

D-269

UNIVERZITET U NOVOM SADU
PRIRODNO-MATEMATIČKI FAKULTET
INSTITUT ZA FIZIKU

DIPLOMSKI RAD

Kandidat:
ALEKSANDRA MIHIJLOVIC

NOVI SAD, maj 1990.

UNIVERZITET U NOVOM SADU
PRIRODNO-MATEMATIČKI FAKULTET
INSTITUT ZA FIZIKU

Природно-математички факултет
Радна заједница заједничких послова'
ДИПЛОМСКИ РАД

Пријем:	16 -05- 1990		
Орг. јединица:	Број:	Локал:	Вредност
03	10/46		

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

FOTOAKTIVACIJA JEZGRA ^{199}Hg γ -ZRAČENJEM ^{60}Co

mentor :

Dr Istvan Bikit

kandidat :

Aleksandra Mihailovic

maj 1990.

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

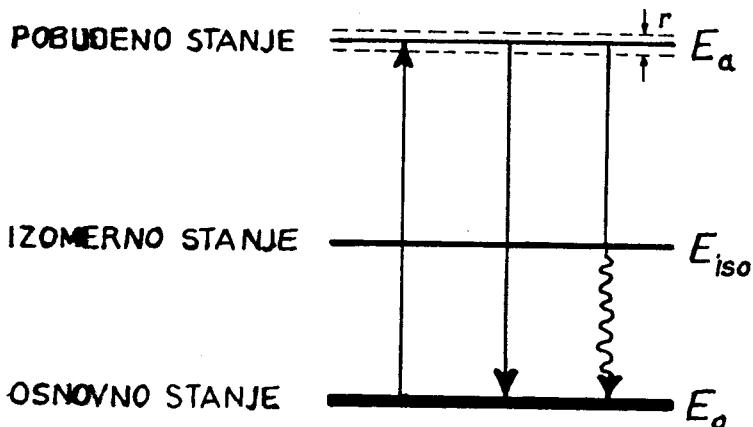
SADRŽAJ

1. UVOD	1
2. GAMA PRELAZI	3
2.1. MULTIPOLNOST I KLASIFIKACIJA γ -PRELAZA	5
2.2. UNUTRAŠNJA KONVERZIJA	6
3. POJAM IZOMERIJE	7
3.1. MODEL SLOJEVA	7
4. FOTOAKTIVACIJA JEZGRA	11
4.1. PRINCIP NUKLEARNE REZONANTNE FLUORESCENCIJE	11
4.2. POBUDENJE PROCESOM REZONANTNE FLUORESCENCIJE	12
4.3. NEREZONANTNI PROCESI	13
5. EKSPERIMENTALNO ODREDIVANJE VEROVATNOĆE POBUDENJA	14
5.1. PRIPREMA UZORKA ZA MERENJE	17
5.2. ODREDIVANJE EFIKASNOSTI $\xi_{\text{r}}^{\text{HgO}}$	17
5.3. ODREDIVANJE KONVERZIONOG KOEFICIJENTA α	27
5.4. IZVOR ZRAČENJA	30
5.5. META - HgO	32
5.6. DETEKTORSKI SISTEM	33
5.7. REZULTATI - IZRAČUNAVANJE VEROVATNOĆE POBUDENJA	34
6. ZAKLJUČAK	36
LITERATURA	37

1. UVOD

Nuklearna aktivacija je proces prelaska jezgra iz osnovnog u pobudeno stanje odnosno iz stanja niže u stanje više energije. Jezgro se može dovesti u pobudeno stanje na različite načine: α , β raspadom kao i određenim nuklearnim reakcijama.

Do fotoaktivacije jezgra dolazi usled reakcija tipa (γ, γ') , a verovatnoća apsorpcije fotona zavisi od spinova i parnosti osnovnog i pobudenog stanja. Mehanizam apsorpcije je rezonantnog tipa i pojednostavljen je prikazan na sl. 1.1. Da bi se odigrao proces



sl. 1.1

rezonantne apsorpcije upadni γ -kvant mora da ima onu vrednost energije koja odgovara pobudenom stanju uzimajući u obzir prirodnu širinu nivoa. Prilikom deekscitacije jezgro se vraća u osnovno stanje (proces rezonantne fluorescencije), a neki od pobudenih nivoa se dalje mogu raspadati i preko izomernog stanja. Ova činjenica omogućava detektovanje aktivacije jer je vreme poluzivota izomernog stanja u granicama merljivosti (reda veličine minuta).

Za fotoaktivaciju jezgra koriste se izvori x-zračenja kontinuiranih energija kao i jaki izvori monoenergetskih γ -zraka ($\sim 10^{13}$ Bq) na pr. ^{60}Co , ^{45}Sc , ^{24}Na i t.d. U slučaju monoenergetskih izvora pojava potopobudnja se objašnjava Komptonovim rasejanjem monoenergetskih γ -zraka u samom izvoru i okolini (zbog toga u snopu uvek postoji i fotoni rezonantne energije).

Cilj ovog rada je da se odredi verovatnoca pobudenja izomernog nivoa jezgra ^{199}Hg . Metu ^{199}Hg u obliku živinog oksida - HgO - direktno ćemo ozračivati γ -zračenjem jakog izvora ^{60}Co . Indukovano zračenje iz mete detektuje se u sistemu koji je prilagođen za merenja niskih aktivnosti. Princip detekcije je posrednog tipa i zasniva se na interakciji γ -zraka sa materijom.

2. GAMA PRELAZI

Prilikom γ -prelaza jezgro emituje zračenje elektromagnetne prirode. Emisija γ -zraka se dešava kada jezgro prelazi iz pobudenog u osnovno stanje ili neko drugo stanje niže energije od polaznog. U posebnim slučajevima pobudeno jezgro prelazi u stanje niže energije i neradijacionim prelazima - unutrašnjom konverzijom.

Najjednostavnijom aproksimacijom - korišćenjem jednočestičnog modela, deeksitacija jezgra se svodi na prelaz protona iz višeg u stanje niže energije. Prema klasičnoj elektrodinamici očekuje se da samo nanelektrisane čestice mogu da zrače, međutim i neutroni mogu da uzrokuju radijaciju zbog toga što poseduju magnetni moment (iz ovoga se vidi analogija sa procesima u atomu gde je prelaz elektrona iz pobudenog u osnovno stanje praćen elektromagnetnim zračenjem ili pojavom Auger-ovih elektrona).

Verovatnoća emisije γ -kvanta u jedinici vremena povezana je sa širinom nivoa sledećom relacijom [1]:

$$W(s^{-1}) = \frac{\Gamma_\gamma (eV)}{h} \quad (2.1)$$

gde je:

$W(s^{-1})$ - parcijalna verovatnoća emisije koja se odnosi samo na prelaze pri kojima se emituju elektromagnetne radijacije.

$\Gamma_\gamma (eV)$ - parcijalna širina pobudenog stanja sa koga se vrši prelaz (takođe važi samo za elektromagnetne prelaze).

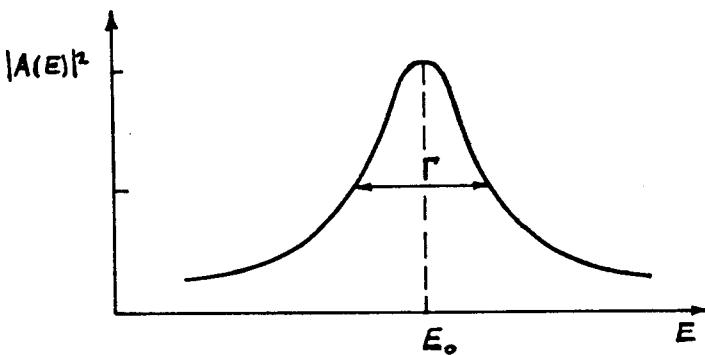
Prema Hajzenbergovoj radijaciji neodredenosti $\Delta E \cdot \tau \sim h$ konačna vrednost srednjeg života uzrokuje neodredenost energije. Eksperimentalno je utvrđeno da energija nekog nivoa nema strogo odredenu vrednost; dobija se utisak kao da je nivo "razvučen". Na ovaj način je uveden pojam prirodne širine nivoa $\Gamma (eV)$.

Polazeci od kvantomehaničkog stanovišta može se pokazati da je verovatnoća nalaženja u stanju sa datom energijom E

proporcionalna kvadratu amplitude $|A(E)|^2$:

$$|A(E)|^2 = \frac{1}{4\pi^2} \cdot \frac{1}{(E-E_0)^2 + \left(\frac{\hbar\lambda}{2}\right)^2} \quad (2.2)$$

Ova kriva Lorentz-ovog oblika prikazana na sl. 2.1 ima maksimalnu vrednost za srednju vrednost energije $E=E_0$, a Γ je širina nivoa na poluvisini krive. λ je konstanta raspada.



sl. 2.1

Prema relaciji 2.1 verovatnoća emisije ne zavisi od načina formiranja pobudenog stanja, već od prirode nivoa među kojima se vrši prelaz. Ključnu ulogu u određivanju verovatnoće prelaza imaju razlike u energijama, spinovima i parnostima početnog i krajnjeg stanja. Transformacijom jednačine 2.1 može se dobiti i veza između parcijalne širine nivoa i perioda poluraspada t.j. srednjeg života:

$$W(s^{-1}) = \frac{\ln 2}{t_{1/2}} = \frac{\Gamma_\gamma (eV)}{\hbar} ; \quad t_{1/2} = \frac{\hbar \cdot \ln 2}{\Gamma_\gamma (eV)} \quad (2.3)$$

$$W(s^{-1}) = \frac{1}{\tau} = \frac{\Gamma_\gamma (eV)}{\hbar} ; \quad \tau = \frac{\hbar}{\Gamma_\gamma (eV)} \quad (2.4)$$

Teorijsko izračunavanje verovatnoće emisije γ -kvanta nije jednostavno iz više razloga. Zbog toga što je nepoznata prava priroda nuklearnih sila i njihov potencijal, talasne funkcije stanja jezgra su samo aproksimativna rešenja Šredingerove jednačine čiji oblik zavisi

od usvojenog modela jezgra. Ove procene verovatnoća omogućavaju poređenje teorijskih i eksperimentalno dobijenih vrednosti konstanti raspada kao i bolje upoznavanje strukture jezgra.

2.1. MULTIPOLNOST I KLASIFIKACIJA RADIJACIONIH PRELAZA

Na rastojanju većem od sopstvenog radijusa jezgro obrazuje elektromagnetno polje odgovarajućih multipola. Interakcijom ovog polja i sistema nanelektrisanja (jezgra) sistem se prevodi iz početnog u krajnje stanje (ona su opisana funkcijama stanja ψ_i i ψ_f) uz emisiju fotona. Ovakvi prelazi mogu da se ostvare samo pod određenim uslovima koje postavljaju zakon održanja parnosti i zakon održanja momenta impulsa.

Veza između parnosti početnog i krajnjeg stanja kao i emitovanog zračenja je: [2]

$$\pi_i = \pi_f \cdot \pi_r \quad (2.5)$$

gde su π_i i π_f parnosti početnog i krajnjeg stanja, a π_r parnost emitovanog zračenja.

Prema zakonu održanja totalnog momenta impulsa, između totalnog momenta impulsa početnog i krajnjeg stanja I_i i I_f i totalnog momenta impulsa emitovanog zračenja L_r postoji sledeća veza:

$$I_i = I_f + L_r \quad (2.6)$$

pri čemu L_r može da ima samo celobrojne vrednosti $L_r = 1, 2, 3, \dots$ a multipolnost radijacije je određena sa 2^{L_r} .

Selepciono pravilo

Ovim pravilom određen je interval u čijim granicama se nalaze vrednosti momenta impulsa u γ -prelazima:

$$|I_i - I_f| < L_r < I_i + I_f \quad (2.7)$$

Emitovane radijacije istog multipolnog reda podeljene su na električne i magnetne zbog toga što se razlikuju po parnosti.

Električna multipolna radijacija L_r - tog reda ima parnost:

$$\pi_E = (-1)^{L_r} \quad (2.8)$$

dok je parnost magnetne radijacije istog reda:

$$\pi_M = (-1)^{L_r + 1} \quad (2.9)$$

Za razliku od atomskih radijacionih prelaza gde su dozvoljeni i zabranjeni prelazi strogo razgraničeni, dozvoljenost ili zabranjenost nekog prelaza jezgra meri se verovatnoćom. Kada je ona velika za prelaz se kaže da je dozvoljen i obrnuto, zabranjeni su oni prelazi za koje verovatnoća ima malu vrednost (ta pobudena stanja duže žive).

