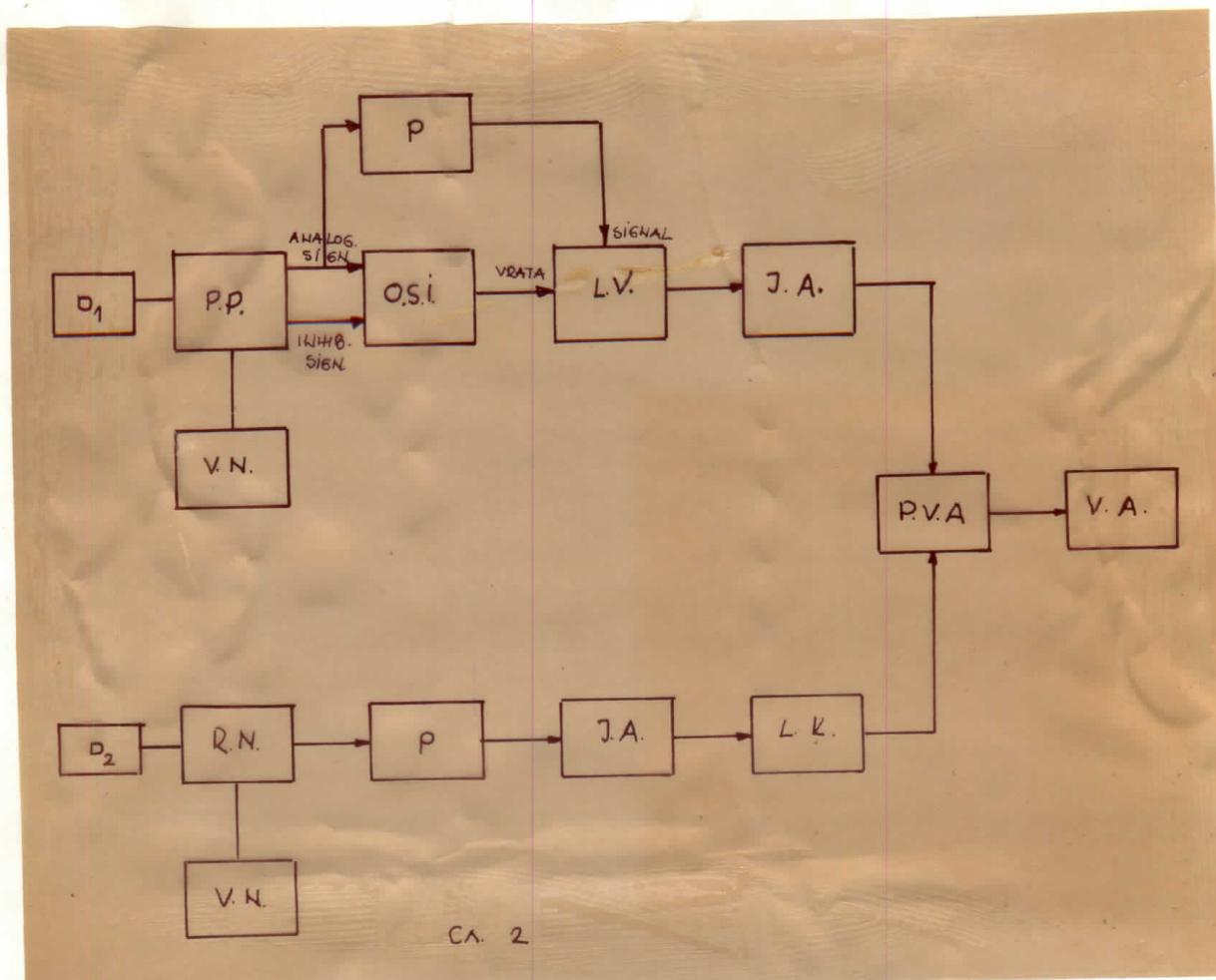
$P.V.A.$  - pretvarač vreme-amplituda

$S.K.$  - sporo koincidentna šema

$V.A.$  - višekanalni analizator

Brzi signali su ubličeni u protocima za impulsno ubličavanje odnosno u brzim diskriminatorima i odvedeni na pretvarač vremena u amplitudu. Spori signali su pojačani i izdvojeni u jednokanalnim analizatorima.

Izlazni signali sidiskriminatora napajaju sporu koincidentnu šemu čiji izlaz kontroliše kapija višekanalnog analizatora. Zbog nedostatka brzih diskriminatora mi smo koristili sledeću šemu koja je prikazana na slici 2.



$D_1$  - poluprovodnički detektor (čist Ge)

$D_2$  - scintilacioni detektor (NaJ(Tl))

P.P. - predpojačavač

V.N. - visoki napon

R.N. - razdelnik napona

P. - pojačavač

O.S.I. - odbacivač sabranih impulsa

L.V. - linearna vrata

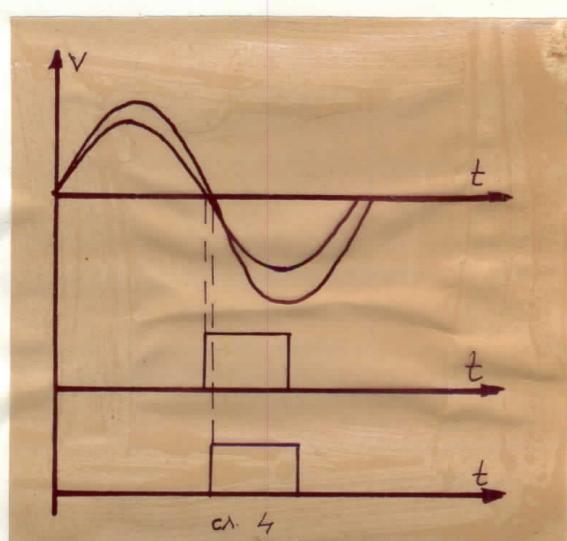
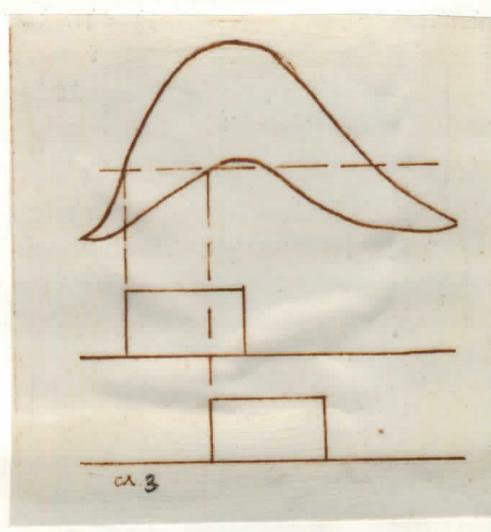
J.A. - jednokanalni analizator

L.K. - linija za kašnjenje

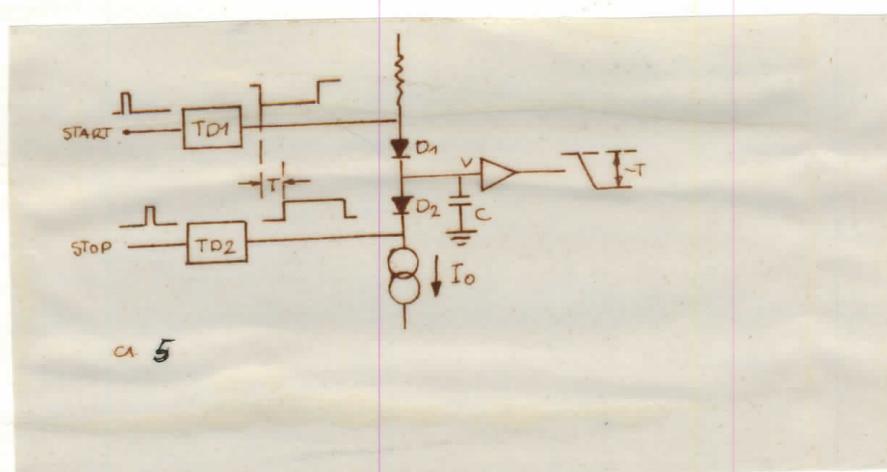
P.V.A. - pretvarač vreme-amplituda

V.A. - višekanalni analizator

Spektar impulsa i oba detektora je pojačan i uobičajen pomoću linearnih pojačavača. Zatim se oni odvoje na jednokanalne analizatore kojima se vrši odsecanja onih linija koje su za naš nivo interesantne i vremensko uskladjivanje dobijenih impulsa. Vremenska informacija iz jednokanalnih analizatora najčešće se dobija na dva načina. Jedan način je da se okidno kolo aktivira u trenutku kada vodeća ivica analognog signala dostigne određenu vrednost, (Leading edge timing) Slika 3, a kod drugog načina okidno kolo se aktivira u trenutku kad bipolarni signal preseče nultu osu. (Cross over timing) Slika 4. U našem eksperimentu mi smo koristili drugu metodu zato što daje bolje vremensko razlaganje (užu koincidentnu krivu).



Dobijeni logični impulsi se zatim vremenski uskladjuju da bi istovremeno stigli na pretvarač vremena u amplitudu. Koristi se pretvarač vremena u amplitudu sa start-stop impulsima. Na slici 5 prikazana je šema pretvarača vremena u amplitudu sa dva monostabilna multivibratora.

