

UNIVERSITET U NOVOM SADU
PRIRODNO-MATEMATIČKI FAKULTET
FIZIKA

Mirjana German

DIPLOMSKI RAD

Električna monopolna komponenta nekih ekviv-
spinskih prelaza u Gd^{154}

NOVI SAD
decembar 1975.

Ovakvom izgledu diplomskog rada mnogo su doprineli:
Dr Lazar Marinkov, Mr Ištvan Bikit, Dr Ante Kukoč, Stevan Va-
derna i Svetozar Ignjatov, pa im se ja najsrdačnije zahvalju-
jem na pruženoj mi pomoći.



S A D R Ž A J

UVOD	4
I GLAVA	
Elektromagnetni prelazi jezgra	5
Uticaj konačnih dimenzija jezgra na proces unutrašnje konverzije	6
Električni monopolni prelaz	8
II GLAVA	
Modeli jezgra	10
Klasifikacija pobudjenih nivoa u Gd^{154} (po Bor Motelsonovom modelu	13
III GLAVA	
Osnovne karakteristike spektrometara	15
Poluprovodnički spektrometri:	
Struktura spektrometara	15
Mehanizam provođenja struje	16
Osetljiva oblast poluprovodničkih brojača ...	17
Interakcija gama zračenja sa poluprovodnikom	18
Ge(Li) spektrometar	19
Blok šema spektrometra	20
IV GLAVA	
Kalibracija spektrometra na energiju	21
Kalibracija spektrometra na intenzitet	21
Obrada rezultata merenja	21
Odredjivanje relativnih intenziteta gama prelaza	22
Odredjivanje konverzionih koeficijenata	24
Odredjivanje vrednosti q_k^2	24
Odredjivanje χ	25
ZAKLJUČAK	26
DODATAK	27



UVOD

Jezgra atoma koja imaju broj protona ili neutrona jednak magičnim brojevima (2, 8, 20, 50, 82, 126), odnosno koji imaju popunjene slojeve, odlikuju se velikom stabilnošću i sfernom raspodelom nadelektrisanja. Ako poseduju jedan nukleon van popunjenih ljsaka, jezgra se još uvek mogu posmatrati kao sferno simetrična i njihove osobine dobro opisuje jednočestični model. Povećanjem broja nukleona van popunjenih ljsaka sferna simetrija se sve više narušava i jednočestični model atoma sve slabije može da objasni pojave koje se javljaju u takvim jezgrima. Kada je van popunjenih ljsaka broj protona ili neutrona oko polovine od ukupnog broja koji može da stane u ljski - deformacija jezgra je najveća (oblast: $150 < Z < 190$, $Z > 222$). I za ovakva jezgra postoji modeli (npr. Bor Motelsonov objedinjeni model) koji dobro opisuju osobine i daju dobro slaganje teorijskih i eksperimentalnih veličina. Međutim, za ona jezgra, koja se nalaze na prelazu između sfernosimetričnih i deformisanih, ne postoji dovoljno dobri modeli i vrlo je teško proučavati takva jezgra. Za takva jezgra se koriste već postojeći kolektivni modeli za deformisana jezgra sa određenim korekcijama.

Gd^{154} je na početku oblasti deformisanih jezgara. Zbog toga je vrlo interesantan kao tema za ispitivanje svojstava jezgara prelaznog tipa. Pošto su električni monopoli (EO prelazi) osetljivi na detalje strukture jezgra i pošto postojeće teorije usko povezuju verovatnoće EO prelaza sa prirodom nuklearnih pobudjenja, kao cilj ovog rada uzeto je eksperimentalno određivanje EO - komponente u ekvispinskih prelazima Gd^{154} .

I G L A V A

ELEKTROMAGNETNI PRELAZI JEZGRA

Jezgro se na različite načine može pobuditi. Prilikom prelaza iz višeg u niže pobudjeno ili osnovno stanje jezgro emituje gama-kvant. Osim emisijom γ -kvanata, višak svoje energije pri deekscitaciji, jezgro može da oslobodi predajom energije elektronu iz atomskog omotača (unutrašnjom konverzijom), ili ako mu je energija kojom raspolaže veća od $2m_e c^2$ može da je preda paru elektron - pozitron, koji se obrazuje u polju jezgra. Za svaki od ova tri, međusobno konkurentna procesa, postoji parcijalna verovatnoća prelaza.

Verovatnoća gama - zračenja, zavisi od osobina nivoa izmedju kojih nastaje prelaz: energetske razlike početnog i krajnjeg pobudjenog stanja, razlike spinova i talasnih funkcija koje opisuju ta stanja.

Elektromagnetno polje (koje je izazvano oscilovanjem raspodele nanelektrisanja u jezgru) predstavlja se kao superpozicija električnih i magnetnih multipola (monopola, dipola, kvadrupola, ...). Električna multipolna radijacija nastaje u interakciji nanelektrisanja i struje u jezgru sa elektromagnetskim poljem. Magnetna multipolna radijacija nastaje u interakciji elektromagnetskog polja i magnetnog momenta (koji nastaje usled promene struje u jezgru i spina nukleona). Razlaganje po multipolnim poljima je razlaganje po stanjima sa određenom vrednošću momenta količine kretanja (u jedinicama \hbar) koji odnosi svaki γ -kvant.