Može se pokazati da se verovatnoća prelaza smanjuje sa povećanjem multipolnosti L_r srazmerno faktoru $\sim \left(\frac{R}{\lambda}\right)^{2L_r}$ [2] (gde je R radijus jezgra, a λ racionalizovana talasna dužina $\lambda = \lambda/2\pi$). Ipak, eksperimentalno su primecene i radijacije sa velikim vrednostima L_r (na pr. E4, M5). Takođe je zapaženo da verovatnoće električnih multipolnih radijacija imaju veće vrednosti od odgovarajućih magnetskih.

Selektivno pravilo ne isključuje mogućnost radijacije mešanog multipolnog reda a najčešće se javljaju radijacije dvokomponentnog tipa.

Za neke prelaze postoji totalna zabrana ($I_A = I_B = 0$), a isto tako izvesni prelazi sa malom verovatnoćom mogu biti favorizovani parnoću.

2.2. UNUTRAŠNJA KONVERZIJA

Unutrašnja konverzija je proces neradijacionog tipa, koji nastaje kao posledica elektromagnete interakcije jezgra i elektrona i dešava se nezavisno od radijacionih procesa.

Prema Taylor-u i Mott-u [1] totalna verovatnoća prelaza jezgra iz početnog u krajnje stanje jednaka je zbiru verovatnoća unutrašnje konverzije i γ -emisije:

$$W(i,f) = W_{uk}(i,f) + W_\gamma(i,f) \quad (2.10)$$

Ako konverzionalni koeficijent definišemo kao odnos verovatnoća unutrašnje konverzije i γ -emisije $\alpha = W_{uk}/W_\gamma$ gornja jednačina može

da se napiše u obliku:

$$W(i,f) = (1 + \alpha) W_{\gamma}(i,f), \quad (1 + \alpha) = \frac{W(i,f)}{W_{\gamma}(i,f)} \quad (2.11)$$

faktor $1+\alpha$ predstavlja odnos totalne verovatnoće prelaza i verovatnoće γ -emisije.

Teoretski može da se izvede izraz za konverzionalni koeficijent koji pokazuje da α zavisi od rednog broja, multipolnosti i energije zračenja. Eksperimentalno koeficijent α se dobija poređenjem intenziteta linijskih spektralnih emisija sa intenzitetom γ -prelaza.

3. POJAM IZOMERIJE

Izomeri su jezgra koja se razlikuju po nekim fizičkim karakteristikama, iako imaju jednake brojeve protona i jednake brojeve neutrona (na pr. u periodu poluraspada, energiji vezivanja, spinu i t.d.). Ove razlike potiču od različitih kvantnomehaničkih stanja u kojima se nalaze odgovarajuća jezgra.

Jezgro u osnovnom stanju naziva se osnovni izomer, a jezgro u pobudenom - metastabilnom stanju - gornji izomer. Vreme života metastabilnog stanja je znatno duže od vremena života ostalih pobudnih stanja. Poznato je oko 80 izomera sa periodom poluraspada vecim od 1 s. Kada jezgro prelazi sa metastabilnog u osnovno stanje, takvi prelazi nazivaju se izomerni prelazi.

Eksperimentalna činjenica da su skoro svi izomeri grupisani oko magičnih brojeva 50, 82, 126 može da se objasni modelom slojeva. Na osnovu ovog modela koji je nastao po analogiji sa slojevitom strukturom elektronskog omotača atoma, razjašnjeni su magični brojevi, spinovi osnovnih stanja jezgara i neki drugi fenomeni.

3.1. MODEL SLOJEVA

Eksperimentalni podaci su pokazali da postoje odredene zakonitosti u zavisnosti od broja nukleona za sledeće karakteristike jezgra: spin, magnetni moment, električni moment, obilnost izotopa u prirodi i t.d. Pojava diskontinuiteta zapažena je kod sledećih vrednosti broja protona i neutrona: 2, 8, 20, 28, 50, 82, 126. Jezgra sa ovim brojevima protona i neutrona nazivaju se magičnim jezgrima i odlikuju se velikom stabilnošću.

Ako se posmatra stabilnost jezgra u odnosu na broj protona i neutrona najmanje su stabilna n-n jezgra, p-p jezgra su najstabilnija, a p-n i n-p jezgra su slabije vezane od p-p jezgara. Za jezgra sa parnim brojem nukleona karakteristične su celobrojne vrednosti spina, a za ona sa neparnim vrednostima spinovi su poluceili brojevi. Spin p-p jezgara u osnovnom stanju uvek je jednak nuli što je posledica efekta sparivanja.

Osnovna pretpostavka jednočestičnog modela slojeva je da se nukleoni kreću nezavisno jedan od drugog u srednjem polju koje potiče od svih nukleona. Nukleoni su raspoređeni po nivoima koji obrazuju slojeve. Energija koja je potrebna za prelaz nukleona iz jednog sloja u drugi mnogo je veća od razlike energija dva bliska nivoa.

Da bi se reprodukovala energijska stanja u jezgru uzima se forma potencijala harmonijskog oscilatora ili beskonačne lame sl. 3.1.a, b. Energetska stanja kod potencijala HO su degenerisana a sa slike 3.1.b se vidi da ovaj jednočestični model reprodukuje samo prva tri magična broja. Njegov nedostatak ogleda se i u tome što ne može da da odgovor na pitanje zbog čega postoje izomerni nivoi u nekim jezgrima.

Da bi reprodukovali sve magične brojeve i otklonili degeneraciju nivoa Mayer, Haxel, Jensen i Suess [2] uveli su 1949. godine spin-orbitalnu spregu. Oni su pretpostavili da postoji snažna interakcija orbitalnog momenta impulsa i spina svakog nukleona koja dovodi do cepanja nivoa i uklanja degeneraciju. Totalni moment impulsa (spin) jezgra može da ima samo vrednosti: [2]

$$j = \ell \pm \frac{1}{2} \quad (3.1)$$

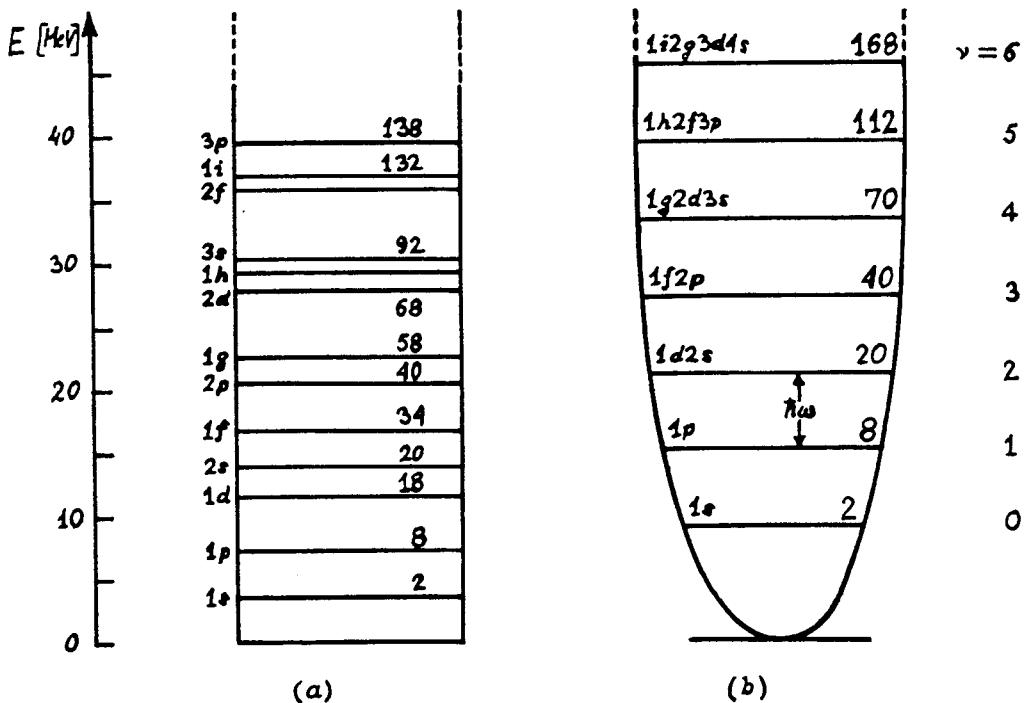
a energija je data kao:

$$E_j = \frac{\gamma \hbar^2}{2(Mc)^2} \frac{1}{r} \frac{\partial V}{\partial r} (\vec{r}) \quad \begin{cases} \ell & ; j = \ell + \frac{1}{2} \\ -\ell+1 & ; j = \ell - \frac{1}{2} \end{cases} ; \quad \gamma > 0 \quad (3.2)$$

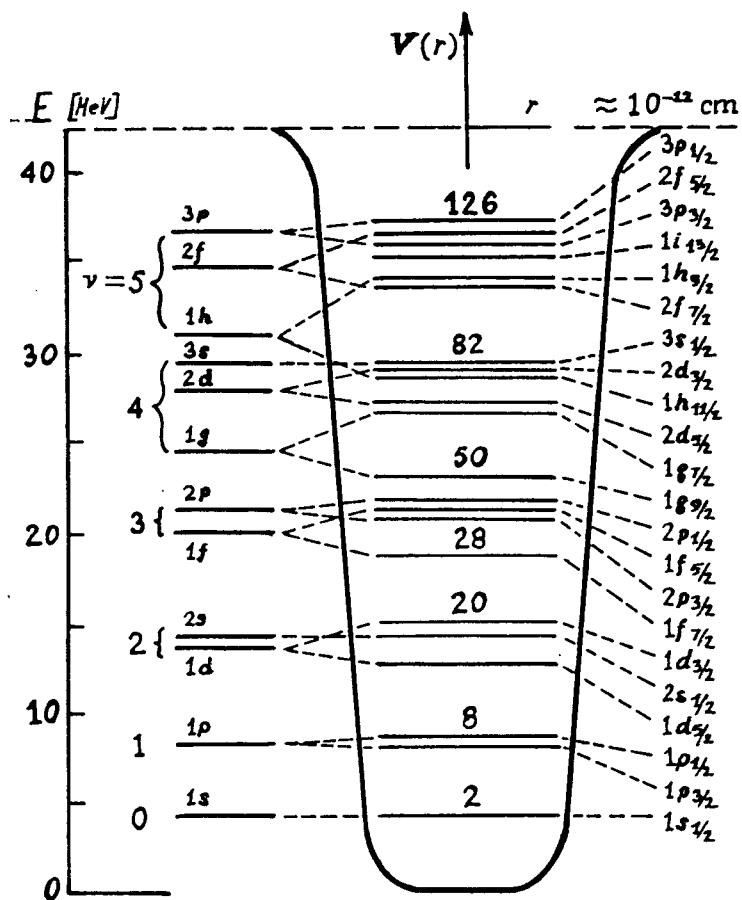
Na slici 3.2 prikazana je šema nivoa u nuklearnoj potencijalnoj jami koja sledi iz spin-orbitalne sprege. Potencijal $V(\vec{r})$ ima formu između harmonijskog oscilatora i potencijala kvadratne lame. Broj nukleona po nivoima može da se izračuna po formuli

$$= 2 \cdot j + 1 \quad (3.3)$$

Sa slike 3.2 se vidi da su po slojevima reprodukovani svi magični brojevi.



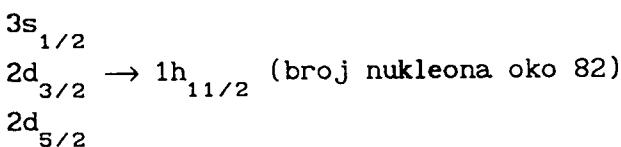
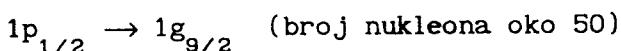
sl. 3.1



sl. 3.2

Vec je pomenuto da su tzv. "ostrva izomera" grupisana oko magičnih brojeva 50, 82, 126. Osnovna karakteristika izomera je da se vreme poluraspada pobudenih (izomernih) stanja nalazi u intervalu od μ s do nekoliko godina i više, što je vrlo dugo trajanje za nuklearnu vremensku skalu.