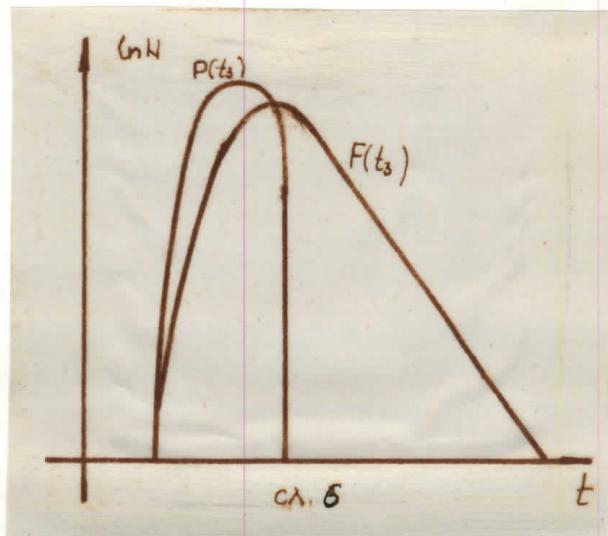


Struja  $I_0$  prolazi kroz diode  $D_1$  i  $D_2$ . Start impuls prekida diodu  $D_1$  i time usmera  $I_0$  na kondenzator  $C_1$ , koji počinje da se prazni linearno. Stop impuls prekida diodu  $D_2$  i struja utiče u TD2. TD1 i TD2 su monostabilni multivibratori. Konstantna struja  $I_0$  na nakupljajućem kondenzatoru čini naponski impuls čija je amplituda proporcionalna vremenskom intervalu izmedju dva impulsa. Sa pretvarača vremena u amplitudu impulsi se odvode na višekanalni analizator i snima se vremenski spektar.

Nakon dobijene vremenske krive snima se promntha kriva koja nam je neophodna prilikom obrade podataka. U tu svrhu koristi se izvor sa nivoom koji ima veoma malo vreme poluraspada.  $T \ll T_0$  ( $2T_0$  je širina na poluvisini promnthe krive).

Eksperimentalno su moguće tri situacije.

Vreme poluraspada ispitivanog nivoa  $T$  je veće od  $T_0$  slika 6.



U tom slučaju jedna od grana koincidentne krive  $F(t_3)$  ima izrazito eksponencijalnu formu koja se bitno razlikuje od forme grane promnthe krive  $P(t_3)$ , a određivanje perioda poluraspada vrši se direktno iz nagiba koincidentne krive.

Ako iskoristimo zakon radioaktivnog raspada  $H = H_0 e^{-\omega t} = H_0 e^{-\frac{\omega_2 t}{T}}$  jednačinu (1) logaritmujemo

$$\omega H = \omega H_0 - \frac{t \cdot \omega_2}{T} \quad \dots \dots \quad (2)$$

$$\omega H_0 - \omega H = \frac{t \cdot \omega_2}{T} \quad \dots \dots \quad (3)$$

$$T = \frac{t \cdot \omega_2}{\omega H_0 - \omega H} \quad \dots \dots \quad (4)$$

Period poluraspada  $T$  i veličina  $T_0$  su poredljivi.

U tom slučaju meri se koincidentna kriva  $F(t_3)$  i promtna kriva  $P(t_3)$  i traženi period poluraspada određuje se upoređivanjem ovih dveju kri- vih. To zahteva jedan veoma važan uslov, da se krive snime u što je moguće bližim eksperimentalnim uslivima i često u jednakim energetskim intervalima. Na osnovu upoređivanja krih period poluraspada može se odrediti na dvan načina:

### 1. Metodom momenata

Ova metoda je zasnovana na primeni opšte teoreme momenata koja povezuje momente krih  $F(t_3)$ ,  $P(t_3)$ ,  $f(t)$  gde funkcija

$$f(t)dt = \frac{\omega_2}{T} e^{-\frac{\omega_2 t}{T}} dt$$

daje verovatnoću da jedno od zračenja kasni u odnosu na drugo za vremen- skih interval  $dt$ . Teorema se interpretira na sledeći način,

$$\begin{aligned} M^{(n)}[F(t_3)] &= M^{(n)}[P(t_3)] M^{(0)} \left[ F(t) + \binom{n}{1} M^{(n-1)}[P(t_3)] M^{(1)} f(t) \right] + \dots + \\ &+ \left( \frac{n}{n-1} \right) M^{(1)} \left[ P(t_3) M^{(n-1)}[F(t)] + M^{(0)}[P(t_3)] \cdot M^{(n)}[F(t)] \right] \dots \quad (5) \end{aligned}$$

gde se moment  $n$ -tog reda bilo koje funkcije  $\varphi(x)$  određuje

$$M^{(n)}[\varphi(x)] = \int_{-\infty}^{\infty} x^n \varphi(x) dx$$

a funkcije  $F(t_3)$  i  $P(t_3)$  normirane su na istu površinu.

$$\int_{-\infty}^{\infty} F(t_3) dt_3 = \int_{-\infty}^{\infty} P(t_3) dt_3 = I$$

Teorema se koristi u opštem slučaju, kada se istovremeno registruje nekoliko kaskadnih zračenja koja daju koincidentije koje odgovaraju razli- čitim periodima poluraspada. (Pri tome  $f(t)$  je složena funkcija koja opisuje nekoliko procesa raspada).

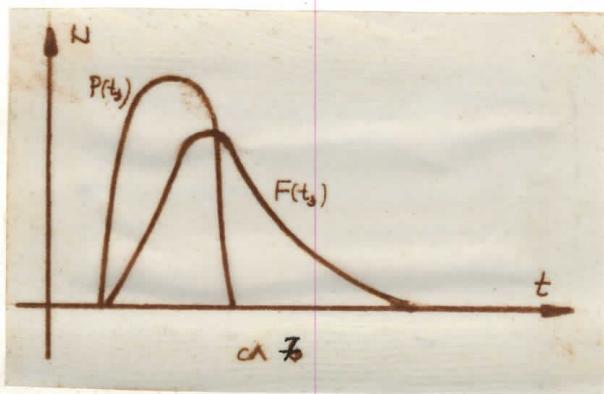
U slučaju jednog nivoa teorema se može napisati u obliku

$$M^{(1)}[F(t_3)] = M^{(1)}[P(t_3)] + I \cdot \frac{T}{\omega_2} \quad \dots \quad (6)$$

$$T = \frac{\{ M^{(1)}[F(t_3)] - M^{(1)}[P(t_3)] \} \omega_2}{I} \quad \dots \quad (7)$$

## 2. Metoda Njutona

Ova metoda je prikazana na slici 7.



Ako su funkcije  $F(t_3)$ ,  $P(t_3)$  i  $f(t)$  normirane na istu površinu onda je

$$F(t_3) = \int_{-\infty}^{\infty} f(t) P(t_3 - t) dt \quad \dots \quad (8)$$

uvodi se smena i izraz za funkciju  $f(t)$  i dobija se

$$F(t_3) = \frac{\omega_2}{T} e^{-\frac{t_3 \omega_2}{T}} \int_{-\infty}^t e^{-\frac{x \omega_2}{T}} P(x) dx \quad \dots \quad (9)$$

posle diferenciranja dobija se

$$\frac{dF(t_3)}{dt_3} = \frac{\omega_2}{T} \left\{ P(t_3) - F(t_3) \right\} \quad \dots \quad (10)$$

Odatle sledi da kriva  $P(t_3)$  seče krivu  $F(t_3)$  u maksimumu. Jednačina 10 može se napisati u obliku

$$\frac{d}{dt} [\omega_2 F(t_3)] = - \frac{\omega_2}{T} \left\{ 1 - \frac{P(t_3)}{F(t_3)} \right\} \quad \dots \quad (11)$$

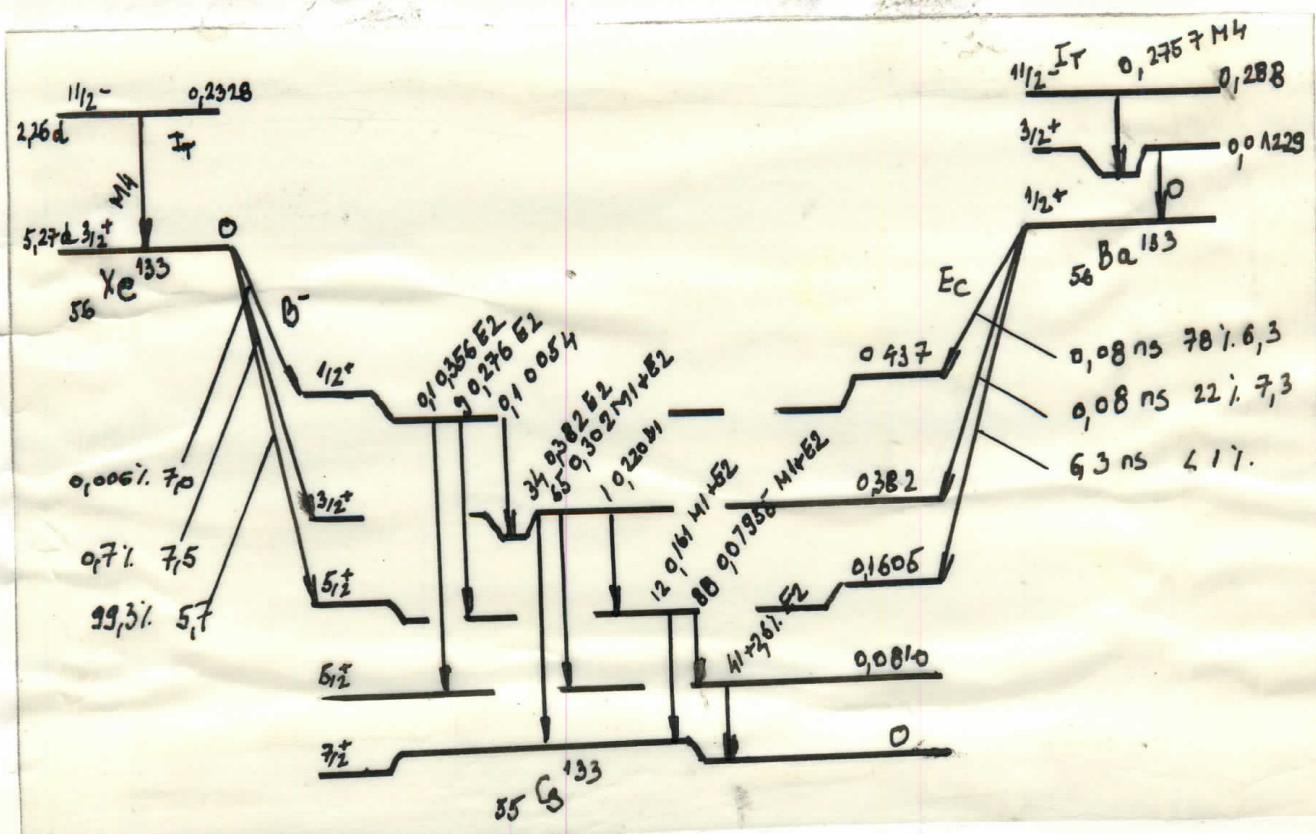
$$\omega_2 = \frac{\omega_2}{T} = \frac{[F(A) - F(B)]}{\int_A^B [F(t_3) - P(t_3)] dt_3} \quad \dots \quad (12)$$

$$T = \omega_2 \frac{\int_A^B [F(t_3) - P(t_3)] dt_3}{F(A) - F(B)} \quad \dots \quad (13)$$