Sopstvena vrednost kvadrata količine kretanja L^2 jednaka je $L(L+1)$; sopstvena vrednost njegove projekcije na osu kvantizacije Z jednaka je M ($M: 0, \pm 1, \pm 2, \dots \pm L$).

Iz zakona održanja momenta količine kretanja sistema, jezgro - gama kvant, dobija se izborni pravilo za L pri prelazu iz stanja sa momentom količine kretanja I_i u stanje sa momentom količine kretanja I_f :

$$|I_i - I_f| \leq L \leq |I_i + I_f| \quad (1)$$

Ako je jedan od I_i ili I_f jednak nuli, a drugi raz-

ličit od nule, postoji samo jedna moguća vrednost $|I_i - I_f|$, (tu spadaju svi prelazi na osnovni nivo kod jezgara sa i N i Z - parnim) i tu se javljaju samo čisti multipoli. Radijacioni prelazi izmedju stanja $I_i = I_f = 0$ apsolutno su zabranjeni jer L ne može biti manje od 1. U slučaju da je $I_i = \frac{1}{2}$ i $I_f = \frac{1}{2}$ vrednost L -a je samo 1.

Svakoj vrednosti momenta količine kretanja odgovaraju dve vrste zračenja: električna (EL) i magnetna (ML) sa multipolnim redom 2^L . Ova dva zračenja se razlikuju po parnosti. Talasna funkcija gama kvanta pri promeni znaka svih prostornih kordinata ne menja znak (očuvava parnost) kod (EL) za $L = 2n$ (parno), a kod (ML) za $L = 2n+1$ (neparno). Iz izračunavanja Veiskopfa (Weisskopf) i Moskovskog (Moszkowsky) proizilazi da je verovatnoća električnih radijacionih prelaza $W(EL)$ veća od verovatnoće magnetnih radijacionih prelaza $W(ML)$ istog multipolnog reda (2^L) i da pri porastu L za 1 verovatnoća radijacije opada za oko $10^4 - 10^6$ puta.

U nizu slučajeva radijacioni prelazi nisu čista multipolna zračenja već se javljaju kao superponirana zračenja multipola najnižeg reda $|I_i - I_f|$ i sledećeg $|I_i - I_f| + 1$, to su smeši ML + E(L+1) ili redje EL + M(L+1). U drugom slučaju konkurentni magnetni multiplet je dvostruko nepovoljniji pa se može očekivati da će radijacija biti dovoljno čisti električni multipol.

Za teorijsko objašnjenje ovih smeša uzimaju se dopunski podaci o strukturi jezgra, usled čega se javljaju nova dodatna izborna pravila. Tako postoji izborne pravilo po kvantnom broju projekcije momenta količine kretanja u objedinjenom modelu K (K - zabranjenost) ili kod modela ljsaka (l - zabranjenost).

UTICAJ KONAČNIH DIMENZIJA JEZGRA NA PROCES UNUTRAŠNJE KONVERZIJE

Unutrašnja konverzija nastaje retardovanom elektromagnetnom interakcijom struje nukleona i struje elektrona iz omotača.

Opšti oblik ove interakcije dat je izrazom:

$$\iint (\vec{j}_n \vec{j}_e - \rho_n \rho_e) \frac{e^{ikr}}{r} d\vec{r}_e d\vec{r}_n \quad (2)$$

j - gustina struje prelaza

ρ - električna gustina prelaza

$$r = |\vec{r}_n - \vec{r}_e|$$

U slučaju tačkastog jezgra ova interakcija se može napisati kao proizvod dva faktora

$$H = H_{\text{elektr.}} \cdot H_{\text{nukl.}} \quad (3)$$

gde je nuklearni faktor proporcionalan matričnom elementu gama-emisije. U ovoj aproksimaciji konverzionalni koeficijent

$$\alpha = \frac{W_e}{W_\gamma} \quad (4)$$

ne zavisi od strukture jezgra.

U aproksimaciji tačkastog jezgra proces unutrašnje konverzije u potpunosti je određen svojstvima polja zračenja i talasnim funkcijama elektrona. Eksperimentalne veličine (α , odnosi K/L , $L_I/L_{II}/L_{III}$, ...) zavise samo od multipolnosti i karaktera zračenja, energije prelaza i atomskog broja.

U mnogim slučajevima aproksimacija tačkastog jezgra je opravdala sebe iako pri nekim uslovima dovodi do znatnog raskorka sa rezultatima eksperimenta.

Budući da S - elektroni imaju maksimalnu verovatnoću naplaženja u neposrednoj blizini jezgra i faktički ulaze u samo jezgro najjači uticaj konačnih dimenzija će da se pokaže na elektronima K - ljeske. Može se predpostaviti da će efekti konačnih dimenzija da rastu sa Z kao posledica uvećanja Kulonovog privlačenja i zapremine jezgra. Prema tome, kod težih jezgara treba, pre svega, da se очekuje promena posmatranih veličina u odnosu na vrednosti koje su dobijene iz aproksimacije tačkastog jezgra.