Jednočestični model slojeva uvodenjem spin orb. sprege daje odgovore na sva pitanja u vezi pojma izomerije. Na spin orbitalnoj šemi nivoa jasno se uočava da se u nekim slučajevima stanja sa velikim spinom nalaze u blizini stanja sa malom vrednošću spina. Ovo se dešava zbog toga što se uvodenjem sprege nivoi cepaju na podnivoe i dolazi do preklapanja nivoa. Na pr.



Za trideset izomernih jezgara eksperimentalno je ustanovljeno da postoje velike razlike između odgovarajućih momenata impulsa a da energija prelaza nije velika. U okolini magičnog broja 50 pronadeno je oko 10 takvih izomera.

Objašnjenje dugog trajanja života izomernih stanja je sledeće: kada se γ zrak emituje iz pobudenog stanja sa velikom vrednošću spina u niže najčešće osnovno stanje sa malom vrednošću spina - postoji velika promena spina (nekoliko jedinica i više) u ovom niskoenergetskom prelazu. To znači da je mala verovatnoća prelaza odnosno duži je život takvog stanja.

Za laka jezgra je vrlo mala verovatnoća pojavljivanja izomernih stanja, zbog toga što je mala razlika između odgovarajućih momenata impulsa.

Dakle izomerna (dugo živeća) stanja su prouzrokovana velikim razlikama totalnog momenta impulsa, a malim energetskim razlikama u odnosu na osnovno stanje. Iz spin-orb. šeme jasno se vidi zbog čega se takva stanja javljaju baš za određene vrednosti magičnih brojeva.

4. FOTOAKTIVACIJA JEZGRA

4.1. PRINCIP NUKLEARNE REZONANTNE FLUORESCENCIJE

Prvo fotopobudenje jezgra izveli su Pontecoruo i Lazard 1939. god. [3]. Kao fotonski izvor koristili su zakočno zračenje elektrona kojim su pobudili izomerni nivo ^{115}In . Pretpostavljalo se da se pobuduje neki viši energijski nivo koji se zatim delimično raspada i na izomerno stanje. Trebalo je utvrditi koji se nivoi jezgra pobuduju i kakvim mehanizmom pobudenja. E. Guth je [3] prvi ustanovio da se viši nivoi pobuduju mehanizmom rezonantne fluorescencije što je kasnije opšte prihvaćeno.

Najverovatniji proces pobudivanja jezgra je pobudenje mehanizmom rezonantne fluorescencije. Ova pojava predstavlja proces prvog reda u elektromagnetskoj interakciji jezgra i fotona. Rezonantnu fluorescenciju mogu izazvati samo fotoni čija je energija u uskom području energija oko nuklearnog nivoa E_a (sl. 1.1) (reda veličine prirodne širine nivoa Γ).

Svaki nuklearni nivo je definisan energijom, širinom nivoa, periodom poluraspada, spinom, parnošću i td. Energija nivoa je definisana sa tačnošću $E \pm \Gamma/2$, a vreme trajanja energijskog stanja stepenom neodredenosti energije t.j. širinom nivoa:

$$\Gamma \cdot \tau \sim \hbar \quad (4.1)$$

Pri dovoljno velikim vrednostima srednjeg života veličina neodredenosti energije je vrlo mala - dakle potrebna je visoka monohromatičnost γ -kvanta koji bi mogao da izazove rezonantni proces. Takođe treba napomenuti da na vrednost energije pobudenog nivoa E_a treba dodati određen iznos energije koja se gubi na uzmak jezgra. Znači da energija koja je potrebna za rezonantnu apsorpciju fotona ima vrednost:

$$E'_a = E_a + \Delta E \quad (4.2)$$

ΔE - energija koja se gubi na uzmak jezgra.

4.2. POBUDENJE JEZGRA PROCESOM REZONANTNE FLUORESCENCIJE

Efikasni presek* za apsorpciju fotona energije E kada su mogući svi načini deeksitacije jezgra (na bilo koji nivo niže energije uključujući i osnovno stanje) je: [3]

$$\sigma_{\text{abs}} = \pi \lambda \frac{1}{2} g \frac{\Gamma_0 \cdot \Gamma}{(E - E_R)^2 + \frac{1}{4} \Gamma^2} \quad (4.3)$$

gde je:

- $g = \frac{2I+1}{2I_0+1}$ - statistički težinski faktor a I i I_0 su totalni momenti impulsa pobudenog i osnovnog stanja
- E_R - rezonantna energija za pobudeni nivo energije E_a ($E_R = E_a$)
- λ - talasna dužina koja odgovara energiji E podeljenoj sa 2π
- Γ - totalna širina nivoa - suma svih parcijalnih širina Γ_i za prelaz na bilo koje i-to stanje
- Γ_0 - parcijalna širina nivoa za direktni prelaz na osnovno stanje.

Verovatnoća pobudenja nuklearnog nivoa u jedinici vremena procesom rezonantne fluorescencije ako je γ -zračenje kontinuiranih energija je:

$$P = \int_{-\infty}^{\infty} \Phi(E) \sigma_{\text{abs}}(E) dE \quad (4.4)$$

- $\Phi(E)$ - je broj fotona po jedinici površine, energije i vremena.

Kako procesu apsorpcije doprinose samo fotoni u uskom području energija oko rezonantne energije E_R , jednačina 4.4 se može napisati u obliku:

$$P = \Phi_R(E_R) \int_{-\infty}^{\infty} \sigma_{\text{abs}}(E) dE \quad (4.5)$$

- $\Phi_R(E_R)$ - je broj fotona rezonantne energije po jedinici površine, energije i vremena,
- veličina $\int_{-\infty}^{\infty} \sigma_{\text{abs}}(E) dE$ predstavlja ukupni efikasni presek za apsorpciju (po energijama).

* Presek je značajna veličina u nuklearnoj fizici koja predstavlja jedinicnu površinu interakcije, odnosno pokazuje koji deo jedinicne površine mete interaguje sa upadnim zračenjem. Jedinica za presek je barn; $1\text{ barn} = 10^{-24} \text{ cm}^2$.

Kada se izračuna ovaj integral za verovatnoću pobudnja nuklearnog nivoa u jedinici vremena se dobija izraz:

$$P = \pi^2 \lambda^2 g \Gamma_0 \Phi_R (E_R) \quad (4.6)$$

Verovatnoća pobudnja izomernog nivoa u jedinici vremena je: [3]

$$\begin{aligned} P_R &= \Phi_R (E_R) \int_{-\infty}^{\infty} \sigma_{iso} (E) dE = \\ &= \Phi_R (E_R) \int_{-\infty}^{\infty} \sigma_{abs} (E) dE \frac{\Gamma_{iso}}{\Gamma} \end{aligned} \quad (4.7)$$

$$= \frac{\Gamma_{iso}}{\Gamma} \Phi_R (E_R) \int_{-\infty}^{\infty} \sigma_{abs} (E) dE$$

$$P_R = \pi^2 \lambda^2 g \cdot \Gamma_0 \frac{\Gamma_{iso}}{\Gamma} \Phi_R (E_R) \quad (4.8)$$

- Γ_{iso} - je parcijalna širina nivoa za raspad na izomerni nivo

- $\frac{\Gamma_{iso}}{\Gamma}$ - udeo raspada pobudenog nivoa na izomerni nivo

U meti apsorberu stalno je prisutno termičko kretanje jezgara i zbog toga su nuklearni nivoi u opštem slučaju širi od prirodne širine Γ . Međutim, uz određen uslov

$$\Delta \gg \Gamma \quad \text{gde je } \Delta - \text{Doplerova širina,}$$

ukupni apsorpcioni efikasni presek ima isti oblik kao da ne postoji Doplerovo sirenje.

4.3. NEREZONANTNI PROCESI

Ovakvimi procesima pobudnja doprinose fotoni sa energijama višim od energije pobudenog nuklearnog nivoa. U nerezonantno pobudnje direktnog tipa spadaju neelastični fotoefekat i nuklearno Raman-rasejanje (energija je reda veličine (10-20) MeV). Proses se može odvijati preko nuklearnih ili elektron-pozitronskih virtuelnih stanja. Posredni nerezonantni načini pobudnja jezgra su foto-efekat, Komptonov efekat i proces stvaranja elektron-pozitronskog para u polju jezgra (ovi procesi su glavni načini interakcije γ -zračenja sa materijom).

U svakom slučaju pobudjenje energetskog nivoa moguće je detektovati zbog relativno dugog vremena poluživota izomernog stanja (preko koga se odvija raspad) a verovatnoća fotopobudenja jednaka je zbiru verovatnoća rezonantnog i nerezonantnog procesa:

$$P = P_R + P_{NR} \quad (4.9)$$

- verovatnoća nerezonantnog pobudenja je

$$P_{NR} = \sigma_{NR}^T \Phi_{NR} \quad (4.10)$$

- Φ_{NR} - je fluks nerezonantnih fotona

- σ_{NR}^T - totalni efikasni presek za pobudjenje izomernog nivoa nerezonantnim procesom

pa je ukupna verovatnoća pobudenja izomernog nivoa:

$$P = \pi^2 \lambda^2 g \Gamma_0 \frac{\Gamma_{iso}}{\Gamma} \Phi_R(E_R) + \sigma_{NR}^T \cdot \Phi_{NR} \quad (4.11)$$

5. EKSPERIMENTALNO ODREDIVANJE VEROVATNOĆE POBUDENJA IZOMERNOG NIVOA

Ako se meta apsorber ozračava za vreme t_{irr} , verovatnoća pobudenja izomernog nivoa u jedinici vremena (jed. 4.11) može da se izrazi preko broja pobudnih stanja u jedinici vremena. Do broja pobudnih stanja dolazi se na sledeći način:

Posmatrajmo promenu broja jezgara koja se nalaze u osnovnom stanju X. Usled ozračivanja γ -zracima fluksa Φ , jezgra X prelaze iz osnovnog u pobudeno stanje Y.

Diferencijalna jednačina koja opisuje promenu broja jezgara X je: [10]

$$\frac{dN_X}{dt} = - N_X \sigma \Phi \quad (5.1)$$

m - masa apsorbera

M - molekulska masa

N_{AV} - Avogadrovo broj

Njeno rešenje uz početne uslove $t=0$, $N_X^0 = \frac{m N_{AV}}{M}$ je:

$$N_X = \frac{m N_{AV}}{M} \cdot e^{-\sigma \Phi t} \quad (5.2)$$

Ta jednačina pokazuje kako se smanjuje broj jezgara X u osnovnom stanju zbog proizvodnje jezgara Y u pobudenom stanju.

Promena broja jezgara u pobudenom stanju je data diferencijalnom jednačinom:

$$\begin{aligned}\frac{d N_Y}{dt} &= -\lambda N_Y + N_X \sigma \Phi = \\ &= -\lambda N_Y + \frac{m N_{AV}}{M} \sigma \Phi e^{-\sigma \Phi t}\end{aligned}\quad (5.3)$$

pri čemu prvi član predstavlja brzinu raspadanja a drugi brzinu nastajanja jezgara Y.

Korišćenjem početnih uslova dolazi se do rešenja: ($t=0, N_Y^0 = 0$)

$$N_Y = \frac{m N_{AV}}{M} \cdot \frac{\sigma \Phi}{(\lambda - \sigma \Phi)} (e^{-\sigma \Phi t} - e^{-\lambda t}) \quad (5.4)$$

U jednostavnijem obliku (kada je $\sigma \Phi \ll \lambda$) broj jezgara u pobudenom stanju je:

$$N_Y(t) = N_A \frac{\sigma \Phi}{\lambda} (1 - e^{-\lambda t}) ; \quad N_A = \frac{m N_{AV}}{M} \quad (5.5)$$

Kako proizvod $\sigma \cdot \Phi$ predstavlja verovatnoću pobuđenja izomernog nivoa u jedinici vremena P sledi:

$$P = \frac{N(t_{irr}) \cdot \lambda}{N_A \left[1 - e^{-\lambda t_{irr}} \right]} \quad (5.6)$$

t_{irr} - je vreme ozračivanja

λ - konstanta raspada izomernog nivoa a

$N(t_{irr}) \cdot \lambda$ - indukovana aktivnost

Između završetka ozračivanja i početka merenja (sam eksperiment i postupak merenja detaljnije će biti opisani u narednim poglavljima) odn. detektovanja indukovanih zračenja protekne vreme Δt . Za to vreme Δt smanjuje se broj pobudnih stanja (po eksponencijalnom zakonu), a za vreme sakupljanja podataka t_{coll} merimo broj raspada pobudnih stanja.