ODREĐIVANJE PERIODA POLURASPADA  $^{133}_{56}\text{Ba}$

Njutonova metoda

Kod  $^{133}_{56}\text{Ba}$  odredjivan je period poluraspada nivoa od ~~133~~ 140 Sema raspada data je na slici 8.



Nivo od 6,3 ns puni se energijom od 356 KeV (grafik 1.) i ta energija je hvatana u scintilacionom detektoru, dok energija koja prazni nivo od 81 KeV (grafik 2.) hvatana je u poluprovodničkom detektoru. Dobijeni spektri su odvodjeni u jednokanalne analizatore u kojima su odsecane linije od 356 KeV u grani scintilacionog detektora i 81 KeV u grani poluprovodničkog detektora. Da bi vremenski bili usaglašeni impulsi iz grane scintilacionog detektora su kašnjeni. Posle vremenskog usaglašavanja impulsi se odvode na pretvarač vremena u amplitudu gde se kao start impuls koriste impulsi iz grane scintilacionog detektora a kao stop impuls, impulsi iz grane poluprovodničkog detektora. Dobijeni spektar se odvodi na višekanalni analizator.

Za dobijanje promntne krive kao izvor koristili smo  $^{22}\text{Na}$ . Detektovani su  $\gamma$ -kvanti od 511 KeV koji nastaju anhilacijom pozitrona koji se javlja u raspodu  $^{22}\text{Na}$ . Dobijena promntna kriva bila je pomerena u odnosu na vremen-

Сокшар  $Ba^{133}$  снимък със сцинтилационен детектор

Литија која се хваша  
ч сцинтилационот  
детектор (NaI)

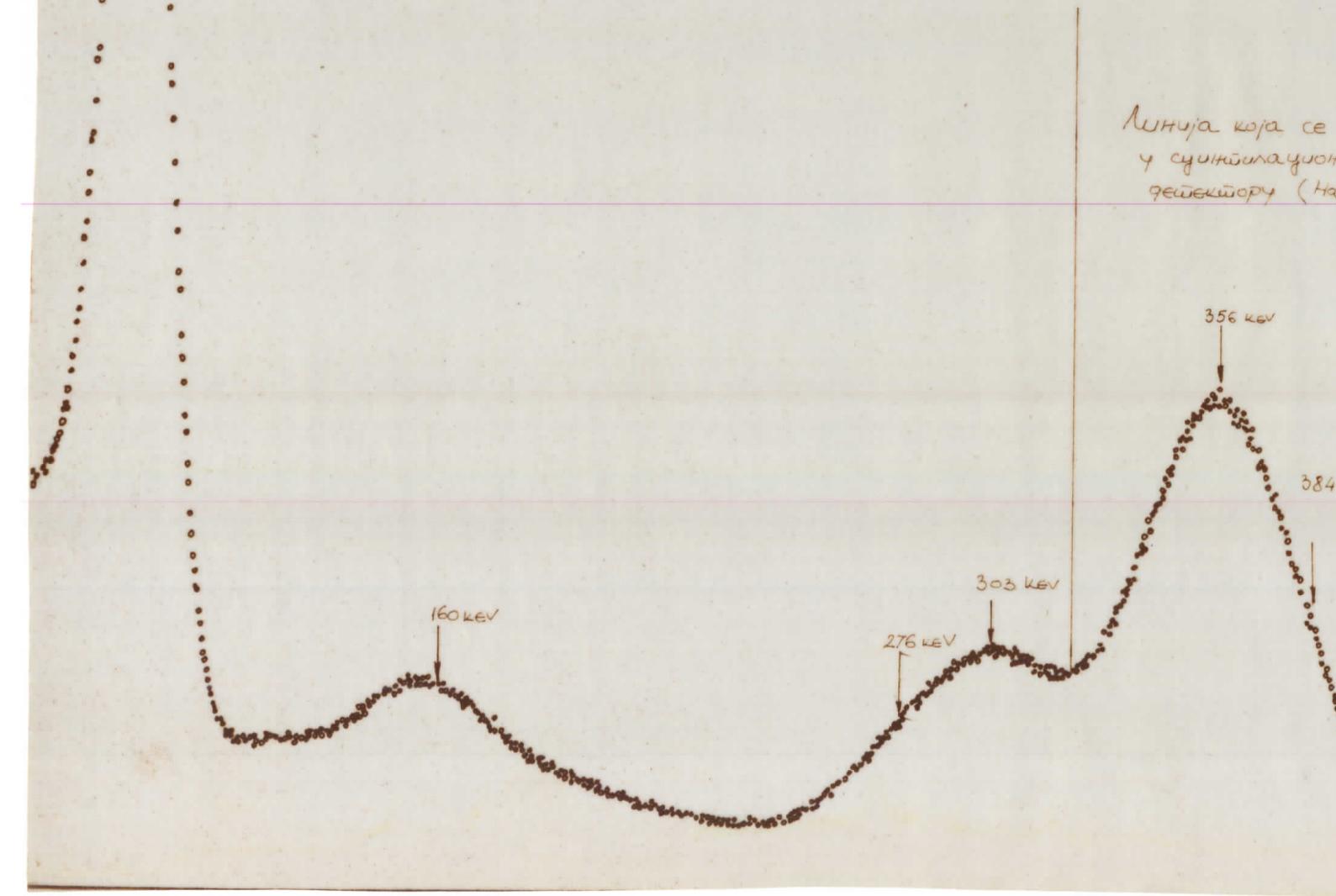


График 1

Број  
канала

Спектр  $Ba^{133}$  синтет. излучения в вакууме. феноменоры

35 keV

31 keV

32 keV

80  
keV

График 2

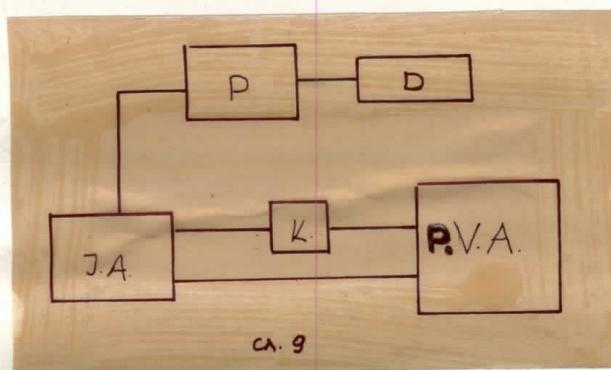
одо  
центана

линия која се  
хвата у синтетическом (Be)  
веществе

sku krivu tako da je nije sekla u maksimumu što je uslov ove metode. Zatim smo snimili novu promtnu krivu, ali smo sada namestili prozore na jednokanalnim analizatorima da budu isti kao prilikom snimanja vremenske krive  $Ba^{133}$ . Nova promtna kriva imala je rep koji je poticao od rasejanja detektor-detektor, i imala je lošu statistiku. Da bi se izbegao rep koji se javlja zbog rasejanja, ova promtna kriva je normirana na istu visinu sa prethodnom. Tako je dobijena promtna kriva koja je imala širinu  $T_0 = 14,95$  (grafik 3.).

### 1. Kalibracija skale analizatora

Kalibracija je vršena pomoću aparature čija je blok-šema prikazana na slići 9.