Čarč i Venesersu pokazali da se znatne izmene koeficijenata konverzije, koje potiču od uticaja konačnih dimenzija jezgra javljaju kao rezultat uzajamnog dejstva elektrona sa jezgrom koji se dogodja u neposrednoj blizini jezgra, ili unutar samog jezgra gde se menja oblik elektronske talasne funkcije. Pošto je oblik tog uzajamnog dejstva u oblasti jezgra drugačiji nego van jezgra to matrični element konverzije postaje zavistan od talasne funkcije jezgra.

Uticaj konačnih dimenzija jezgra javlja se dvojako: uklanjanja singularitet tačkastog jezgra na početku kordinata i izaziva slabe promene elektronske talasne funkcije (statički efekat),

i menja sam oblik interakcije izmedju elektrona i jezgra (penetracioni efekat ili efekat prodiranja).

Veličina penetracionih matričnih elemenata primetno raste pri radijacionim prelazima koji su jako usporeni zahvaljujući dejstvu pravila izbora za γ - prelaze. Kod takvih prelaza matrični elementi radijacionog prelaza i normalnog procesa konverzije (koji odgovara oblasti van jezgra) postaje istog reda kao penetracioni element.

U ovakvim slučajevima se merenjem konverzionog koeficijenta mogu dobiti informacije i o strukturi jezgra.

ELEKTRIČNI MONOPOLNI PRELAZI

Nuklearni prelazi izmedju stanja ($0^+ \rightarrow 0^+$) ne mogu se realizovati emisijom jednog gama - kvanta (koji nosi angулarni moment 1) zbog izbornih pravila

$$|I_i - I_f| \leq L \leq |I_i + I_f| \quad (5)$$

Medjutim, Kulonova interakcija izmedju atomskih elektrona i jezgra omogućuje da se ovakvi prelazi realizuju emisijom E0 - konverzionih elektrona.

Verovatnoća ovog procesa data je formulom

$$W_e(E0) = \Omega_K(z, k) \rho^2 \quad (6)$$

gde Ω_K zavisi samo od elektronskih talasnih funkcija.

$$\rho = \langle \Psi_f | \sum_p \left(\frac{r_p}{R} \right)^2 | \Psi_i \rangle \quad (7)$$

je tzv. nuklearni matrični element električnog monopolija.

Ψ - su talasne funkcije jezgra u početnom (i) i krajnjem (f) stanju

r_p - kordinate protona

R - poluprečnik jezgra

Jednostavnost matričnog elementa prodiranja stvara ga korisnim za ispitivanje strukture jezgra. Prvi E0 - prelaz između dva nivoa sa 0^+ otkrili su Eliston i Aston (1930). Monopolni prelazi se lako uočavaju jer u γ - spektru odsustvuje linija koja odgovara elektronima konverzije posmatranog prelaza.

U prelazima $I^+ \rightarrow I^+$ E0 - multipol je dozvoljen pravilima izbora i konkuriše ostalim multipolnostima (E2, M1, ...).

Kod ovih prelaza apsolutna vrednost matričnog elementa električnog monopola se ne može direktno odrediti već se u eksperimentima određuje odnos elemenata ($E0/E2$). Izmereni konverzionalni koeficijent za slučaj prelaza $I^+ \rightarrow I^+$ može da se izrazi u obliku:

$$\alpha_K = \frac{I_K(E2) + I_K(M1) + I_K(E0)}{I_{\gamma}(M1) + I_{\gamma}(E2)} = \frac{\delta^2 \alpha_K(M1) + (1+q^2) \alpha_K(E2)}{1 + \delta^2} \quad (8)$$

gde su $\delta^2 = \frac{I_{\gamma}(M1)}{I_{\gamma}(E2)}$, $q^2 = \frac{I_K(E0)}{I_K(E2)}$ odnosi smeša, a

$$\alpha_K(E2) = \frac{I_K(E2)}{I_{\gamma}(E2)}, \quad \alpha_K(M1) = \frac{I_K(M1)}{I_{\gamma}(M1)} \quad (9)$$

$\alpha_K(E2)$ i $\alpha_K(M1)$ su teorijski konverzionalni koeficijenti (penetracioni efekti u procesu M1 - konverzije mogu da izmene vrednost teorijskih koeficijenata. Međutim, u prelazima koje ćemo ispitivati u ovom radu, ovakvi efekti nisu primećeni, te ćemo ih zanemariti).

Iz eksperimentalne vrednosti za q^2 može se izračunati E0 - matrični elemenat (ρ) preko relacije

$$\rho(E0) = q \sqrt{\frac{\alpha(E2) W_{\gamma}(E2)}{\Omega(z, K)}} \quad (10)$$

gde je $W_{\gamma}(E2)$ - verovatnoća paralelnog E2 prelaza, u velikom broju slučajeva je $W_{\gamma}(E2)$ nepoznato pa se iz izmerenih α_K može izračunati samo bezdimenzionalna veličina:

$$\begin{aligned} \chi \left(\frac{E0 : I_i \rightarrow I_f}{E2 : I_i \rightarrow I_f} \right) &= \frac{e^2 R^4 \rho^2}{B(E2 : I_i \rightarrow I_f)} = \\ &= 2.56 \cdot 10^9 A^{4/3} \frac{E_{\gamma}^5 [\text{MeV}]}{\Omega_K(z, K)} q^2 \alpha_n(E2) \end{aligned} \quad (11)$$

I I G L A V A

MODELI JEZGRA

Teorija atomskog jezgra, bazirana na činjenici da se sva jezgra sastoje iz neutrona i protona, razradjuje se na osnovu, pri istraživanju jezgra, nagomilanog eksperimentalnog materijala i ima zadatak da objasni, pre svega, osobenosti unutrašnje strukture jezgra.