Interesuje nas koliko je još jezgara ostalo u pobudenom stanju posle vremenskog intervala Δt . Taj broj jezgara je:

$$N(\Delta t) = N(t_{irr}) e^{-\lambda \Delta t} \quad (5.7)$$

Znači $N(t_{\text{irr}}) e^{-\lambda \Delta t}$ predstavlja početni broj jezgara u pobudenom stanju u trenutku pre početka detektovanja (sakupljanja podataka). Prema tome broj jezgara koja se deekscitiraju za vreme t_{coll} je:

$$N_R(t_{\text{coll}}) = N(t_{\text{irr}}) e^{-\lambda \Delta t} (1 - e^{-\lambda t_{\text{coll}}}) \quad (5.8)$$

Kada se u obzir uzmu efikasnost detektora i proces unutrašnje konverzije (određivanje efikasnosti ξ i konverzionog koeficijenta α takođe će kasnije biti opisano) broj detektovanih γ -zraka dat je relacijom:

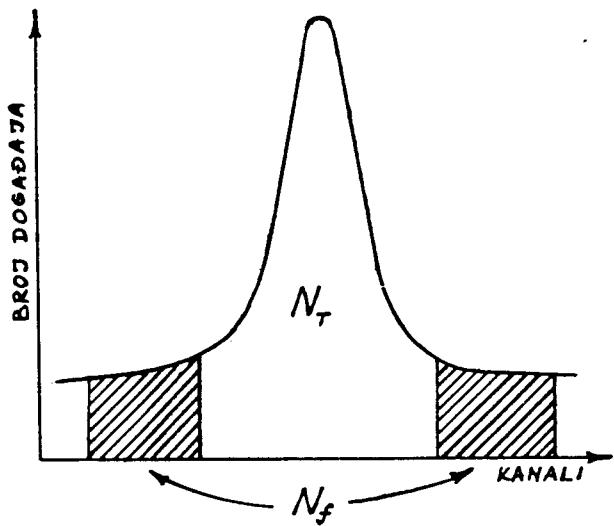
$$N_\gamma(t_{\text{coll}}) = N(t_{\text{irr}}) e^{-\lambda \Delta t} \left[1 - e^{-\lambda t_{\text{coll}}} \right] \cdot \frac{\xi}{1+\alpha} \quad (5.9)$$

Jednačinu 5.8 podelili smo sa veličinom $1+\alpha$ da bi sa ukupnog broja deekscitiranih jezgara prešli na onaj broj jezgara koji se deekscitovao isključivo radijacionim γ -prelazom. Kada se taj broj pomnoži sa efikasnošću ξ dobija se broj γ -zraka detektovanih u eksperimentu ("uhvaćenih" u područje detektora).

Kombinovanjem relacija 5.6 i 5.9 dobija se konačni izraz za eksperimentalno određivanje verovatnoće pobudjenja izomernog nivoa u jedinici vremena:

$$P(s^{-1}) = \frac{\lambda (1 + \alpha) N_\gamma(t_{\text{coll}})}{N_A \xi \left[1 - e^{-\lambda t_{\text{irr}}} \right] e^{-\Delta t} \left[1 - e^{-\lambda t_{\text{coll}}} \right]} \quad (5.10)$$

Velicine λ - konstanta raspada izomernog nivoa ^{199}Hg i N_A - broj jezgara ^{199}Hg u uzorku mogu da se izračunaju, a koeficijent konverzije α nalazi se iz odgovarajućih tablica. Da bismo odredili efikasnost detektora (za određenu vrednost energije) za naš uzorak, potrebno je prvo odrediti energetsku zavisnost efikasnosti kvarcnog peska SiO_2 (nosača sa ubaćenim radioaktivnim izvorima) i odgovarajuće transparencije. Važno je da se sva merenja za oba uzorka obave pod identičnim geometrijskim uslovima.



sl. 5.1

$N_{\gamma}(t_{coll})$ - broj detektovanih γ -zraka predstavlja intenzitet uočene linije u spektru indukovanih zračenja prikazanog na slici 4.1. N_t je ukupan broj dogadaja (površina pod celim pikom) a N_f potiče od pozadinskog zračenja. N_{γ} se odreduje kao: [3]

$$N_{\gamma} = N_t - N_f \quad (5.11)$$

5.1. PRIPREMA UZORKA ZA MERENJE

Ovaj deo rada je vrlo značajan za eksperiment: uzorak (u obliku sprašenog živinog oksida) mora biti pripremljen na takav način da se obezbede najbolji uslovi za dva različita procesa: pobudenje nivoa ^{199}Hg rezonantnom apsorpcijom i emisiju indukovanih zračenja.

Ukratko postupak merenja je sledeći: pretpostavka je da se ozračivanjem mete HgO jakim izvorom γ -zraka, pobuduju jezgra ^{199}Hg procesom rezonantne apsorpcije. Dekscitacija se odvija preko izomernog nivoa koji se na osnovno stanje raspada emisijom dva fotonu u kaskadi (prema šemsi ^{199}Hg str.32). Posle kratkog vremena "hladenja" mete, detektuje se indukovano zračenje mete - izvora odgovarajućim detektorom. Broj pobudnih jezgara žive srazmeran je površini i masi uzorka, dok je transparencija indukovanih zračenja obrnuto srazmerna debljinu uzorka, t.j. dužini puta koji prelazi foton dok ne izade iz uzorka.

5.2. ODREDIVANJE EFIKASNOSTI ϵ_T^{HgO}

Totalne efikasnosti ϵ_T^{HgO} i ϵ_T^P (odnosi se na pesak) mogu se izračunati kao proizvodi: [4]

* Efikasnost detektora se definiše kao: [3]

$$\epsilon(E) = \frac{N_{\gamma}(E)}{N'_{\gamma}(E)} \quad (5.12)$$

gde je:

- $N_{\gamma}(E)$ - broj γ -zraka energije E detektovanih pod vrhom totalne apsorpcije
- $N'_{\gamma}(E)$ - broj γ -zraka energije E emitovanih u jedinici vremena

$$\varepsilon_T^{HgO} = \varepsilon \cdot T_{HgO} \quad (5.13)$$

$$\varepsilon_T^P = \varepsilon \cdot T_P \quad (5.14)$$

gde je:

- T_{HgO} - transparencija uzorka HgO,
- T_P - transparencija peska, a
- ε - efikasnost zamišljenog uzorka sa maksimalnom vrednošću transparencije $T=1$ (u takvom apsolutno providnom uzorku ne javlja se proces samoapsorpcije). ε ne zavisi da vrste materijala već samo od geometrijskih uslova.

Kako se merenje i za HgO i za SiO_2 obavlja pod identičnim geometrijskim uslovima važi:

$$\varepsilon_T^{HgO} = \frac{N_d}{N_e} \quad (5.15)$$

$$\varepsilon_T^P = \frac{N_d^P}{N_e^P} \quad (5.16)$$

ako podelimo jednačinu 5.13 sa 5.14 dobija se

$$\varepsilon_T^{HgO} = \varepsilon_T^P \cdot \frac{T_{HgO}}{T_P} \quad (5.17)$$

Dakle da bismo našli totalnu efikasnot ε_T^{HgO} za određenu vrednost energije treba da odredimo ε_T^P za istu vrednost energije, kao i odgovarajuće transparencije T_{HgO} i T_P .

Transparencija uzorka

Transparencija je data formulom:

$$T = e^{-\mu(E) \cdot l_m(h)} \quad (5.18)$$

- h - je debljina - visina uzorka
- $\mu(E)$ - atenuacioni koeficijent za datu energiju E
- $l_m(h)$ - srednja dužina puta koju foton pređe kroz uzorak.

Srednja dužina puta fotona l_m ne zavisi od vrste materijala ili energije već samo od geometrije uzorka. Za razliku od sferičnih izvora za koje je

$$l_m = \frac{3}{4} R \quad (5.19)$$

- R - je poluprečnik

za cilindrične izvore analitički izraz je teško pronaći (osim za cilindre malog poluprečnika a velike visine, ali su oni nepraktični za merenje).

Za određivanje l_m koriste se drugi postupci na pr. računski - Montekarlo metodom [5]. Na slici 5.3 je prikazana zavisnost l_m od poluprečnika R i visine h kao parametra.

Jedan od zahteva identičnih uslova merenja za oba uzorka je da se nalaze u istoj kutijici. Dimenzije plastične kutijice cilindričnog oblika u koju se ubacuju i HgO i SiO_2 date su na sl. 5.2.

Masa živinog oksida iznosi

$$m_{HgO} = 66.7668 \text{ g}$$

a izračunata gustina

$$\rho_{HgO} = 3.1725 \text{ g/cm}^3$$

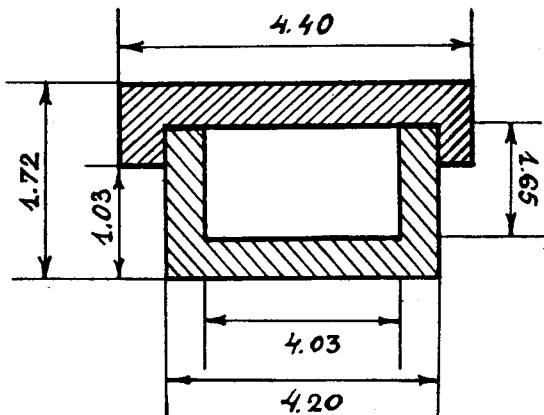
Za kvarcni pesak vrednosti su

$$m_p = 35.520 \text{ g}$$

$$\rho_p = 1.688 \text{ g/cm}^3$$

Vrednosti poluprečnika R i debljine h su jednake za oba uzorka:

sl. 5.2



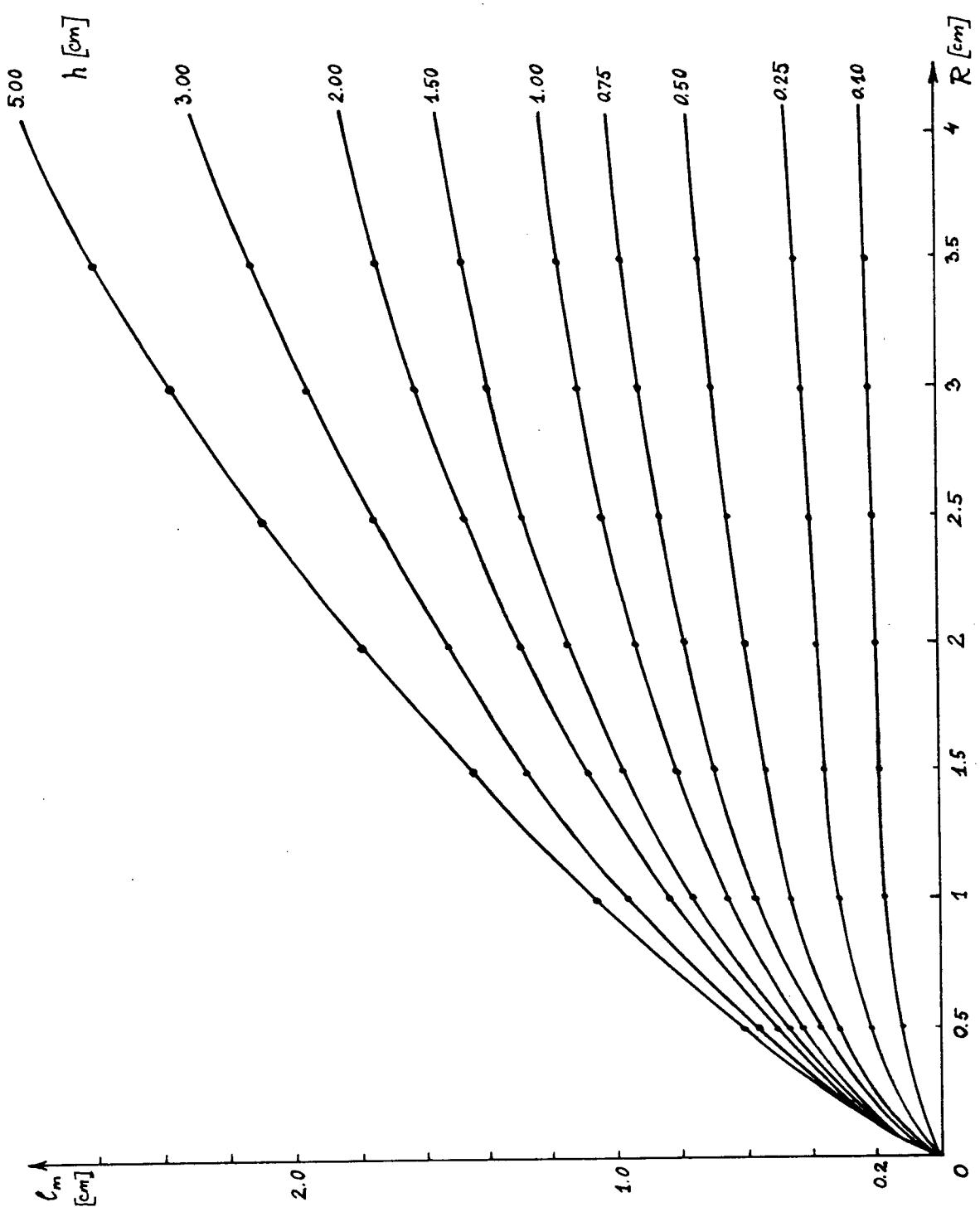
$$h = 16.5 \text{ mm}$$

$$R = 20.15 \text{ mm}$$

Na slici 5.4 grafički je prikazana zavisnost $l_m = l_m(h)$ (parametar $R=2.015 \text{ cm}$) za vrednosti date u tabeli 5.1.