$t_e [ns]$	0	10	20	30
Broj kanala	18	29	40	51

Koeficijent normiranja  $K$  određuje se metodom najmanjih kvadrata

$$K = 0,90909 \text{ ns/čl}$$

### 2. Normiranje promtne krive na istu visinu sa pomerenom promtnom krivom.

Određivanje koeficijenta normiranja  $h$ .

$$L_1 = \frac{H_1'}{H_1''} = \frac{4802}{424} = 11,33$$

$$L_2 = \frac{H_2'}{H_2''} = 10,94$$

$$L_3 = \frac{H_3'}{H_3''} = \frac{4553}{392} = 11,61$$

$$L_4 = \frac{H_4'}{H_4''} = \frac{4702}{363} = 12,95$$

$$L_5 = \frac{H_5'}{H_5''} = \frac{4773}{366} = 13,04$$

$$L = \frac{1}{5} \sum_{i=1}^5 L_i = 12$$

Брза (бронитна) крива  $\text{Na}^{22}$

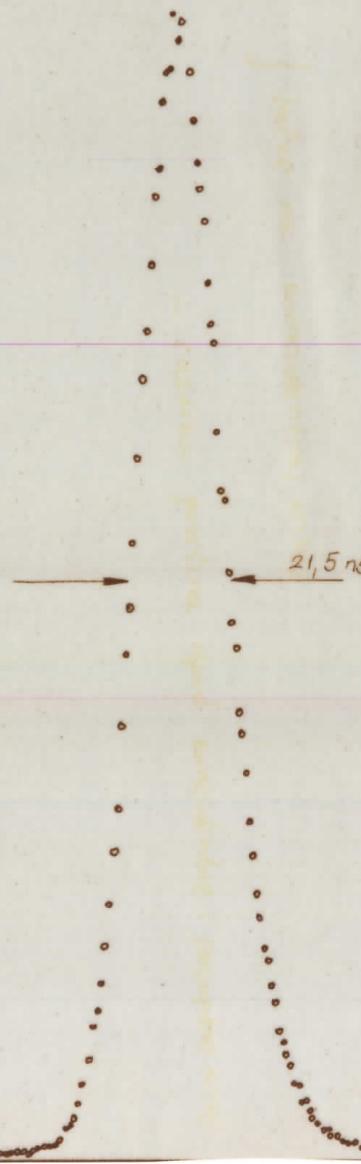


График 3

бронита

### 3. Normiranje na istu površinu vremenske i promnne krive.

Odredjivanje koeficijenta normiranja  $P$

Vremenska kriva  $H_1^{133}$

$$P_1 = \sum_i H_i = 90983 \text{ iwp} - \text{Površina pod vremenskom krivom}$$

Promtna kriva  $H_2^{22}$

$$P_2 = \sum_i H_i = 136314 \text{ iwp} - \text{površina ispod promptne krive}$$

$$P = \frac{P_2}{P_1} = 1,5$$

### 4. Odredjivanje perioda poluraspada (grafik 4.)

$$T = k \cdot \omega_2 \frac{\int_A^B [F(t_3) - P(t_3)] dt_3}{F(A) - F(B)}$$

Uvedimo oznake

$$\left. \begin{array}{l} F(A) = H_1 \\ F(B) = H_2 \end{array} \right\} \text{tacke na coincidentnoj krivoj}$$

$$\int_A^B [F(t_3) - P(t_3)] dt_3 = P_1 - P_2 - \text{razlika površina ispod coincidente i promptne krive}$$

$$T = k \cdot \omega_2 \frac{P_1 - P_2}{H_1 - H_2}$$

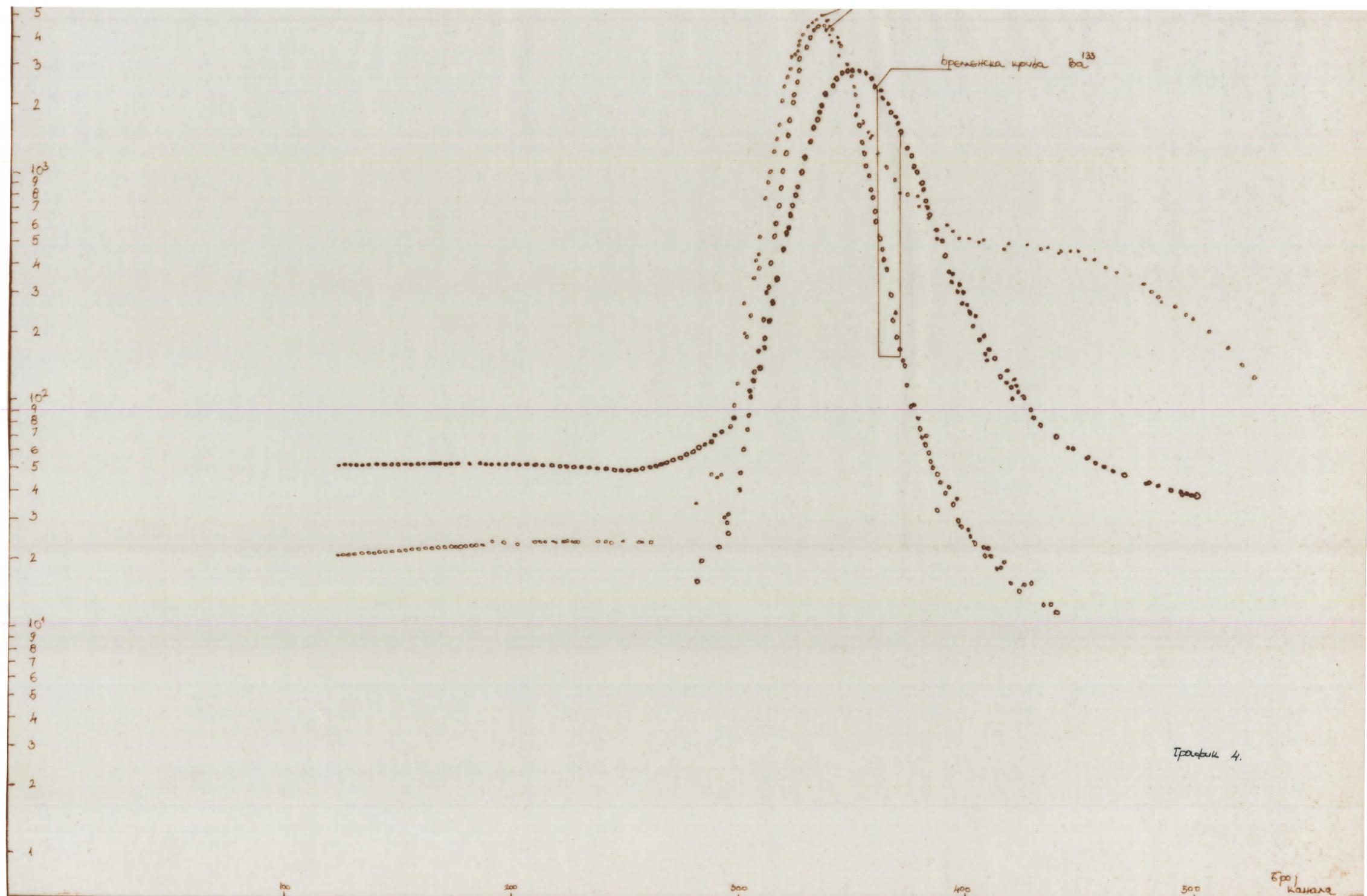
$$T = 8,64 \text{ ns}$$

### 5. Odredjivanje greške

$$\sigma(T) = \sqrt{\left(\frac{\partial T}{\partial P_1}\right)^2 (\Delta P_1)^2 + \left(\frac{\partial T}{\partial P_2}\right)^2 (\Delta P_2)^2 + \left(\frac{\partial T}{\partial H_1}\right)^2 (\Delta H_1)^2 + \left(\frac{\partial T}{\partial H_2}\right)^2 (\Delta H_2)^2}$$

$$\frac{\partial T}{\partial P_1} = \frac{1}{H_1 - H_2}$$

$$\frac{\partial T}{\partial P_2} = - \frac{1}{H_1 - H_2}$$



$$\frac{\partial T}{\partial U_1} = - \frac{P_1 - P_2}{(U_1 - U_2)^2}$$

$$\frac{\partial T}{\partial U_2} = \frac{P_1 - P_2}{(U_1 - U_2)^2}$$

$$\sigma(T) = \frac{k\omega_2}{U_1 - U_2} \sqrt{(\Delta P_1)^2 + (\Delta P_2)^2 + \left( \frac{P_1 - P_2}{U_1 - U_2} \right)^2 [(\Delta U_1)^2 + (\Delta U_2)^2]}$$

$$\Delta P_1 = \sqrt{P_1}$$

$$\Delta P_2 = \sqrt{P_2}$$

$$\Delta U_1 = \sqrt{U_1}$$

$$\Delta U_2 = \sqrt{U_2}$$

$$\sigma(T) = \frac{k\omega_2}{U_1 - U_2} \sqrt{P_1 + P_2 + \left( \frac{P_1 - P_2}{U_1 - U_2} \right)^2 (U_1 + U_2)}$$

$$\sigma(T) = 0,7672 \text{ ns}$$

$$T = (8,64 \pm 0,77) \text{ ns}$$

### Metoda momenata

Metoda se sastoji u tome što se linija od 356 KeV najpre hvata u scintilacionom detektoru, a linija od 81 KeV u poluprovodničkom detektoru, a zatim se postupak obrće, tj. linija od 81 KeV hvata se u scintilacionom detektoru, a linija od 356 KeV u poluprovodničkom detektoru. U oba slučaja impulsi iz grane scintilacionog detektora se kasne. Kao start impulsi koriste se impulsi iz grane poluprovodničkog detektora, a kao stop impulsi koriste se impulsi iz grane scintilacionog detektora. Kad se krive snime određuje se težište svake. Razlika koordinata težišta odgovara vrednosti  $\frac{2T}{\omega_2}$ .

1. Kalibracija je ista kao u prethodnom slučaju
2. Linija od 81 KeV se hvata u scintilacionom detektoru a linija od 356 KeV u poluprovodničkom detektoru. Određivanje koordinate težišta dobijene krive (grafik 5.)

$$x_1 = \frac{\sum_i H_i t_i}{\sum_i U_i}$$

$$x_1 = 276,968 \text{ cm}$$

3. Linija od 81 KeV hvata se u poluprovodničkom detektoru, dok se linija od 356 KeV hvata u scintilacionom detektoru. Određivanje težišta dobijene krive (grafik 6.)