Osnovne poteškoće na koje se nailazi pri izučavanju unutrašnje strukture jezgra posledica su:

- a) nepoznavanja prirode nuklearnih sila koje drže na okupu nukleone u jezgru i
- b) velikog broja nukleona u jezgru i problema uzajamnog dejstva više tela, koji se tu javlja, a koga i najsloženiji matematički aparat može samo približno da reši, sa jedne strane, a nedovoljnog broja nukleona za primenu prave statistike, sa druge.

To primorava da se pribegava izgradnji hipotetičnih modela jezgra.

U nuklearnoj fizici su se, do danas izdiferencirala dva nuklearna modela iz kojih su nastali svi do danas poznati modeli. Jedan od njih je model jake interakcije koji tretira jezgro kao ansambl čvrsto vezanih nukleona. Drugi je model nezavisne čestice koji se zasniva na predpostavci da se nukleoni u jezgru kreću u nekom usrednjrenom potencijalu, skoro nezavisno jedan od drugog.

Moskovski daje podelu modela u kojoj je kao glavni predstavnik modela jake interakcije - model tečne kapi, a kao predstavnik modela nezavisnih čestica - model slojeva (Shell-model). Ova dva modela kao hibridi daju objedinjeni model koji obuhvata jednočestični i kolektivni model. Iz kolektivnog modela proizašli su rotacioni i vibracioni modeli.

Objedinjeni model počiva na predpostavci da se nukleoni skoro nezavisno kreću u nekom potencijalu koji se sporo menja u vremenu. Elementi modela slojeva se nalaze u stepenima slobode kretanja jednog ili više slabo vezanih nukleona, dok se elementi modela tečne kapi baziraju na činjenici da spora promena potencijala prouzrokuje promenu forme i orijentacije jezgra kao celine.

Prema modelu slojeva nukleoni su u jezgru razmešteni po slojevima i podslojevima (koji su povezani sa energijom koju poseduju nukleoni). Sloj je popunjen ako je u njemu magičan broj protona ili neutrona (2, 8, 20, 50, 82, 126). Ako van popunjenog sloja jezgro ima još jedan nukleon, hamiltonijan za takav sistem se može napisati u obliku:

$$H = H_{\text{kol}}(\alpha_{\lambda\mu}, \dot{\alpha}_{\lambda\mu}) + H_p + H_{\text{int}} \quad (12)$$

H_{kol} - hamiltonijan kolektivnog dela kretanja

H_p - hamiltonijan jednočestičnog dela kretanja

H_{int} - hamiltonijan interakcije izmedju nukleona iz popunjenog sloja sa nukleonima iz podsloja

A. Bor (Bohr) je uvodjenjem potencijala koji se sporo menja mogao da uvede adijabatsku aproksimaciju tj. razdvoji unutrašnje, jednočestično, od kolektivnog kretanja pa se i hamiltonijan može razdvojiti na kolektivni i jednočestični deo.

Medju kolektivna kretanja ubrajaju se i rotaciono i vibraciono kretanje. Vibraciono kretanje može da se ogleda u vidu vibracije gustine koja stoji u vezi sa stišljivosti jezgrine materije, u vidu vibracije neutronske sredine u odnosu na protonsku i kao vibracija površine jezgra. Površinske vibracije se najlakše pobudjuju (za ostale dve potrebna je visoka energija pobudjivanja). Za taj tip vibracija funkcija koja opisuje površinu jezgra data je kao:

$$R(\theta, \varphi) = R_0 \left[1 + \sum_{\lambda\mu} \alpha_{\lambda\mu} \cdot Y_{\lambda\mu}(\theta, \varphi) \right] \quad (13)$$

$Y_{\lambda\mu}(\theta, \varphi)$ - je sferni harmonik reda λ, μ

$\alpha_{\lambda\mu}$ - je parametar deformacije - čija vrednost određuje oblik jezgra.

μ može da ima vrednost od $-\lambda$ do $+\lambda$: dajući $2\lambda + 1$ način deformacije po λ .

Ako deformacije nisu velike hamiltonijan vibracionog kretanja se može napisati:

$$H_{\text{vib}} = \frac{1}{2} \sum_{\lambda\mu} B_\lambda |\dot{\alpha}_{\lambda\mu}|^2 + \frac{1}{2} \sum_{\lambda\mu} C_\lambda |\alpha_{\lambda\mu}|^2 \quad (14)$$

B_λ - igra ulogu mase: maseni koeficijent

C_λ - predstavlja nuklearnu deformisanost

Sa hidrodinamičkog stanovišta tj. stanovišta nestišljivosti jezgrine materije, stin da nuklearna materija ne može da ima vrtložni tok pri homogenoj raspodeli nanelektrisanja (Z_e), u celoj zapremini jezgra, ako se umesto generalisanih brzina ($\dot{\alpha}_{\mu}$) u hamiltonijan stave generalisani impulsi $\bar{J}_{\lambda\mu} = B \dot{\alpha}_{\mu}$ i kvantuju se, mogu se dobiti stacionarna stanja u jezgru (Bor). Prema Boru kvanti površinskih ekscitacija, izmedju stacionarnih stanja su (Boze-Ajnštajnove kvazičestice) fononi.