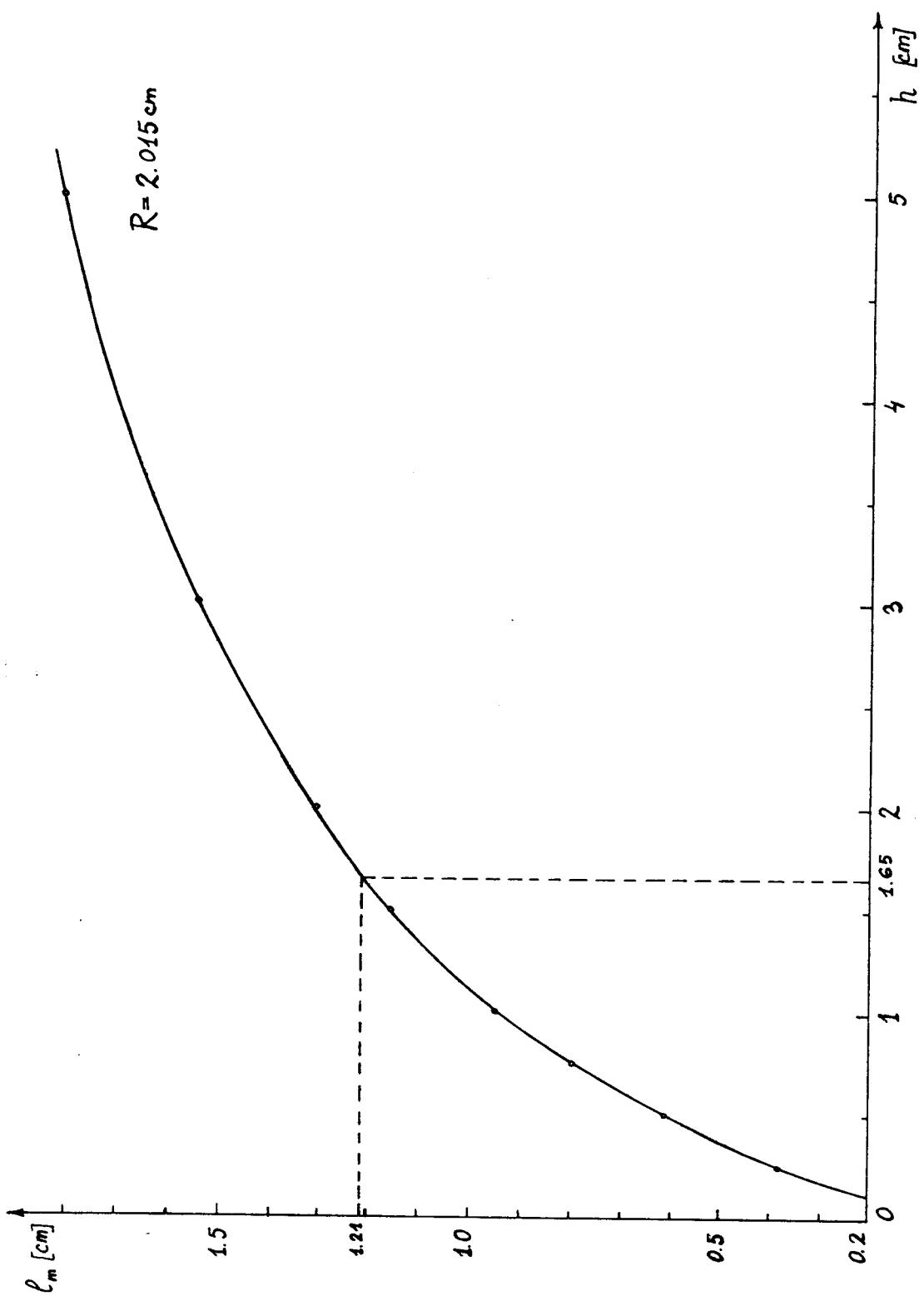
[cm] h	0.10	0.25	0.50	0.75	1.0	1.5	2.0	3.0	5.0	
[cm] l_m	0.20	0.38	0.61	0.79	0.95	1.15	1.30	1.54	1.805	$R=2.015 \text{ cm}$

Tabela 5.1.



sl. 5.3

Zavisnost srednje dužine puta fotona l_m od poluprečnika R i visine h



sl. 5.4

Zavisnost srednje dužine puta fotona l_m od visine h za vrednost poluprečnika $R=2.015 \text{ cm}$

Za $h=1.65$ cm očitana vrednost sa grafika na sl. 5.4 je $l_m = 1.21$ cm
 Nalaženjem koeficijenata atenuacije $\mu = \mu_m \cdot \rho$ (u tablicama su dati
 maseni koeficijenti) za energije raspada izomernog nivoa ^{199}Hg (šema
 nivoa je data na str. 32) $E_1 = 374$ keV i $E_2 = 158$ keV možemo izračunati
 odgovarajuće transparencije.

UZORAK	E [keV]	$\mu_m \left[\frac{\text{cm}^2}{\text{g}} \right]$	$\mu \left[\text{cm}^{-1} \right]$	T [%]
HgO	374	0.221	0.701	42.82
	158	1.48	4.694	0.34
SiO ₂	374	0.133	0.2245	81.91
	158	0.0977	0.1645	76.21

Tabela 5.2.

Rezultati su prikazani u tabeli 5.2. Efekat samoapsorpcije više dolazi do izražaja na manjim energijama. Opadanje transparencije je znatno izrazitije kod HgO u odnosu na SiO₂ (zbog veće gustine). Za energiju 158 keV T_{HgO} iznosi svega 0.34% tako da ćemo verovatnoču pobudnja odrediti merenjem intenziteta linije koja odgovara prelazu 374 keV.

Efikasnost ξ_T^P

Da bismo izračunali ξ_T^{HgO} prema formuli 5.17 treba da odredimo i totalnu efikasnost ξ_T^P . U kvarcnom pesku koji koristimo za to merenje nalaze se izvori poznatih aktivnosti (tab. 5.3). Specifična aktivnost A(kBq/kg) odnosi se na dan 4. 01. 1986.

IZVOR	Cd-109/Ag109	Sb-125	Co-57	Ce-139	Cs-134
A $\left[\frac{\text{kBq}}{\text{kg}} \right]$	98(3)	24.5(6)	6.44(20)	11.02(18)	24.3(5)

Tabela 5.3.

Snimanje peska trajalo je $t=17822$ s. Rezultati su prikazani u tabeli 5.4. U trećoj koloni je period poluraspada $T_{1/2}$ u četvrtoj gama prinos p_γ u petoj i šestoj broj kanala i energija u keV, a u sedmoj

površina pika (intenzitet uočene γ -linije). Izračunati broj emitovanih fotona nalazi se u osmoj koloni, a vrednosti za efikasnot ε_T^P date su u poslednjoj koloni.

Kako su podaci za aktivnost A (kBq/kg) za dan 4.01.1986. treba izračunati aktivnost na dan merenja 21.07.'89. A_1 (Bq). Vremenski interval između ta dva datuma iznosi $t_0 = 1207$ d.

$$A_1 = A \cdot m_p e^{-\frac{t_0}{T_{1/2}}} = A \cdot m_p 2^{-\frac{t_0}{T_{1/2}}} \quad (5.21)$$

Množenjem gornjeg izraza sa p_γ dobija se aktivnost koja potiče samo od posmatranog γ -prelaza A_2 (Bq):

$$A_2 = A_1 \cdot p_\gamma \quad (5.22)$$

Da bismo odredili broj emitovanih γ -zraka moramo znati koji se broj jezgara paspadne za vreme merenja t :

$$N_e = \frac{A_2}{\ln 2} \left[1 - e^{-\frac{t_0}{T_{1/2}} \ln 2} \right] \quad (5.23)$$

to jest

$$N_e = N_0 \left[1 - 2^{-\frac{t}{T_{1/2}}} \right]; \quad N_0 = \frac{A_2 \cdot T_{1/2}}{\ln 2} = \frac{A \cdot m_p p_\gamma T_{1/2} e^{-\frac{t_0}{T_{1/2}}}}{\ln 2}$$

Na kraju totalnu efikasnot ε_T^P računamo kao:

$$\varepsilon_T^P = \frac{N_d}{N_e} = \frac{N_d}{N_0 \left(1 - 2^{-\frac{t}{T_{1/2}}} \right)}; \quad (5.24)$$

Za nalaženje greške $\Delta \varepsilon_T^P$ jednačinu 5.24 treba napisati u složenijem obliku:

$$\varepsilon_T^P = \frac{N_d \cdot \ln 2}{A \cdot m_p p_\gamma T_{1/2} 2^{-\frac{t_0}{T_{1/2}}} \cdot \left(1 - 2^{-\frac{t}{T_{1/2}}} \right)}$$

RED. BROJ	IZVOR	A [$\frac{\text{kBq}}{\text{kg}}$]	T _{1/2}	p _{γ}	BROJ KANALA	E [keV]
1.	Cd-109/ Ag-109	98(3)	1.2665(11) ^y	0.036 (5)	113.29(9)	87.87(6)
2.	Co-57	6.44(20)	271.77 ^d	0.1069(17)	211.88(11)	136.28(6)
3.	Ce-139	11.02(18)	137.66(13) ^d	0.799 (5)	271.73 (7)	165.67(5)
4.	Sb-125	24.5 (6)	2.73(3) ^y	0.0679(14)	293.04 (7)	176.13(5)
5.	Sb-125	24.5 (6)	2.73(3) ^y	0.00323(7)	349.73(12)	203.97(7)
6.	Sb-125	24.5 (6)	2.73(3) ^y	0.00410(8)	587.73(15)	320.86(8)
7.	Sb-125	24.5 (6)	2.73(3) ^y	0.0152 (3)	708.56 (9)	380.21(6)
8.	Sb-125	24.5 (6)	2.73(3) ^y	0.294 (6)	805.10 (8)	427.64(5)
9.	Sb-125	24.5 (6)	2.73(3) ^y	0.00303(7)	836.9 (3)	443.26(16)
10.	Sb-125	24.5 (6)	2.73(3) ^y	0.1045(21)	877.33 (8)	463.12(5)
11.	Cs-134	24.3 (5)	2.062(5) ^y	0.0146 (4)	981.81(12)	475.15(7)
12.	Cs-134	24.3 (5)	2.062(5) ^y	0.0838(15)	1080.60 (8)	563.01(5)

count $N_d \cdot 10^3$	$N_e \cdot 10^3$	$\xi_T^P \cdot 10^{-2}$
37.73(25)	365.502	10.32(1.47)
2.18(15)	20.055	10.87(0.84)
1.36(12)	12.779	10.64(1.04)
41.78(25)	454.789	9.19(0.31)
1.57(14)	21.634	7.26(0.69)
1.31(14)	27.461	4.77(0.53)
4.77(16)	101.808	4.68(0.22)
83.2 (3)	196.917	4.22(0.21)
0.59(14)	202.945	2.91(0.12)
27.53(23)	699.927	3.93(0.11)
2.22(14)	73.888	3.00(0.21)
10.13(15)	424.099	2.39(0.07)