Временска крива  $Ba^{133}$   
[ Na (81 keV) ]  
[ Ge (356 keV) ]

-400

-300

-200

-100

График 5



График 6

Временски спектар  $\text{Ba}^{133}$   
[Na] (856 keV)  
[Ge (81 keV)]

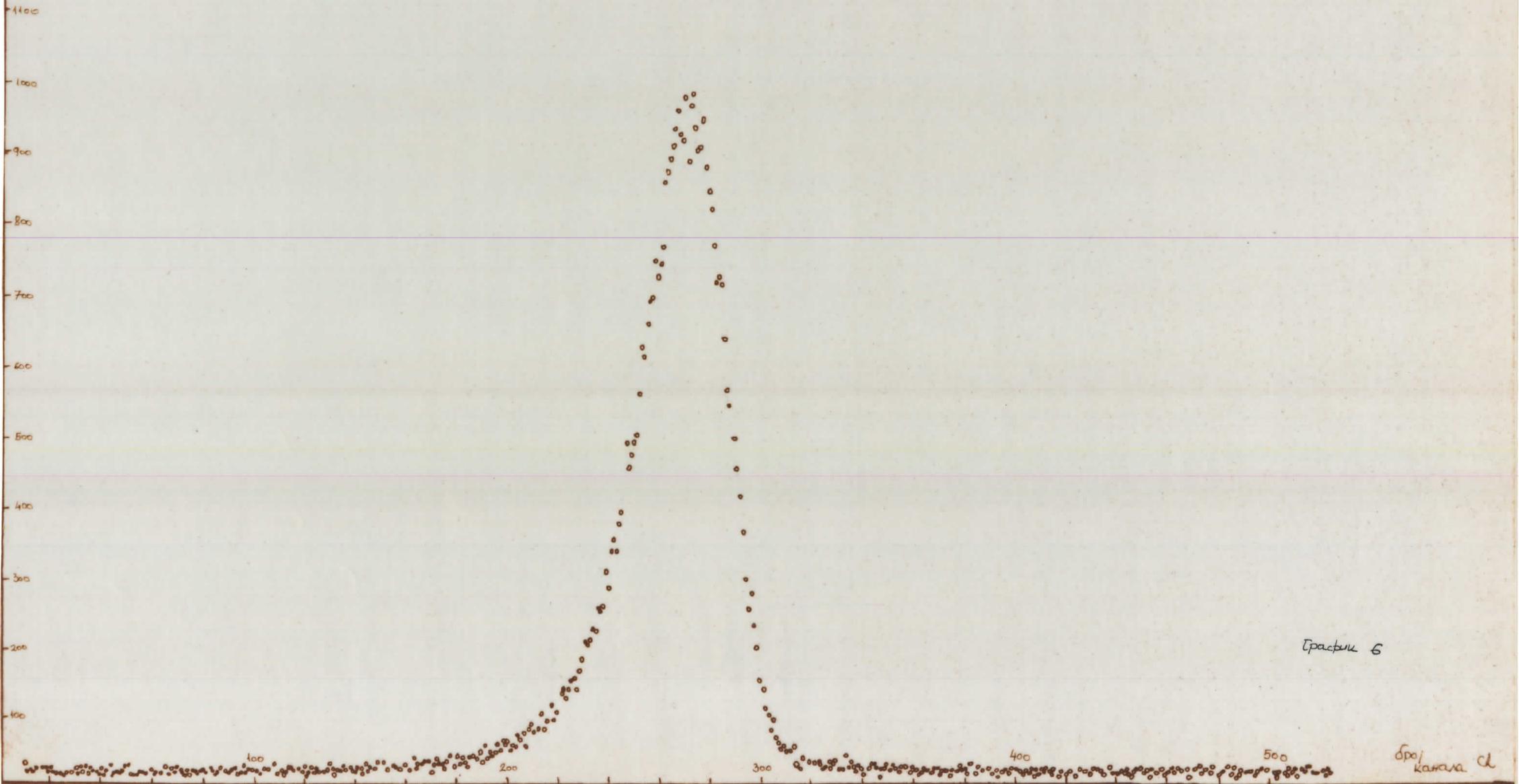


График 6

д/р  
Канава С.

$$X_2 = \frac{\sum_i^{} H_i'' t_i''}{\sum_i^{} H_i''}$$

$$X_2 = 258,448 \text{ d}$$

#### 4. Određivanje perioda poluraspada

$$T = k \frac{L \omega_2}{2} (x_1 - x_2) = 5,84 \text{ ns}$$

#### 5. Određivanje greške

$$\sigma(T) = \sqrt{\left(\frac{\partial T}{\partial x_1}\right)^2 (\Delta x_1)^2 + \left(\frac{\partial T}{\partial x_2}\right)^2 (\Delta x_2)^2}$$

$$\frac{\partial T}{\partial x_1} = \frac{k L \omega_2}{2}$$

$$\frac{\partial T}{\partial x_2} = - \frac{k L \omega_2}{2}$$

$$\sigma(T) = \frac{k L \omega_2}{2} \sqrt{(\Delta x_1)^2 + (\Delta x_2)^2}$$

Određivanje grešaka  $\Delta x_i$  i  $\Delta x_2$

$$x_i = \frac{\sum_i^{} H_i t_i}{\sum_i^{} H_i}$$

$$\Delta x_i = \sqrt{\sum_i^{} \left(\frac{\partial x_i}{\partial H_i}\right)^2 (\Delta H_i)^2}$$

$$\frac{\partial x_i}{\partial H_i} = \frac{t_i \cdot \sum_i^{} H_i - \sum_i^{} H_i t_i}{(\sum_i^{} H_i)^2} = \frac{t_i \cdot \sum_i^{} H_i - x_i \sum_i^{} H_i}{(\sum_i^{} H_i)^2} = \frac{t_i - x_i}{\sum_i^{} H_i}$$

$$\Delta x_i = \sqrt{\sum_i^{} \left(\frac{t_i - x_i}{\sum_i^{} H_i}\right)^2 \cdot (\Delta H_i)^2}$$

$$\Delta H_i = \sqrt{H_i}$$

$$\Delta x_i = \frac{1}{\sum_i^{} H_i} \sqrt{\sum_i^{} (t_i - x_i)^2 \cdot H_i}$$

$$\Delta x_1 = \frac{1}{528} \sum_{l=1}^{528} \Delta x_{i1}$$

$$\Delta x_1 = 0,0173 \text{ cL}$$

$$\Delta x_2 = \frac{1}{528} \sum_{i=1}^{528} \Delta x_{i2}$$

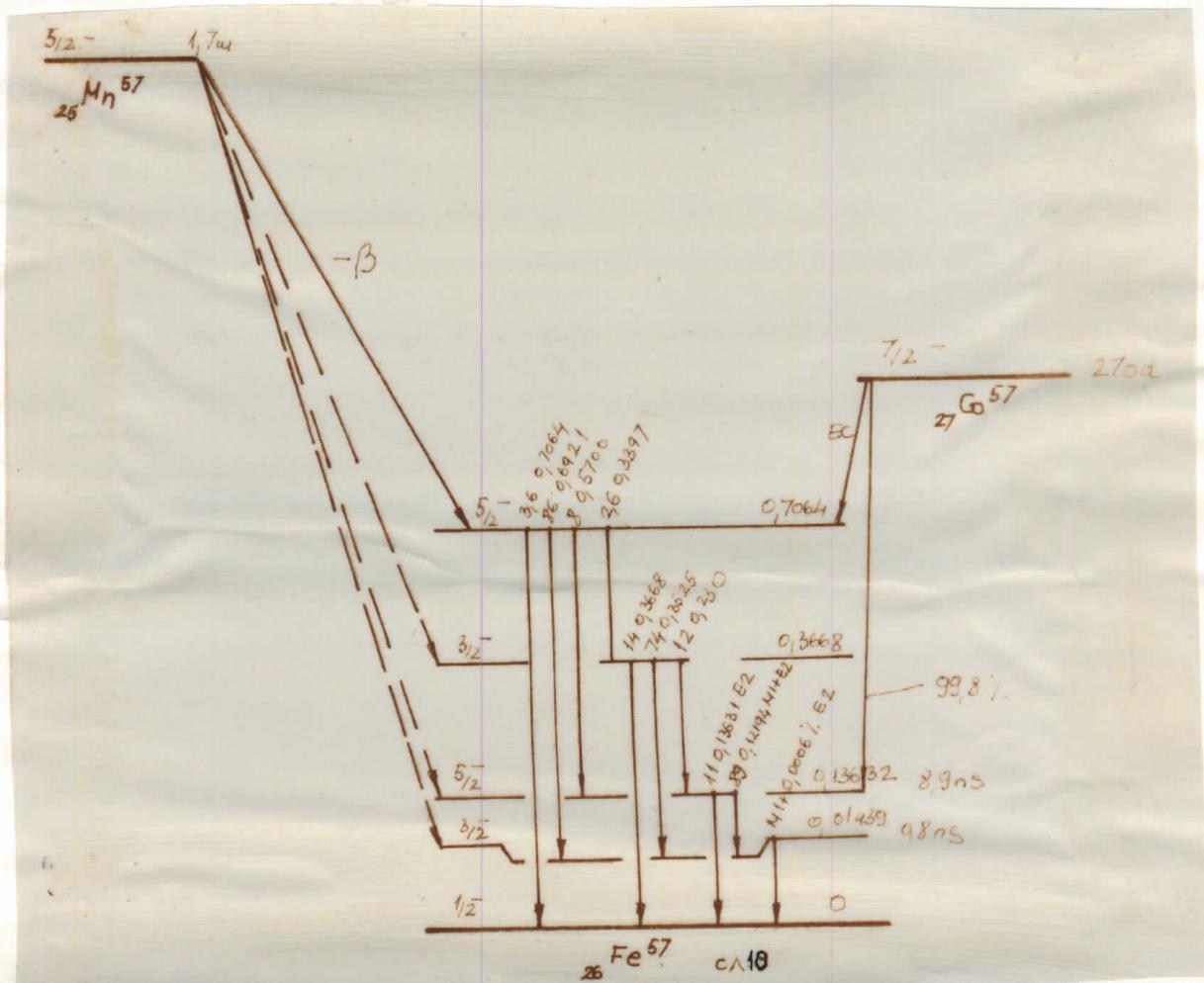
$$\Delta x_2 = 0,0107 \text{ cL}$$

$$\delta(T) = 0,1673$$

$$T = (5,84 \pm 0,17) \text{ ns}$$

### ODREDJIVANJE PERIODA POLURASPADA ${}_{27}^{\text{Co}} {}^{57}$

Kod izvora  ${}_{27}^{\text{Co}} {}^{57}$  određuje se period poluraspada nivoa od ~~14 MeV~~ koji se puni energijom od 121 KeV a prazni energijom od 14 KeV. Šema raspada data je na slici 10.