Interakcija nukleona u popunjениm slojevima sa nukleonom u podsloju dovodi do deformacije jezgra. Deformacija će biti utoliko veća ukoliko je veći broj nukleona u podsloju. Moment inercije ima konačnu vrednost pa se jezgro može pobudjivati na rotaciono kretanje. Da bi odvojio rotaciono od vibracionog kretanja u jezgru A. Bor uvodi (β_μ - kordinate) kordinatni sistem vezan za jezgro, sa osama koje se poklapaju sa osama simetrije rotacionog sferoida. Ovakav sistem, u odnosu na kordinatni sistem u prostoru menja svoj položaj. Tako je, teorijski, moguće jezgro pobuditi na rotaciono kretanje, pored vibracionog i jednočestičnog pobudjivanja.

Kolektivni hamiltonijan u β_μ - kordinatama dat je kao:

$$H_{kol} = T + V = - \frac{\hbar^2}{2B} \left\{ \frac{1}{\beta^4} \frac{\partial}{\partial \beta} \left(\beta^4 \frac{\partial}{\partial \beta} \right) + \frac{1}{\beta^2} \frac{1}{\sin 3\gamma} \frac{\partial}{\partial \gamma} \sin 3\gamma \frac{\partial}{\partial \gamma} - \right. \\ \left. - \frac{1}{4} \sum_K \frac{Q_K^2}{\sin^2(\gamma - \frac{2}{3}\pi K)} \right\} + \frac{1}{2} C \beta^2 \quad (15)$$

β - kordinate sistema vezanog za jezgro

γ - opisuje formu elipsoida tj. odstupanje od aksijalne simetrije

Ovaj hamiltonijan je separabilan ako potencijal zavisi samo od β (jezgro aksijalno simetrično, tj. $\gamma = 0$).

Kod parno - parnih jezgara jednočestični nivoi imaju znatno višu energiju od kolektivnih, pa se kolektivna pobudjenja mogu tretirati nezavisno od jednočestičnih. Ako se predpostavite: aksijalna simetrija jezgra i samo kvadrupolne deformacije jezgrene površine, hamiltonijan kolektivnih pobudjenja jezgara može da se napiše u obliku:

$$H = T_{rot} + T_{vib} + T_{(rot-vib)} + V \quad (16)$$

V - je potencijalna energija jezgrene površine.

Svojstvene funkcije ovog hamiltonijana nalaze se perturbacionom metodom. Za neperturbirana stanja se uzimaju svojstvene funkcije od:

$$H_0 = T_{\text{rot}} + T_{\text{vib}} + V \quad (17)$$

i za harmonijske vibracije jezgrene površine one su oblika $|Ikn_{\beta}n_{\gamma}\rangle$. I je angularni momenat stanja; k je projekcija angularnog momenta na osu simetrije jezgra; n_{β} i n_{γ} su vibracioni kvantni brojevi. Za $k = 0$ moguće vrednosti za spin su $I = 0, 2, 4, \dots$, a za $k \neq 0$ su moguće vrednosti $I = k, k+1, \dots$

Stanja $|I000\rangle$, $|I001\rangle$ i $|I210\rangle$ nazivaju se osnovno rotaciono, β - vibraciono i γ - vibraciono stanje, respektivno.

U adijabatskom modelu:

$$\chi(I_{\beta}^+ \rightarrow I_g^+) = 4\beta_0^2 \frac{(2I-1)(2I+1)}{I(I+1)} \quad (18)$$

a $\chi(I_{\gamma}^+ \rightarrow I_g^+) = 0$ zbog izbornog pravila za $|k_i \rightarrow k_f| \leq L$. Ako se uzme u obzir mešanje β i γ vibracionih familija dobija se

$$\chi(I_{\beta}^+ \rightarrow I_g^+) = \frac{4\beta_0^2}{8I} (k_{\beta} b_{\beta})^2 I(I+1)(2I-1)(2I+3) \times \\ \times \left[\frac{E^2(2g)}{[E(I_{\beta}) - E(I_{\gamma})] E(0_{\beta})} \right]^2 \quad (19)$$

KLASIFIKACIJA POBUDJENIH NIVOA U Gd^{154}
PO BOR - MOTELSONOVOM MODELU

Jezgro gadolinijuma Gd^{154} se nalazi na početku oblasti deformisanih jezgara i ima jasno izražene rotacione i vibracione nivoe. Kako su nivoi rotacione i vibracione familije energetski veoma bliski, u ovom jezgru može se očekivati jaka sprega izmedju ova dva načina pobudjivanja što treba da dovede do mešanosti osovine pobudjenih nivoa. Za prelaze izmedju istospinskih stanja β - vibracione familije i osnovne rotacione familije, eksperimentalne vrednosti redukovanih varovatnoća $B(E0)$ znatno se razlikuju od teorijskih predviđanja. Teorijski se očekuju najveće primese E0

u prelazu sa β - vibracionog nivoa na g - rotacionu familiju. Zbog interakcije β - γ vibracionih familija dolazi do pojave E0-komponente i u prelazima sa γ - vibracionih na g - rotacione nivoe.