Tabela 5.4

$\Delta \varepsilon_T^P$ tražimo po sledećim veličinama: N_d , A , p_γ , m_p i $T_{1/2}$:

$$\begin{aligned} \Delta \varepsilon_T^P = & \left[\left(\frac{\partial \varepsilon_T^P}{\partial N_d} \right)^2 (\Delta N_d)^2 + \left(\frac{\partial \varepsilon_T^P}{\partial A} \right)^2 (\Delta A)^2 + \left(\frac{\partial \varepsilon_T^P}{\partial p_\gamma} \right)^2 (\Delta p_\gamma)^2 + \right. \\ & \left. + \left(\frac{\partial \varepsilon_T^P}{\partial m_p} \right)^2 (\Delta m_p)^2 + \left(\frac{\partial \varepsilon_T^P}{\partial T_{1/2}} \right)^2 (\Delta T_{1/2})^2 \right]^{1/2} \end{aligned} \quad (5.25)$$

Konačni izraz za grešku $\Delta \varepsilon_T^P$ je:

$$\Delta \varepsilon_T^P = \varepsilon \left[\frac{1}{N_e^2} (\Delta N_d)^2 + \frac{1}{A^2} (\Delta A)^2 + \frac{1}{p_\gamma^2} (\Delta p_\gamma)^2 + \frac{1}{m_p^2} (\Delta m_p)^2 + \right. \quad (5.26)$$

$$+ \frac{1}{T_{1/2}^{-\frac{t}{T_{1/2}}}} \left\{ 1 + \frac{t_0}{T_{1/2}} \ln 2 - 2^{-\frac{t}{T_{1/2}}} \left[1 + \frac{t_0 + t}{T_{1/2}} \ln 2 \right] \right\}^{1/2}$$

$$T_{1/2} \left[1 - 2^{-\frac{t}{T_{1/2}}} \right]$$

Vrednosti za greške ΔN_d , ΔA , Δp_γ i $\Delta T_{1/2}$ date su u tabeli 5.4 a Δm_p iznosi 10^{-5} g.

Na slici 5.5 prikazana je zavisnost efikasnosti ε_T^P od energije E. Očitana vrednost sa grafika za energiju $E = 374$ keV je:

$$\varepsilon_T^P = 0.045 ;$$

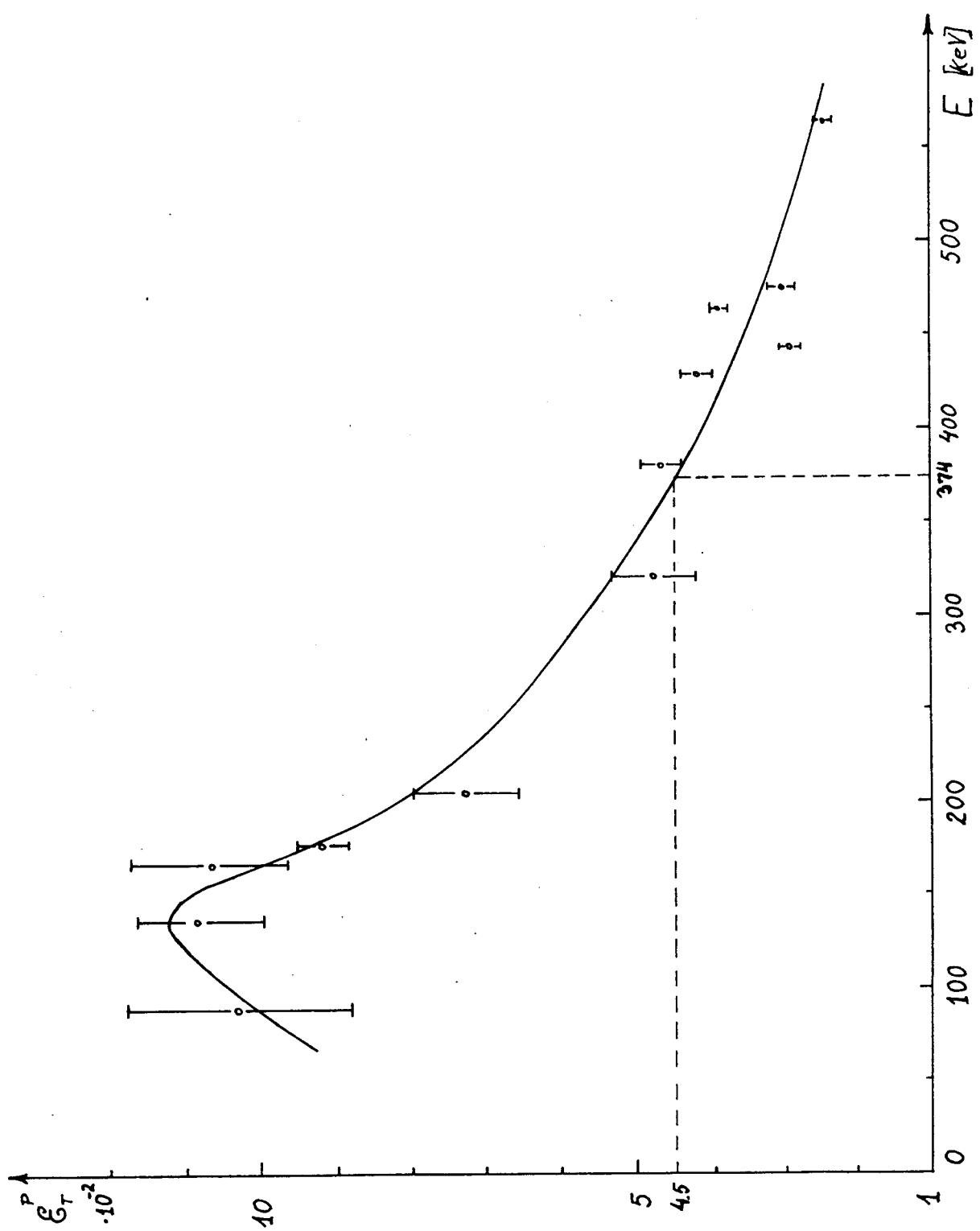
Zamenom vrednosti za ε_T^P i T_{Hg0} , T_p (str.22) u jednačinu 5.17 dobija se vrednost za totalnu efikasnost ε_T^{Hg0} :

$$\varepsilon_T^{Hg0} = 0.023$$

Za određivanje greške $\Delta \varepsilon_T^{Hg0}$ jednačinu 5.17 moramo napisati u transformisanom obliku:

$$\varepsilon_T^{Hg0} = \varepsilon_T^P \cdot \frac{T_{Hg0}}{T_p} = \varepsilon_T^P \cdot \frac{e^{-\mu_m^{Hg0} \cdot \rho_{Hg0} \cdot l_m}}{e^{-\mu_m^p \cdot \rho_p \cdot l_m}} = \quad (5.27)$$

$$= \varepsilon_T^P \cdot e^{(\mu_m^p \rho_p - \mu_m^{Hg0} \rho_{Hg0}) l_m}$$



sl. 5.5

Zavisnost totalne efikasnosti ε_T^P od energije E

Greška za ε_T^{HgO} je:

$$\Delta\varepsilon_T^{HgO} = \left[\left(\frac{\partial\varepsilon_T^{HgO}}{\partial\varepsilon_T^P} \right) (\Delta\varepsilon_T^P)^2 + \left(\frac{\partial\varepsilon_T^{HgO}}{\partial\mu_m^P} \right) (\Delta\mu_m^P)^2 + \left(\frac{\partial\varepsilon_T^{HgO}}{\partial\mu_m^{HgO}} \right) (\Delta\mu_m^{HgO})^2 \right. \\ \left. + \left(\frac{\partial\varepsilon_T^{HgO}}{\partial l_m} \right) (\Delta l_m)^2 \right]^{1/2} \quad (5.28)$$

a krajnji izraz je oblika:

$$\Delta\varepsilon_T^{HgO} = \varepsilon_T^{HgO} \left[\frac{1}{\varepsilon_T^P} (\Delta\varepsilon_T^P)^2 + (\rho_p l_m)^2 (\Delta\mu_m^P)^2 + (\rho_{HgO} l_m)^2 (\Delta\mu_m^{HgO})^2 + \right. \\ \left. + (\mu_m^P \rho_p - \mu_m^{HgO} \rho_{HgO}) (\Delta l_m)^2 \right]^{1/2} \quad (5.29)$$

vrednosti potrebne za izračunavanje $\Delta\varepsilon_T^{HgO}$ su:

$$\begin{aligned} \varepsilon_T^{HgO} &= 0.023 & \mu_m^{HgO} &= 0.221 \text{ cm}^2/\text{g} & (3\%) \quad \Delta\mu_m^{HgO} &= 6.63 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^2/\text{g} \\ \varepsilon_T^P &= 0.045 & \rho_{HgO} &= 3.172 \text{ g/cm}^3 & (3\%) \quad \Delta\mu_m^P &= 3.99 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^2/\text{g} \\ \Delta\varepsilon_T^P &= 0.023(10\%) & \mu_m^P &= 0.133 \text{ cm}^2/\text{g} & l_m &= 1.21 \text{ cm} \\ \rho_p &= 1.688 \text{ g/cm}^3 & (10\%) \quad \Delta l_m &= 0.121 \text{ cm} \end{aligned}$$

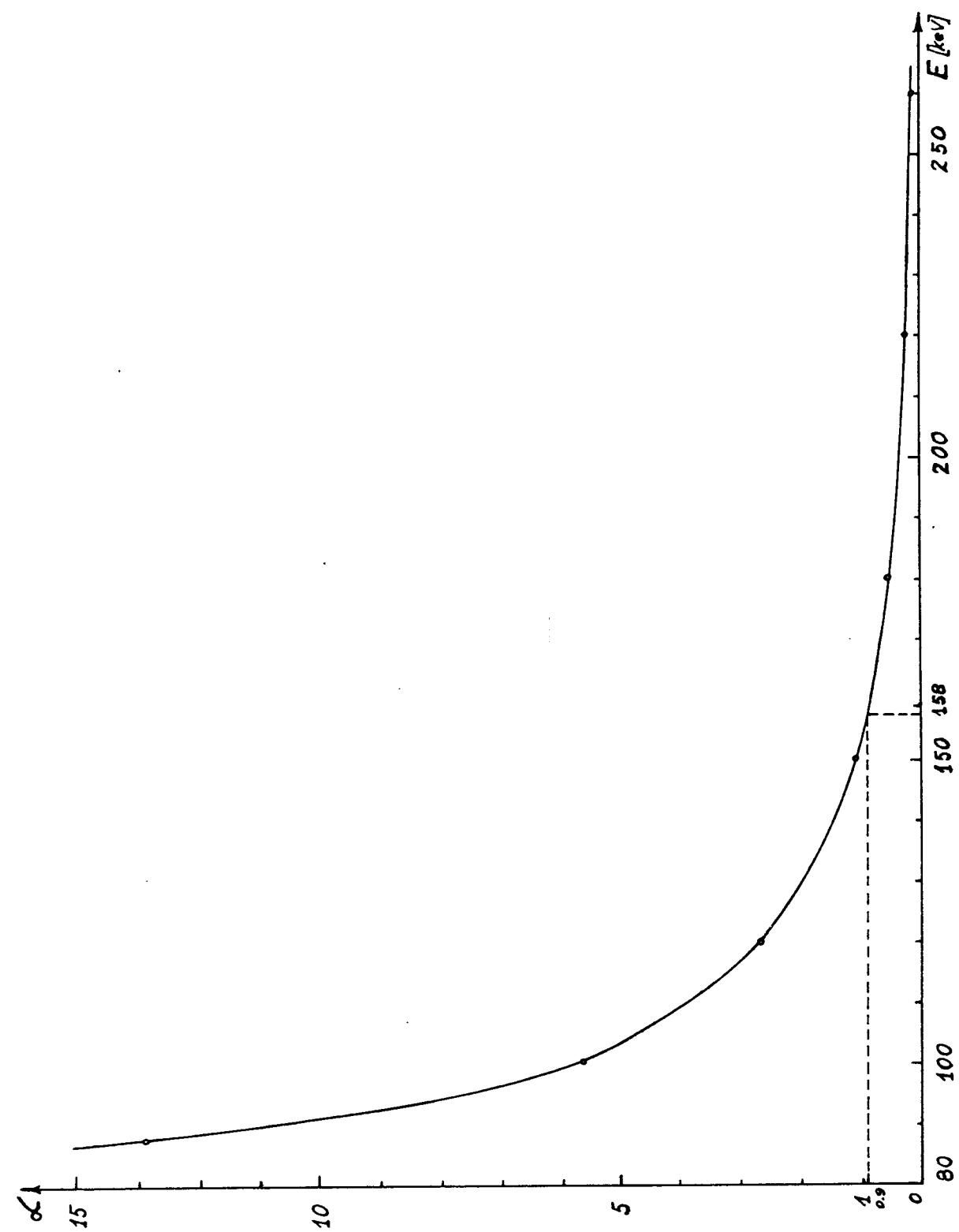
Zamenom ovih vrednosti u izraz 5.29 izračunata je greška $\Delta\varepsilon_T^{HgO}$ i ona iznosi:

$$\Delta\varepsilon_T^{HgO} = 2.81 \cdot 10^{-3} \quad \text{dakle}$$

$$\varepsilon = \varepsilon_T^{HgO} = (0.023 \pm 0.003) ; \quad \frac{\Delta\varepsilon}{\varepsilon} \approx 13\%$$