Linija od 121 KeV hvatana je u scintilacionom detektoru dok je linija od 81 KeV hvatana u poluprovodničkom detektoru. Da bi se vremenski usaglascili impulsi iz grane scintilacionog detektora su kašnjene. Kao start impulsi koriste se impulsi iz grane scintilacionog detektora, dok su kao stop impulsi korišćeni impulsi iz grane poluprovodničkog detektora. Za snimanje promntne krive korišćen je Ba<sup>133</sup>. Period polurasapada T ispitivanog pobudjenog nivoa Co<sup>60</sup> veći je od T<sub>0</sub> pa se period polurasapada određuje direktno iz nagiba.

### 1. Kalibracija i određivanje koeficijenta kalibracije K

Broj kanala	14	43	73	102	131	160	189
Broj podeoka	400	500	600	700	800	900	1000

1 podeok vredi 95 ns

Broj kanala	14	43	73	102	131	160	189
t <sub>k</sub> [ns]	250	250	300	350	400	450	500

Kalibracioni koeficijent se određuje metodom najmanjih kvadrata

$$K = 1,7135 \text{ ns/}cl$$

### 2. Određivanje perioda polurasapada

Prilikom obrade podataka koristi se metoda najmanjih kvadrata. Ovom metodom se tačno definiše prava iz čijeg se nagiba određuje period polurasapada. Grafik 7.

$$a = 8,8557$$

$$b = -0,0116$$

$$\omega_H = 8,8557 - 0,0116t$$

$$T = \frac{\omega_L - \omega_H}{\omega_L}$$

$$T = 102, 14 \text{ ns}$$

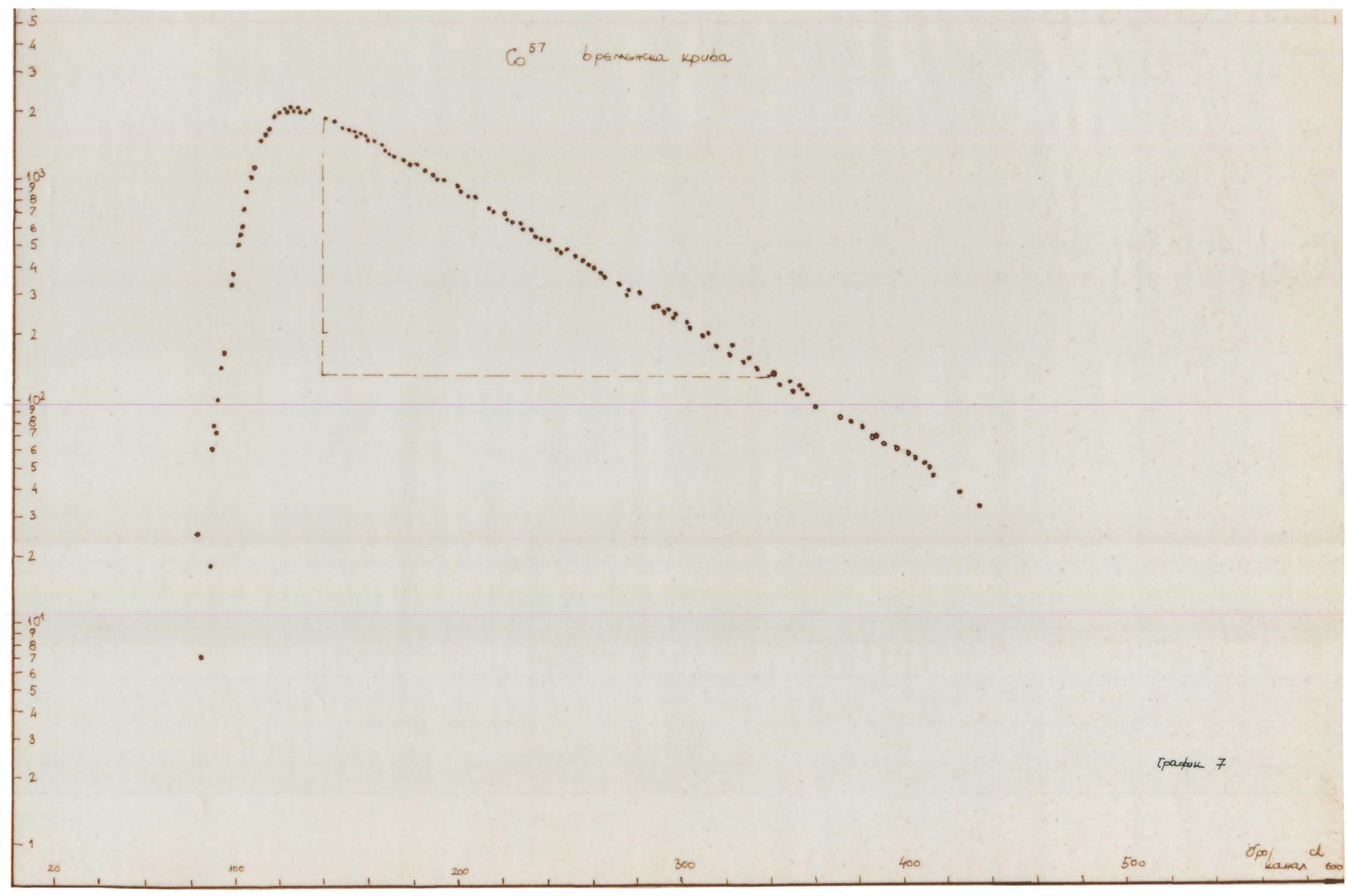
### 3. Određivanje greške

$$\sigma(T) = \sqrt{\left(\frac{\partial T}{\partial \omega_H}\right)^2 (\Delta \omega_H)^2 + \left(\frac{\partial T}{\partial \omega_L}\right)^2 (\Delta \omega_L)^2}$$

$$Y = \omega_X$$

$$\Delta Y = \Delta \omega_X = \sqrt{\left(\frac{\partial Y}{\partial X}\right)^2 (\Delta X)^2} = \sqrt{\frac{1}{X^2} (\Delta X)^2}$$

$\text{Co}^{57}$  бройната крива



$$\Delta x = \sqrt{x}$$

$$\Delta \omega x = \sqrt{\frac{1}{x^2} \cdot x} = \sqrt{\frac{1}{x}}$$

$$\Delta \omega_{L_0} = \sqrt{\frac{1}{L_0}}$$

$$\Delta \omega N = \sqrt{\frac{1}{N}}$$

$$\frac{\partial T}{\partial \omega_{L_0}} = - \frac{k t \omega_2}{(\omega_{L_0} - \omega_N)^2}$$

$$\frac{\partial T}{\partial \omega_N} = \frac{k t \omega_2}{(\omega_{L_0} - \omega_N)^2}$$

$$\sigma(T) = \sqrt{\frac{(k t \omega_2)^2}{(\omega_{L_0} - \omega_N)^4} \cdot \frac{1}{L_0} + \frac{(k t \omega_2)^2}{(\omega_{L_0} - \omega_N)^4} \cdot \frac{1}{N}}$$

$$\sigma(T) = \frac{k t \omega_2}{(\omega_{L_0} - \omega_N)^2} \sqrt{\frac{1}{L_0} + \frac{1}{N}}$$

$$\sigma(T) = 3,5253 \text{ ns}$$

$$T = (102,14 \pm 3,53) \text{ ns}$$

#### ODREĐIVANJE VEROVATNOĆE PRELAZA KORIŠĆENJEM JEZGRENIH MODELA I NA OSNOVU MERENIH PERIODA POLURASPADA

Za izračunavanje redukovanih verovatnoća prelaza potrebno je poznавање таласних функција језгра. Због непознавања закона сile користе се разни модели језгра. На наша испитивана језгра  $\text{Ba}^{133}$  и  $\text{Co}^{57}$  применjuјемо једноћестиčну модель језгра, и ако за њихове прелазе није одговоран један нуклеон, али због припадности ових језгра недеформисаним језгрима њихови прелази се могу третирати као једноћестиčni. Постоје језгро недеформисано потенцијал језгра је сферно симетричан. То нам омогућује раздвајање таласне функције на два дела, од којих један представља радијалну функцију  $R$  а други функцију зависну од углова и спинова  $Q_{\ell,j}$ . У нај grubljoj апроксимацији радијалне функције су констатне у језгу а једнаке нули ван њега. Угаоне списне функције не зависе од потенцијала језгра и могу се израчунати. Њихов допринос се представља помоћу статистичког фактора  $S(J_i, L, J_f)$ , који је углавном за велику већину прелаза реда величина јединица. Редукована вероватноћа прелаза за електричне прелазе може се написати у облику

$$B(E, J_i \rightarrow J_f) = \frac{1}{2J_i + 1} \sum_{\omega_i} \sum_{\omega_f} \sum_M | \langle f / M_{LM}^E | i \rangle |^2$$

$$B(E, J_i \rightarrow J_f) = \frac{e^2}{4\pi} \left| \int_0^\infty R_f r^2 Q_i r^2 dr \right|^2 S(J_i, L, J_f)$$

gde je  $S$  statistički faktor

$$S = \frac{4\pi}{2J_i+1} \sum_{w_i} \sum_{w_f} \sum_M \left| \int_0^{4\pi} Q_{L_F J_F}^{w_f} \Psi_{L_i}^* Q_{L_i J_i}^{w_i} d\Omega \right|^2$$

Najpre se računa radijalni integral. Vrednost konstantne talasne funkcije  $R$  dobija se iz uslova normiranja

$$\int_0^R R^2 r^2 dr = 1$$

$$R^2 \frac{r^3}{3} \Big|_0^R = 1$$

$$R = \sqrt{\frac{3}{R^3}}$$

$R$  - radijus jezgra

Nakon toga radijalni integral postaje

$$\begin{aligned} \int_0^\infty R_F r^L Q_i r^2 dr &= \frac{3}{R^3} \int_0^R r^{L+2} dr \\ &= \frac{3}{R^3} \frac{R^{L+3}}{L+3} \\ &= \frac{3}{L+3} R^L \end{aligned}$$

Na osnovu toga redukovana verovatnoća iznosi

$$B(E_L, J_i \rightarrow J_f) = \frac{e^2}{4\pi} \left( \frac{3}{L+3} \right)^2 R^{2L} S(J_i, L, J_f)$$

Vrednost statističkog faktora je bliska jedinici a njegove vrednosti mogu se naći u tablicama.