I TABELA

Familija nivoa	KIJ	E (keV)
osnovna rotaciona (g)	02 ⁺	123
	04 ⁺	371
	06 ⁺	718
gama vibraciona (γ)	22 ⁺	996
	23 ⁺	1128
	24 ⁺	1264
beta vibraciona (β)	00 ⁺	681
	02 ⁺	815
	04 ⁺	1047

Za ispitivanje E0 - komponente posmatrani su prelazi: $(2^+\beta \rightarrow 2^+g)$, $(4^+\beta \rightarrow 4^+g)$, $(2^+\gamma \rightarrow 2^+g)$ i $(4^+\gamma \rightarrow 4^+g)$ kojima odgovaraju energije, respektivno: 692.4 (keV), 676.6 (keV), 873.2 (keV) i 892.8 (keV).

I I I G L A V A

OSNOVNE KARAKTERISTIKE SPEKTROMETRA

a) Po definiciji moći razlaganja spektrometra - dve linije u spektrometu smatraju se razdvojenim ako su jedna u odnosu na drugu pomerene za polovinu širine linije na polovini maksimuma. Širina linije na polovini maksimuma je ΔE . Za energiju E_i moć razlaganja spektrometra je

$$D = \frac{E_i}{\Delta E}, \text{ a u praksi se često koristi}$$

$$d = \frac{\Delta E}{E_i} 100 [\%] \quad (20)$$

b) Efikasnost spektrometra je odnos broja registrovanih čestica prema ukupnom broju čestica koje emituje izvor za isto vreme.

Odredjena je sa geometrijskom efikasnošću g i efikasnošću detektora ξ (deo čestica koji pri ulazu u detektor biva registrovan). Pri merenju γ -zračenja energija kvanata se u broju pretvara u energiju nanelektrisane čestice pa u efikasnost spektrometra ulazi i efikasnost pretvaranja p

$$\epsilon = g \cdot \xi \cdot p \quad (21)$$

c) Merni opseg - I energija razlaganja i efikasnost spektrometra funkcionalno zavise od registrovanja čestica. Svaki instrument ima merni opseg u kome radi sa zadovoljavajućom tačnošću. Kod poluprovodničkih brojača donja granica merljivih energija odredjena je debljinom mrtvog sloja brojača i šumom predpojačivača, dok se gornja granica nameće zbog podložnosti kristala radiacionom oštećenju.

POLUPROVODNIČKI SPEKTROMETRI

Struktura poluprovodnika

Kristali Ge i Si su izgradjeni tako što su četiri periferne elektrona svakog atoma vezana sa elektronima susednog atoma u rešetci. Ovako ostvarene kovalentne veze snižavaju energetske nivoje elektrona.

U idealno čistom kristalu broj slobodnih elektrona i šupljina je uravnotežen. Prisustvo hemijskih nečistoća dovodi do povećanja broja jedne od ovih vrsta nosilaca te možemo razlikovati glavne i sporedne nosioce. Koncentracija glavnih N_g i sporednih N_s nosilaca se menja po zakonu

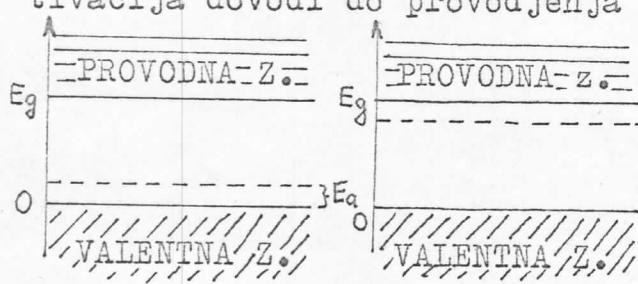
$$N_g \cdot N_s = N_i^2 \quad (22)$$

N_i je ravnotežna koncentracija nosilaca nanelektrisanja u materijalima bezprimesne čistoće.

Prema tome, na bilo kojoj temperaturi u realnom kristalu postoji određen broj slobodnih elektrona i šupljina. Ako su u višku slobodni elektroni kristal je N tipa, ako je višak slobodnih šupljina kristal je P tipa.