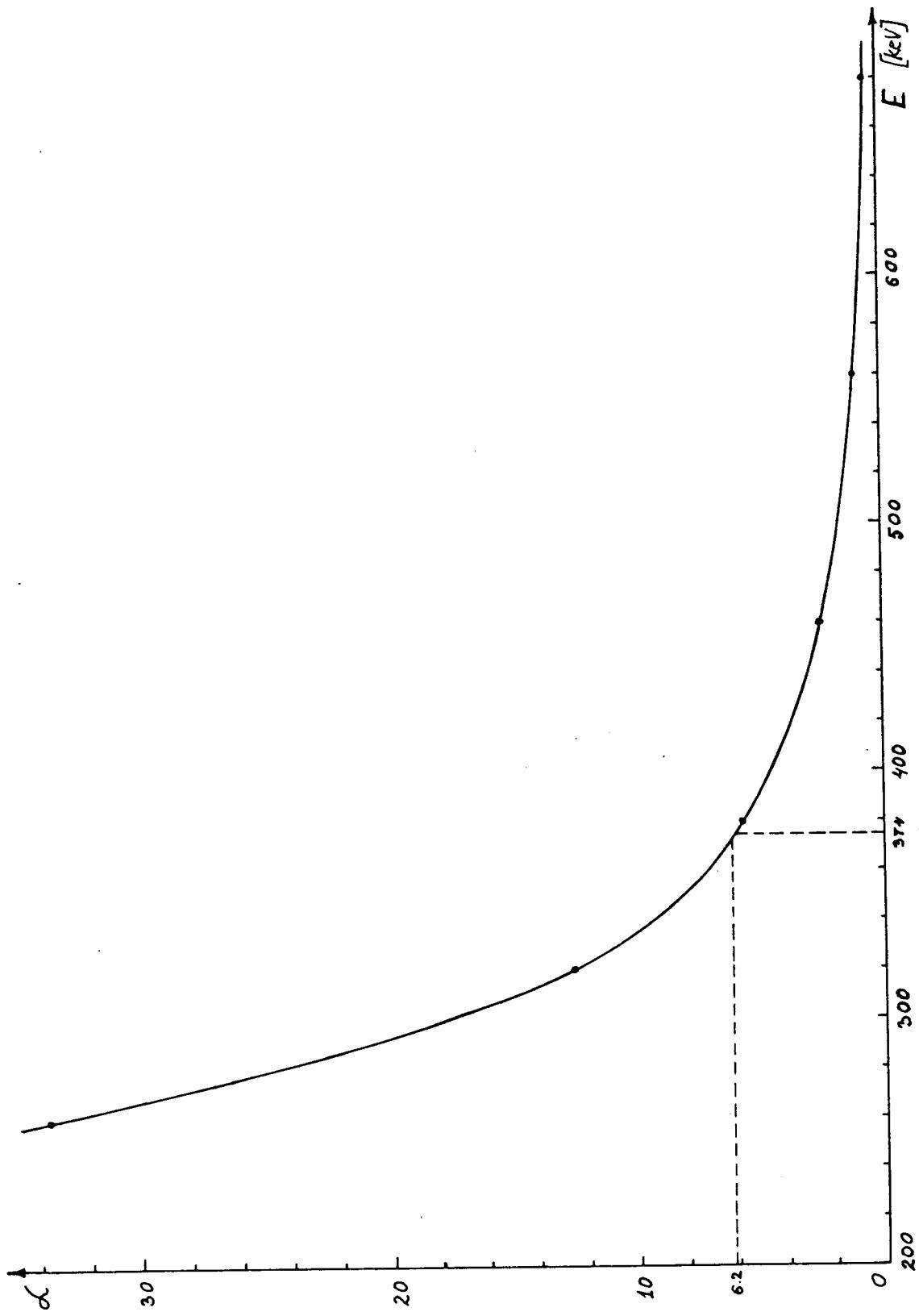
5.3. ODREDIVANJE KOEFICIJENTA KONVERZIJE α

Konverzionalni koeficijent α odreditemo iz tablica [7] u kojima se nalaze teorijski izračunate vrednosti koeficijenata. α zavisi od multipolnosti zračenja L_r - kada se povećava L_r raste i vrednost α , dok je zavisnost od energije obrnuto srazmerna.



sl. 5.6.a

Zavisnost koeficijenta konverzije α od energije zračenja E
za multipolnost $E2$



sl. 5.6. b

Zavisnost koeficijenta konverzije α od energije E za multipolnost M4

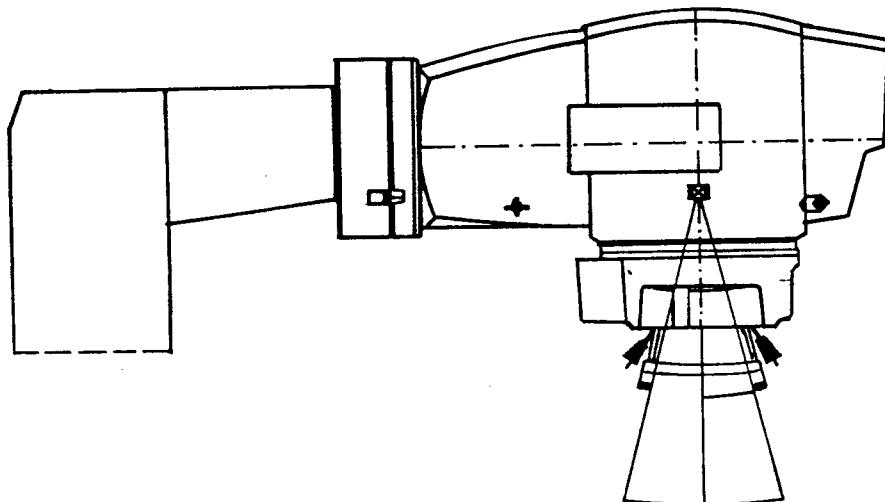
U tablicama [7] treba pronaći deo koji odgovara rednom i masenom broju našeg uzorka ($z=80$, $A=199$) kao i odgovarajuće multipolnosti E_2 za 158 keV i M_4 za 374 keV. Za nekoliko vrednosti (u intervalu oko E_1 i E_2) nacrtani su grafici ($\alpha = \alpha(E)$; L_r kao parametar) na sl. 5.6.a i 5.6.b Vrednosti sa grafika su:

$$\alpha = 0.9 \quad (E = 158 \text{ keV}) \quad i$$

$$\alpha = 6.2 \quad (E = 374 \text{ keV})$$

5.4. IZVOR ZRAČENJA

Kao izvor zračenja korišćen je jak izvor Co-60 koji se nalazi u Institutu za onkologiju u Sr. Kamenici. Kapsula sa izvorom je smeštena u glavu GAMMATRONS izradenu najvećom delom od olova. Na slici 5.7 je



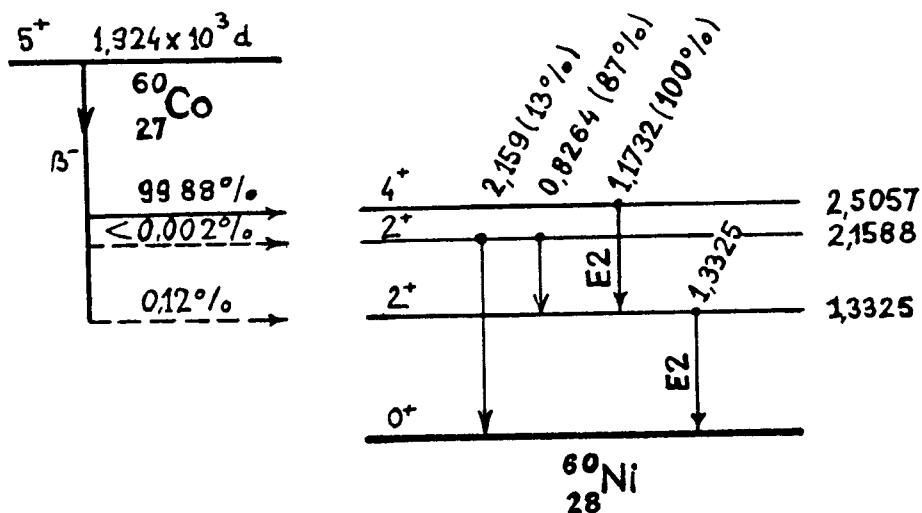
sl. 5.7

prikazana skica izvora u glavi. Rastojanje izmedu izvora i nosača na kojem je postavljena meta je 6 cm a ozračavanje je trajalo $t_{irr} = 9120$ s.

Šema rapada Co-60 je na slici 5.8 Co-60 emituje zračenje energija

$$E = 1332 \text{ keV} \quad i$$

$$E = 1173 \text{ keV}$$



sl. 5.8

Postoje i energije $E = 2159$ keV i $E = 856$ keV ali se intenziteti tih linija mogu zanemariti. Kako izvor ima konačne dimenzije dolazi do Komptonovog rasejanja monoenergetskih fotona u samom materijalu od kojeg je napravljen izvor i u njegovoj okolini. Zbog toga se zračenje sastoji od fotona kontinuiranih energija od nule do maksimalne vrednosti.

Svaki izvor je okarakterisan odnosom broja rasejanih i broja primarnih fotona:

$$K = \frac{S}{P} \quad (5.30)$$

a prema najgruboj aproksimaciji broj fotona je ravnomerno raspoređen po energijama.

5.5. META HgO

Uzorak žive $^{199}_{80}\text{Hg}$ u obliku sprašenog živinog oksida HgO zatvoren je u plastičnu kutijicu oblika cilindra. Visina cilindra - debљina mete je $h=1.65 \text{ cm}$, masa oksida $m_{\text{HgO}} = 66.7668 \text{ g}$, a postotak ^{199}Hg u prirodnjoj živi iznosi $a=16.8\%$ [8].