Izračunavanje redukovane verovatnoće za magnetne prelaze je nešto složenije i zavisi od međusobne orijentacije spina i orbitalnog momenta impulsa. Izraz za redukovani verovatnoću može se napisati u obliku

$$B(M_L, J_i \rightarrow J_f) = \frac{1}{4\pi} \left( \frac{et}{\omega_c} \right)^2 \left( \frac{3}{L+2} \right)^2 M_\mu R^{2L-2} S(J_i, L, J_f)$$

Faktor  $M_\mu$  zavisi od međusobne orijentacije spina i orbitalnog momenta impulsa, od  $L$ , i sadrži magnetni moment protona. Vrednost za  $M_\mu$  koja se najčešće susreće u praksi za slučaj  $L = I_i - I_f$  data je u obliku

$$M_\mu = \left( L\mu_p - \frac{L}{L+1} \right)$$

Izraz za verovatnoću elektromagnetskih prelaza izveli su Mozkovski i Vajskof. Ako se dobijeni izraz za redukovane verovatnoće za električne i magnetne prelaze vrsti u opšti izraz za verovatnoću prelaza dobijaju se izrazi za verovatnoće prelaza po Mozkovskom koji se mogu napisati u obliku

$$W_{LM}^E = \frac{8\pi}{t} \cdot \frac{L+1}{L[(2L+1)!!]^2} \cdot \left(\frac{E}{197}\right)^{2L+1} \cdot \left(\frac{1}{10^{-13}}\right)^{2L+1} B(EL, J_L \rightarrow J_F)$$

$$\begin{aligned} W_{LM}^E &= \frac{8\pi}{t} \cdot \frac{L+1}{L[(2L+1)!!]^2} \cdot \left(\frac{E}{197}\right)^{2L+1} \cdot \left(\frac{1}{10^{-13}}\right)^{2L+1} \cdot \frac{e^2}{4\pi} \cdot \left(\frac{3}{L+3}\right)^2 D^{2L} S(J_L, L, J_F) \\ &= \frac{2e^2}{tC} \cdot C \cdot \frac{1}{10^{-13}} \cdot \frac{L+1}{L[(2L+1)!!]^2} \cdot \left(\frac{E}{197}\right)^{2L+1} \cdot \left(\frac{3}{L+3}\right)^2 D^{2L} S \\ &= \frac{2 \cdot 3 \cdot 10^{10}}{137 \cdot 10^{-13}} \cdot \frac{L+1}{L[(2L+1)!!]^2} \cdot \left(\frac{E}{197}\right)^{2L+1} \cdot \left(\frac{3}{L+3}\right)^2 D^{2L} S \\ &= 4,4 \cdot \frac{L+1}{L[(2L+1)!!]^2} \cdot \left(\frac{E}{197}\right)^{2L+1} \cdot \frac{3}{L+3} \cdot D^{2L} S \cdot 10^{21} s^{-1} \end{aligned}$$

$$W_{LM}^M = \frac{0,19 \cdot (L+1)}{2L[(2L+1)!!]^2} \cdot \left(\frac{3}{L+3}\right)^2 M_M \left(\frac{E}{197}\right)^{2L+1} D^{2L-2} S \cdot 10^{21} s^{-1}$$

gde je E MeV a R u  $10^{-13}$

Izraze za verovatnoću koje je dao Vajskof mogu se napisati u obliku: za električne prelaze izraz ima istu vrednost kao i izraz koji je izveo Mozkovski, dok za magnetne prelaze izraz se razlikuje za faktor

$$B(ML)_w = \frac{L+2}{L+3} \cdot \frac{10}{M_\mu}$$

Pri analizi eksperimentalnih rezultata Vajskofove jedinice prelaza koje se dobijaju iz Vajskofovih verovatnoća prelaza zanemaruju statistički faktor S koji vodi računa o spinovima. Smatra se da S treba uzeti u obzir jedino ako se radi o jednočestićnim prelazima. Budući da većina prelaza nisu takvi i da u principu treba da imaju drugačiji statistički faktor on se izostavlja. Jednačine verovatnoće prelaza po Vajskofu tada bodijaju oblik

$$W_{LM}^E = \frac{4,4 \cdot (L+1)}{L[(2L+1)!!]^2} \cdot \left(\frac{3}{L+3}\right)^2 \left(\frac{E}{197}\right)^{2L+1} D^{2L} \cdot 10^{21} s^{-1}$$

$$W_{LM}^M = \frac{1,9(L+1)}{L[(2L+1)!!]^2} \cdot \left(\frac{3}{L+3}\right)^2 \left(\frac{E}{197}\right)^{2L+1} D^{2L-2} \cdot 10^{21} s^{-1}$$

Određivanje verovatnoće prelaza kod nivoa  $Ba^{133}$  koji živi 6,3 ns

Prelaz nije čist multipol nego je mešan i to oblika  $M1+2,6\% E2$

$$W = W(M1) + W(E2)$$

$$\frac{W(E2)}{W} = 0,026$$

$$W(E2) = 0,026 \cdot W$$

$$W = W(M1) + 0,026 \cdot W$$

$$W = \frac{W(M1)}{1 - 0,026}$$

$$W_{LM}^M = \frac{9,19(L+1)}{L \cdot [(2L+1)!!]^2} \cdot \left(\frac{3}{L+3}\right)^2 M_\mu \cdot \left(\frac{E}{197}\right)^{2L+1} Q^{2L-2} \cdot S \cdot 10^{21} s^{-1}$$

$$L = 1$$

$$E = 0,081 \text{ MeV}$$

$$Q = 1,2 \cdot 133^{1/3} \cdot 10^{-13} \text{ cm}$$

$$S = \frac{4}{21}$$

$$M_\mu = 5,24$$

$$W(M1) = \frac{9,19(1+1)}{1[(1+3)]^2} \cdot \left(\frac{3}{1+3}\right)^2 5,2441 \cdot \left(\frac{0,081}{197}\right)^{2+1} 1^{2-2} \cdot 10^{21} s^{-1}$$

$$W(M1) = 1,54 \cdot 10^{10} s^{-1}$$

$$W = 1,54 \cdot 10^{10} s^{-1}$$

Vrednost verovatnoće na osnovu izmerenih perioda poluraspada može se odrediti na osnovu relacije

$$W = \frac{\omega_2}{T_{1/2}[s]} = \frac{0,693}{T} s^{-1}$$

Kod  $Ba^{133}$  mi smo period poluraspada pobuđenog nivoa od 6,3 ns određivali na dva načina: Njutonovom metodom i metodom momenata.

### 1. Njutonova metoda

$$W_E = \frac{\omega_2}{T_{1/2}[s]} = \frac{0,693}{8,64 \cdot 10^{-9}} s^{-1}$$

$$W_E = 0,80 \cdot 10^8 s^{-1}$$

## 2. Metoda momenata

$$W = \frac{\omega_2}{T_{1/2} [s]} = \frac{0,693}{5,84 \cdot 10^{-9}} s^{-1}$$

$$W = 1,18 \cdot 10^8 \text{ sec}^{-1}$$

Odredjivanje verovatnoće prelaza sa nivoa  $\text{Co}^{57}$  čiji je period poluraspada 98 ns

Prelaz nije čist multipol nego je mešan i to oblika M1+0,0006% E2

$$W_T = \frac{W(M1)}{1 - 0,000006} = W(M1)$$

$$W_{LM}^M = \frac{0,19(L+1)}{L[(2L+1)!!]^2} \left( \frac{3}{L+3} \right)^2 M_M \left( \frac{E}{197} \right)^{2L+1} D^{2L-2} \cdot S \cdot 10^{21} \text{ s}^{-1}$$

$$L = 1$$

$$E = 0,01439 \text{ MeV}$$

$$M_\mu = 5,24$$

$$D = 1,2 \cdot 57 \cdot 10^{-13} \text{ cm}$$

$$S = 1$$

$$W(M1) = 7,97 \cdot 10^7 \text{ s}^{-1}$$

$$W = W(M1) = 7,97 \cdot 10^7 \text{ s}^{-1}$$

Kod  $\text{Co}^{57}$  period poluraspada nivoa čija je vrednost 98 ns određen je eksperimentalno direktno iz nagiba vremenske krive i iznosio je  $T = 102,14 \text{ ns}$

$$W_E = \frac{\omega_2}{T [s]} = \frac{0,693}{102,14 \cdot 10^{-9}} s^{-1}$$

$$W_E = 0,68 \cdot 10^7 \text{ s}^{-1}$$

$\text{Ba}^{133}$  je element koji je veoma često ispitivan i dobro proučen. Postoji čitava grupa eksperimenta kojim se određuju periodi poluraspada odnosno vremena života pobuđenih stanja  $\text{Cs}^{133}$  koja su nastala prilikom raspada  $\text{Ba}^{133}$ . Mi ćemo navesti neke od njih

Odredjivanje vremena života pobudjenih stanja  $\text{Cs}^{133}$  metodom zakasnih koincidencija

Artur Oya "Turk.Fiz.dernegi bül Bull, Turk.Phys.Coc" 1974.