Mehanizam provođenja struje

U poluprovodnicima umesto diskretnih energetskih nivoa atoma postoje energetske zone čije osobine zavise od kolektivnog ponašanja elektrona. Energetske zone razdvajaju procepi (zone koje su energetski zabranjene za elektrone). Provodna i valentna zona su, tako, razdvojene procepom koji kod poluprovodnika iznosi od 0.01 do 3 eV. Nosioci struje su elektroni u provodnoj i šupljini u valentnoj zoni. U materijalu bezprimesne čistoće elektroni i šupljine nastaju u jednakom broju ekscitacijom elektrona kroz zabranjenu energetsku zonu (sopstvena provodnost). Uvodjenjem, kao primese, elemenata V grupe periodnog sistema ostvaruje se veza sa viškom slobodnih (valentnih) elektrona koji grade donorski nivo u zabranjenoj zoni, u blizini provodne zone. Uvodjenjem, pak, elemenata III grupe kao primese, ostvaruje se veza sa viškom šupljina (manjak elektrona) koja formira akceptorski nivo u blizini valentne zone. Na taj način praktično dolazi do sužavanja zabranjene zone i lakši je prelaz iz jedne u drugu provodnu zonu, njihova aktivacija dovodi do provođenja na relativno niskim temperaturama.



Energetski nivoi poluprovodnika (V.Z. i P.Z.) popunjeni su elektronima prema Fermi - Dirakovoj statistici:



$$f_n = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{E - E_f}{kT}\right)} \quad f_p = 1 - f_n = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{E_f - E}{kT}\right)}$$

f_n - za elektrone i f_p - za šupljine

E_f - je Fermi nivo - energija za koju verovatnoća, da bi bila zaposednuta jednim elektronom iznosi 1/2.

Koristeći ovo, iz energije i broja donorskih i akceptor-skih stanja može se naći temperaturska zavisnost koncentracije slobodnih nosilaca u pojedinim zonama. Ova zavisnost govori da provodnost poluprovodnika raste sa temperaturom jer se prvo otkidaju vezani elektroni (višak donorskih elektrona vezan za donorske atome), zatim se provodnost poveća ekscitacijom elektrona iz donor-skog nivoa u provodnu zonu i na kraju, ekscitacijom elektrona iz valentne u provodnu zonu.

Osetljiva oblast poluprovodničkog brojača

U jednom delu kristala se unesu u rešetku donori, a u drugom delu akceptori. Izmedju ta dva sloja stvara se prelazna oblast (akceptorski i donorski atomi su čvrsto vezani sa rešetkom) slobodni elektroni i šupljine difunduju kroz spoj, stvaraju dipolni sloj usled čega dolazi do pomeranja energetskih nivoa P i N sloja: u P-sloju se podižu, a u N-sloju snižavaju energetski nivoi.

Inverznom polarizacijom (N - oblast se optereti pozitivnim, a P - oblast negativnim naponom) nivoi se još više pomeraju - formirano električno polje izvlači slobodne nosioce nanelektrisanja iz prelaznog sloja do debljine W i dipolni sloj skoro se potpuno sastoji od jonizovanih fiksiranih donorskih i akceptorskih atoma, tj. ima veoma malo slobodnih nosilaca nanelektrisanja pa je provodnost oblasti W neznatna, za razliku od P i N oblasti gde je relativno velika provodnost. Prema tome, u barijeri se primenom malih inverznih napona (≈ 10 V) stvara polje i do 10^4 V/cm jačine koje vrlo brzo skuplja nosioce stvorene u barijeri.

Ako nuklearna čestica ili foton stvore u barijeri izvestan broj slobodnih nosilaca oni će vrlo brzo biti skupljeni na elektrodama i na pogodnom otporu u električnom kolu brojača će se dobiti naponski impuls kao dokaz o dejstvu čestice ili fotona na kristal.

INTERAKCIJA GAMA ZRAČENJA SA POLUPROVODNIKOM

Interakcija gama zračenja sa poluprovodnikom manifestuje se u tri osnovna oblika:

a) Fotoelektrični efekat - pri čemu γ - kvant predaje svu energiju jednom elektronu apsorbera (obično onom na nekoj od unutrašnjih ljsaka) - koja se troši na njegovo oslobođanje i kinetičku energiju:

$$E_\beta = E_\gamma - E_V \quad (23)$$

E_β - kinetička energija elektrona

E_V - energija veze elektrona kome je gama kvant predao svoju energiju E_γ

Pri ovom procesu gubi se incidentni foton, ali pri ispunjavanju upražnjenog mesta u ljsci emituju se X - zraci energije E_X .

Koeficijent fotoelektrične apsorpcije iznad K-ljske:

$$\sigma_f = 10^{-33} N \cdot Z^5 \cdot E^{-3.5} \text{ cm}^{-1} \quad (\text{Heitler}) \quad (24)$$

vidi se da σ_f brzo raste sa Z , a opada sa E_γ .

b) Komptonov efekat - nastaje pri elastičnom sudaru elektromagnetskog zračenja sa slabo vezanim elektronima.

Energija rasejanog fotona je:

$$E'_\gamma = \frac{E_\gamma}{1 + (1 - \cos \theta) \frac{E_\gamma}{mc^2}} \quad (25)$$

θ - je ugao rasejanja.