Na slici 5.9 je šema nivoa i poznatih prelaza $^{199}_{80}\text{Hg}$. Spin osnovnog stanja je

$$I_0 = \frac{1}{2}^-$$

(neparan broj nukleona $A = 199$) a izomernog:

$$I_{\text{iso}} = \frac{13}{2}^+$$

Period poluraspada izomernog nivoa iznosi

$$T_{1/2} = 42.6 \text{ min}$$

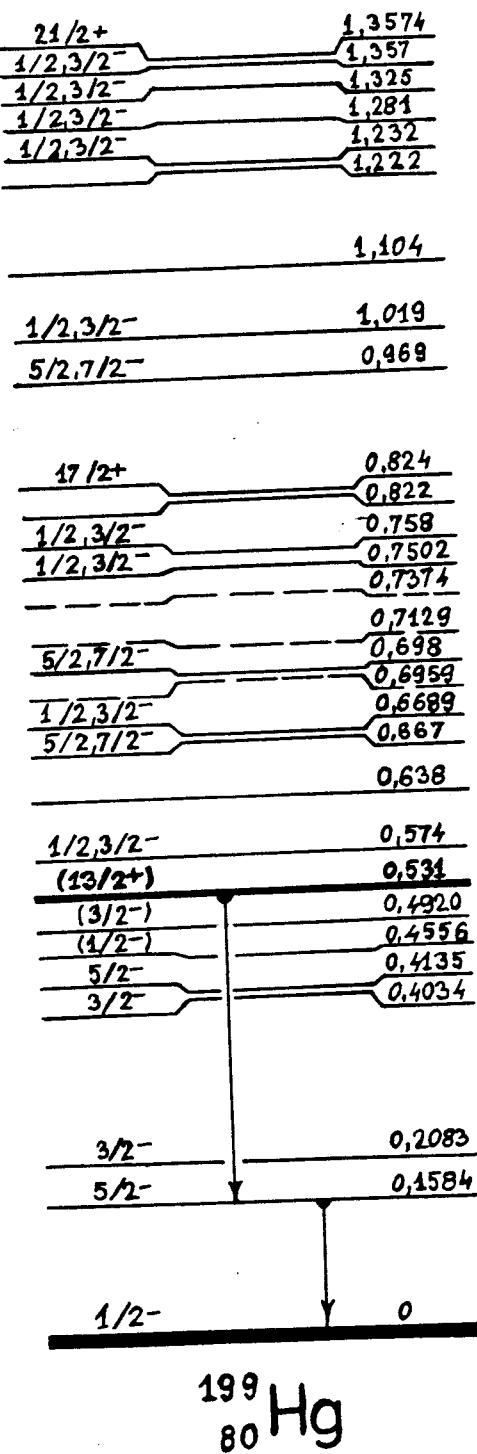
Gornja granica za pobudenje je maksimalna energija koju daje izvor Co-60 1332 keV. Nije moguće tačno utvrditi koji se nivo pobuduje. Verovatnoća pobudjenja bilo kog nivoa zavisi od parcijalne širine nivoa i razlika spinova osnovnog stanja i pobudenog nivoa. Za veću razliku spinova veća je i verovatnoća pobudjenja, a zavisnost od širine nivoa je direktno srazmerna: što je nivo bolje definisan (manja je širina) manja je verovatnoća pobudjenja.

Izomerni nivo energije

$$E_{\text{iso}} = 532 \text{ keV}$$

raspada se u osnovno stanje preko dva prelaza:

$$E_1 = 374 \text{ keV} \quad \text{i} \quad E_2 = 158 \text{ keV}$$



sl. 5.9 [8]

Kako znamo parnost i spinove početnih i krajnjih stanja za oba prelaza prema selekcionom pravilu i zakonu o održanju parnosti, multipolnosti emitovani γ -zraka su:

$$M4 (E_1) \quad i \quad E2 (E_2)$$

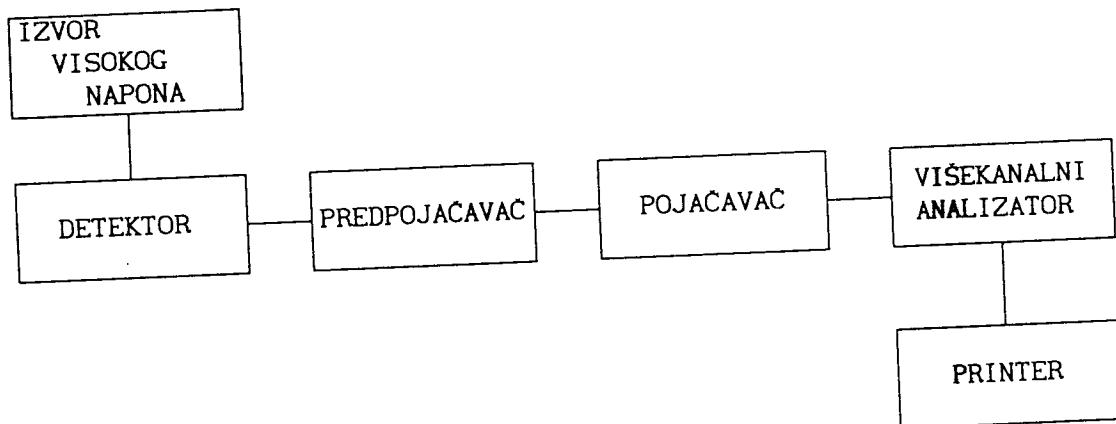
5.6. DETEKTORSKI SISTEM

Detekcija γ -zračenja zasniva se na interakciji sa materijom kroz koju prolazi zračenje. Glavni efekti interakcije su:

- fotoelektrični efekat,
- Komptonovo rasejanje i
- stvaranje para elektron-pozitron

Sistem za merenje (sl. 5.9) se sastoji od:

- koaksijalnog Ge-Li detektora
- izvora visokog napona
- pojačavačkog sistema
- višekanalnog analizatora i
- printer-a



sl. 5.10

5.7. REZULTATI - IZRAČUNAVANJE VEROVATNOĆE POBUDENJA IZOMERNOG NIVOA -

Posle završetka ozračivanja mete "vreme hladjenja" je bilo $\Delta t = 840$ s. Snimanje (na detektoru MODEL 7600 S1 Ge(Li) firme CANBERRA) trajalo je $t = 11000$ s.

U spektru se nije pojavio nijedan pik već samo mali broj linija koje potiču od prirodne radioaktivnosti u atmosferi (tab. 5.5).

REDNI BROJ	KANAL	E [keV]	E_{TAB} [keV]	NUKLID
1.	413.2457 (.3689)	238.9598 (.2056)	238.758	Pb-212
			238.40	Pb-214
2	645.0623 (.3382)	352.1376 (0.236)	351.87	Pb-214
3.	1278.2700 (.3516)	662.1999 (.0190)	661.66	Cs-137

Tabela 5.5.

Integraljeni odbroj na mestu gde bi trebalo da se nalazi linija iznosi:

$$N_\gamma(t_{coll}) = 58 \quad (\text{za } E_1 = 374 \text{ keV})$$

Da bi imali sve potrebne podatke za izračunavanje verovatnoće pobudjenja izomernog nivoa u jedinici vremena (jednačina 5.10) nedostaju nam samo konstanta rasprada λ i broj jezgara u meti N_A .

Konstantu raspada računamo kao:

$$\lambda = \frac{\ln 2}{T_{1/2}} \quad (5.31)$$

a grešku

$$\Delta\lambda = \frac{1}{T_{1/2}} \ln 2 \cdot \Delta T_{1/2} \quad (5.32)$$

$$- T_{1/2} = 42.6 \text{ min}$$

$$- \Delta T_{1/2} = 0.2 \text{ min}$$

$$- \lambda = (2.7118 \pm 0.0002) \cdot 10^{-4} \text{ s}^{-1}$$

Broj jezgara ^{199}Hg - N_A - je:

$$N_A = a \cdot \frac{m_{\text{Hg}}}{M_{\text{Hg}}} \cdot N_{AV} = a \cdot \frac{m_{\text{HgO}}}{M_{\text{HgO}}} \cdot N_{AV} \quad (5.33)$$

- postatak izotopa ^{199}Hg je $a = 16.8\%$ [8]

- masa uzorka $m_{\text{HgO}} = 66.7668 \text{ g}$

- molekulska masa HgO $M_{\text{HgO}} = 216.59$ [8]

- Avogadrov broj $N_{AV} = 6.023 \cdot 10^{23}$

Zamenom ovih vrednosti u jednačinu 5.33 dobija se:

$$N_A = 3.1266 \cdot 10^{22}$$

Iako sada znamo sve veličine koje figurišu u rel. (5.10) ne možemo tačno da odredimo verovatnoću pobudjenja već samo da procenimo njenu gornju granicu:

$$P(s^{-1}) \leq \frac{\lambda(1 + \alpha) \sqrt{N_\gamma}}{N_A \cdot \varepsilon_T^{HgO} (1 - e^{-\lambda t_{irr}}) e^{-\Delta t} (1 - e^{-\lambda t_{coll}})} \quad (5.34)$$

U ovom transformisanom izrazu (u odnosu na 5.10) umesto $N_\gamma(t_{coll})$ stoji $\sqrt{N_\gamma}$ - iz dobijenog spektra se vidi da se odborj kreće u okviru greške - pošto nismo uočili liniju pretpostavljamo da zračenje koje bi poticalo od aktivacije, svojom veličinom upada u okvir statističke fluktuacije kontinuma.

$$\lambda = (2.7118 \pm 0.0002) \cdot 10^4 \text{ s}^{-1} \quad E = 374 \text{ keV}$$

$$\alpha = 6.2 \quad \varepsilon_T^{HgO} = 0.023$$

$$\sqrt{N_\gamma} = \sqrt{58} \quad t_{irr} = 9120 \text{ s}$$

$$N_A = 3.1266 \cdot 10^{22} \quad \Delta t = 840 \text{ s}$$

$$t_{coll} = 1100 \text{ s}$$

Izračunata vrednost gornje granice verovatnoće pobudjenja izomernog nivoa u jedinici vremena je:

$$P \leq 2.987 \cdot 10^{-23} \text{ s}^{-1} \leq$$

$$\leq 3 \cdot 10^{-23} \text{ s}^{-1}$$

6. ZAKLJUČAK

Zadatak eksperimenta je bio da se odredi verovatnoča pobudnja izomernog nivoa $^{199}_{80}\text{Hg}$ ($T_{1/2} = 42.6 \text{ min}$, $E=0.532 \text{ MeV}$) u jedinici vremena. Prema šemici nivoa izomerni nivo se raspada na osnovno stanje sa dva prelaza energija 374 keV i 158 keV.

Koeficijent konverzije povoljniji je za energiju 158 keV - iznosi $\alpha=0.9$ dok je za 374 keV znatno veći od jedinice $\alpha=6.2$. Međutim, detektivali smo linijsku 374 keV jer se zračenje energije 158 keV skoro totalno apsorbuje u samom izvoru (HgO) - transparencija je svega 0.34%.

Rezultati su pokazali da u spektru ne postoji fotopik na 374 keV. Detekcija nije bila moguća jer se intenzitet linije koja odgovara ovom prelazu nalazi u okviru greške (statističke fluktuacije kontinuma). Zbog toga ne možemo da izračunamo tačnu vrednost verovatnoće pobudnja već samo da procenimo njenu gornju graničnu vrednost (rel. 5.34). Najveći doprinos grešci u ovoj proceni davaće bi greška u određivanju efikasnosti $\epsilon_T^{\text{HgO}} - \Delta\epsilon_T^{\text{HgO}} = 13\%$ - jer su ostale veličine koje figurišu u jednačini izračunate sa većim stepenom tačnosti ($\Delta\alpha \sim 1\%$ a N_A i λ smo odredili preko vrednosti dobijenih iz tablica). Dakle vrednost koju smo dobili za verovatnoču pobudnja izomernog nivoa u jedinici vremena.

$$p \leq 3 \cdot 10^{-23} \text{ s}^{-1}$$

je posledica prirode procesa koji se dešavaju u jezgru $^{199}_{80}\text{Hg}$ i svojom malom veličinom ne upada u okvir detekcije.

LITERATURA

- [1] L. Marinkov - Osnovi nuklearne fizike - PMF, (1976), Novi Sad
- [2] W.E. Meyerhof - Elements of nuclear physics - McGraw-Hill, (1967), New York
- [3] M. Krčmar - Uzbuda jezgre ^{111}Cd γ -zračenjem ^{60}Co -(magistarski rad) (1981), Zagreb
- [4] I. Bikit, M. Vesković - Determination of the optimal length of cylindrical sources for specific gamma activity measurements - Nucl. Instr. and Meth. A 243 (1986) 227
- [5] S.N. Kaplanis - On the photopraction correction for voluminous sources and the Mean photon path - Int. J. Appl. Radiat. Isotopes 33 (1982) 605
- [6] A. Ljubičić, K. Pisk, B.A. Logan - Photoactivation investigation with ^{115}In - Phys. Rev. C 23 (1981) 5
- [7] F. Rösel, H.M. Fries, K. Alder, H.C. Paul - Atomic data and nuclear data tables - Vol. 21 N°2-3 (1978) - Academic Press, New York
- [8] V.S. Shirley, C.M. Lederer - Tables of isotopes, VII-th edition (1978), J. Wiley & Sons, New York
- [9] D.K. Krpić, I. Amičin, I.M. Savić - Zbirka rešenih zadataka iz opšte nuklearne fizike - Naučna knjiga (1977), Beograd