Pomoću plastičnih scintilatora Ne-102A šeme brzih koincidencija s razrešenjem 3ns, konvertorom vreme amplituda vremenom razrešenja  $2,6 \times 10^{-10}$  sec. metodom zakasnih  $\gamma\gamma$  koincidencija izmerena su vremena života četiri pobudjena stanja  $\text{Cs}^{133}$

$$T_{1/2}(81 \text{ keV}) = (6,24 \pm 0,3) \text{ ns} \quad T_{1/2}(161 \text{ keV}) = (188 \pm 15) \cdot 10^{-12} \text{ s}$$

$$T_{1/2}(384 \text{ keV}) = (50 \pm 25) \cdot 10^{-12} \text{ s} \quad T_{1/2}(437 \text{ keV}) \leq 150 \cdot 10^{-12} \text{ s}$$

Merenje života nekih pobudjenih stanja u  $\text{As}^{75}$ ,  $\text{Cs}^{131}$ ,  $\text{Cs}^{133}$ ,  $\text{Yb}^{170}$ ,  $\text{Re}^{187}$ ,  $\text{Au}^{197}$

Gupta D.K., Rao G.N. "Proc.Nucl.Phyc.and Solid State Phys.Symp.Bombay.1970. Vol 14 B".

Pomoću metode zakasnih koincidencija izvedena su povratna merenja vremena života pobudjenih stanja u  $\text{As}^{75}$ ,  $\text{Cs}^{131}$ ,  $\text{Cs}^{133}$ ,  $\text{Yb}^{170}$ ,  $\text{Re}^{187}$ ,  $\text{Au}^{197}$ . Za registraciju  $\gamma$ -zračenja korišćen je Ge (Li) detektor a takođe i NaJ(Tl) ili plastični scintilator. Kalibracija krive je ostvarena na osnovu merenja krive raspada  $\text{Na}^{22}$ . Dobijeni rezultati su predstavljeni u tablici.

$\text{Je zr}$	$Hivo, \text{keV}$	$T_{1/2}, \text{ns}$
$^{75}\text{As}$	280	$0,277 \pm 0,031$
$^{131}\text{Cs}$	124	$3,80 \pm 0,01$
$^{133}\text{Cs}$	134	$8,1 \pm 0,1$
$^{133}\text{Cs}$	81	$6,36 \pm 0,3$
$^{170}\text{Yb}$	84	$1,62 \pm 0,02$
$^{187}\text{Re}$	206	$555,3 \pm 1,2$
$^{197}\text{Au}$	77	$1,84 \pm 0,02$

Vremena života nekih pobudjenih stanja  $\text{Cs}^{133}$

Badawy O.E., Awwad Z., El - Aa sser M.R., El -Farrash A.N., Migahed M. "Atomkernenergie 1972".

Metodom zakasnih  $\gamma\gamma$  i ee koincidencija i primenom plastičnih scintilatora za registraciju elektrona i  $\gamma$ -kvanta izmerena su vremena života s energijom 81 i 161 KeV u  $\text{Cs}^{133}$  nastalih pri raspadu  $\text{Ba}^{133}$ .

$$T_{1/2}(81 \text{ keV}) = 6,20 \pm 0,5 \text{ ns} \quad T_{1/2}(161) = 177 \pm 12 \text{ ps}$$

Verovatnoće prelaza pobudjenih nuklearnih stanja u  $\text{Cs}^{133}$

Väliavaora K.G., Marelius A., Kozyczkowski I. "Phys SCR." 1970.

Navode se rezultati eksperimentalnog proučavanja vremena života i verovatnoće prelaza za neka pobudjena stanja  $\text{Cs}^{133}$  nastalih pri raspisu  $\text{Ba}^{133}$ . Merenja su izvršena metodom zakasnih koincidencija pomoću specijalnog elektron-elektronskog spektrometra s dugačkim sočivom konstruisanog za merenje živaota.

Izmerena su vremena života sledećih stanja

$$T_{1/2}(81 \text{ keV}) = 6,27 \pm 0,4 \text{ ns} \quad T_{1/2}(169,5 \text{ keV}) = 190 \pm 15 \text{ ns}$$

$$T_{1/2}(384 \text{ keV}) = 40 \pm 20 \text{ ns} \quad T_{1/2}(437 \text{ keV}) \leq 150 \text{ ns}$$

Na osnovu izmerenih vremena života 81; 160; 384; 437; KeV izračunate su verovatnoće prelaza s njih W(E2) i W(M1) i te vrednosti se poklapaju s teorijski izračunatim verovatnoćama na osnovu jednočestičnih prelaza i na osnovu modela Kislingera i Serensa.

Merenje nekih nuklearnih vremena života u nanosekundnoj oblasti

Bond P.D., McGervey J.B., Jha S. "Nucl.Phys" 1971.

Na osnovu metoda zakasnih  $\gamma\gamma$ ,  $\gamma\chi$ ,  $\chi\chi$  i  $\beta\chi$  koincidencija izmerena su vremena života nekoliko jezgara. Kao detektori korišćeni su plastični scintilatori. Rezultati merenja navedeni su u tablici

Izotop	Hivo, keV	Vreme života [ns]
$^{101}\text{Ru}$	127	$9,93 \pm 9,03$
$^{93}\text{Mo}$	204	$1,09 \pm 9,02$
$^{183}\text{Os}$	155	$1,03 \pm 9,03$
$^{125}\text{Te}$	35	$2,03 \pm 9,05$
$^{140}\text{Ce}$	2083	$4,98 \pm 9,13$
$^{99}\text{Tc}$	181	$5,20 \pm 9,13$
$^{191}\text{Ir}$	82	$5,0 \pm 9,17$
$^{133}\text{Cs}$	82	$9,06 \pm 9,20$
$^{48}\text{V}$	310	$19,4 \pm 9,3$
$^{181}\text{T}$	482	$15,9 \pm 9,5$

REZULTATI			MERENJA		
$^{88}_{\text{Ba}} \text{B}^{33}$			$^{27}_{\text{Co}} \text{C}^{57}$		
	$T_{1/2}(81 \text{ kev}) \text{ s}$	$W_T \text{ s}^{-1}$	$W_E \text{ s}^{-1}$	$T_{1/2}(14 \text{ kev}) \text{ s}$	$W_T \text{ s}^{-1}$
NAŠA MERENJA	$(8,64 \pm 0,77) \cdot 10^9$	$1,58 \cdot 10^{10}$	$(0,80 \pm 0,07) \cdot 10^8$	$(102,14 \pm 3,53) \cdot 10^9$	$7,97 \cdot 10^7$
	$(6,84 \pm 0,17) \cdot 10^9$	$1,58 \cdot 10^{10}$	$(1,18 \pm 0,03) \cdot 10^8$	—	—
DRUGA MERENJA	$(6,24 \pm 0,3) \cdot 10^9$	—	$(1,11 \pm 0,05) \cdot 10^8$	$98 \cdot 10^9$	$0,71 \cdot 10^7$
	$(6,36 \pm 0,3) \cdot 10^9$	—	$(0,09 \pm 0,05) \cdot 10^8$		
	$(6,20 \pm 0,5) \cdot 10^9$	—	$(0,12 \pm 0,09) \cdot 10^8$		
	$(6,27 \pm 0,4) \cdot 10^9$	—	$(0,11 \pm 0,07) \cdot 10^8$		
	$(6,28 \pm 0,1) \cdot 10^9$	—	$(0,10 \pm 0,02) \cdot 10^8$		

Uporedjujući naše rezultate sa rezultatima ranije izvedenih eksperimenata možemo zaključiti da su oni u granicama tačnosti. Kako je cilj našeg eksperimenta bio testiranje nove aparature koja je u svojstvu detektora koristila scintilacioni detektor sa scintilatorom NaJ (Tl) i poluprovodnički detektor čist Ge koji baš nisu pogodni za vremenske analize i koja nije posedovala brze diskriminatore, a pošto su dobijeni rezultati u granicama tačnosti, možemo zaključiti da se ovakva aparatura ipak može koristiti i za vremenska merenja.

## L I T E R A T U R A

1. M. E. Vojhanskij, E. E. Berlović : Gamma luči
2. Alfa - beta i gamma spektroskopija

R. Bell: Tehnika sopadenij i izmerenie korotkih vremen živini

3. P.W. Nicholson: Nuclear electronics
4. E. Kowalski : Nuclear electronics
5. M. Mladjenović : Uvod u nuklearnu fiziku

1. Određivanje vremena života pobudnih stanja  $Cs^{133}$  metodom zakasnelih koincidencija, Artur Oya, Referativni žurnal, br. 8, 1974 god.
2. Merenje života nekih pobudnih stanja  $\gamma$  As<sup>75</sup>, Cs<sup>131</sup>, Cs<sup>133</sup>, Yb<sup>170</sup>, Re<sup>187</sup>, Au<sup>197</sup>, Gupta D.K., Rao G.H., Referativni žurnal, br. 7, 1973 god
3. Vremena života nekih pobudnih stanja Cs<sup>133</sup> Badawy O.E., Awwad Z., El-Aasser M.R., El-Farrash A.H., Migaied H., Referativni žurnal, br. 7, 1972 god.
4. Verovatnoće prelaza pobudnih nuklearnih stanja u Cs<sup>133</sup> Välivara K.G., Marelius A., Kozyckowski, Referativni žurnal, br. 7, 1971 god.
5. Merene nekih nuklearnih vremena života u nanosekundnoj oblasti; Bond P.D., Mc Gervaj J.D., Jha S., Referativni žurnal, br. 8, 1971 god.