Pri sudaru energija se raspodeljuje na rasejani foton i uzmaknuti elektron koji dobija energiju:

$$E_\beta = E_\gamma - E'_\gamma \quad (\text{sve vrednosti od 0 do max.}) \quad (26)$$

$$E_{\beta \max} = \frac{2E'_\gamma}{mc^2 + 2E'_\gamma} \quad (\text{pod uglom rasejanja } \theta = 180^\circ) \quad (27)$$

Za $E_\gamma > 1 \text{ MeV}$ apsorpcioni koeficijent Komptonovog rasejanja:

$$\sigma_{\text{komp}} \approx 1 \cdot 25 \cdot 10^{-25} \frac{\text{NZ}}{E\gamma} \left[h \left(\frac{2E\gamma}{mc^2} \right) + 1 \right] (\text{Hlein i Nišina}) \quad (28)$$

NZ - elektronska gustina.

c) Par efekat - kad gama kvant poseduje energiju $E\gamma > 1.02 \text{ MeV}$ može u polju neke čestice (najčešće, ipak, jezgra) da formira par elektron - pozitron. Gama kvant nestaje, višak energije se javlja kao kinetička energija nastalog para:

$$E_{\text{kin}} = E\gamma - 1.02 \text{ MeV} \quad (29)$$

Apsorpcioni koeficijent par efekta, za nešto višu energiju od energije praga:

$$\sigma_{\text{par}} \approx \text{NZ}^2 (E\gamma - 2m_0 c^2) \quad (30)$$

a na višim energijama:

$$\sigma_{\text{par}} \approx \text{NZ}^2 \ln E\gamma \quad (31)$$

Preko ova tri efekta poluprovodnik apsorbuje izvestan broj gama kvanata iz inicijalnog snopa, pa se intenzitet smanjuje:

$$I_x = I_0 e^{-\sigma x} \quad (32)$$

gde je

$$\sigma = \sigma_{\text{foto}} + \sigma_{\text{komp}} + \sigma_{\text{par}} \quad (33)$$

Ge(Li) SPEKTROMETAR

Efikasnost poluprovodničkog spektrometra zavisi od zapremine osetljive oblasti. Deblje barijere se mogu dobiti smanjenjem gustine električno aktivnih centara u sloju sa manje primesa (tj. povećanjem otpora u tom sloju) i povećanjem primljenog napona. Ako je debljina sloja pogodna može se prelazna oblast proširiti do te mere da dostigne metalni kontakt na kristalu. Elektroni iz kristala se tada injektuju u kontaktu što dovodi do veoma jake struje kroz kristal. Da bi se ovo sprečilo napravljeni su kristali u kojima pre metalnog kontakta postoji još jedan P - sloj sa mnogo primesa. Ovakav spoj se dosta nekorektno naziva PIN spojem, jer između P i N - slojeva nema bezprimesnog sloja već samo sloj koji ima osobine kristala bezprimesne čistoće.

U Ge je PIN spoj ostvaren driftom Li, ovaj proces je zasnovan na činjenici da primenom inverznog napona na P - N spoj na dovoljno visokoj temperaturi dolazi do usmerenog kretanja (drifta) primesnih jona u električnom polju. Pri temperaturi na kojoj je pokretljivost driftujuće prime se jače izražena od ter-malne difuzije, može se dobiti oblast koja je veoma fino kompen-zovana suprotnim primesama. Li u Ge-u daje donorske nivoe (pa se koristi difuzija Li u kristal P -- tipa), za dobijanje PN - struk-ture, a posle se vrši proces drifta za dobijanje PIN - spoja. O-vakvim procesom je moguće ostvariti kompenzovane slojeve do neko-liko mm što uz dovoljno velike polazne kristale rezultuje velikom osetljivom zapreminom i omogućuje primenu ovih Ge(Li) kristala u gama spektroskopiji sa solidnom efikasnošću.

BLOK ŠEMA SPEKTROMETRA

Poluprovodnički kristal Ge(Li) se stavlja izmedju dve Al ploče, montira se na vrhu rezervoara tečnog azota - sve je to u vakumu (na taj način se sprečava kondenzacija na hladjenom kri-stalu i ujedno termički izoluje sistem).

Impuls je preko metalnog kontakta izveden na predpoja-čivač. Odatle se signal preko linearног pojačivača dovodi na 4096 kanalni analizator gde se registruje.

Blok šema spektrometra predstavljena je na slici 1.

I V G L A V A

KALIBRACIJA SPEKTROMETRA NA ENERGIJU

Da bi se izvršila kalibracija spektrometra vrši se snimanje sa standardnog izvora, u ovom radu se koristi izotop Y^{88} koji emitiše gama kvante sa energijom 898 i 1836 keV. Za energetsku kalibraciju iskorišćeni su jednostruki i dvostruki ESCAPE od 1325 i 814 keV. Metodom najmanjih kvadrata odredjena je kalibraciona prava spektrometra za data fiksirana pojačanja sistema:

$$E\gamma [\text{keV}] = 10.4103 + 0.4490C$$

C - je broj kanala.

Pri snimanju je potrebno obratiti pažnju da se sve kalibracione krive snime pod istim uslovima kao i nepoznati spektar.

KALIBRACIJA SPEKTROMETRA NA INTENZITETE

Efikasnost Ge(Li) detektora brzo opada sa porastom energije gama kvanata, teorijsko izračunavanje funkcije $\epsilon = f(E\gamma)$ je, za upotrebljeni detektor koaksijalnog tipa, veoma složeno, a i nepouzdano zbog nedovoljnog poznavanja energetske zavisnosti preseka za totalnu apsorpciju gama kvanata, zato je u ovom radu upotrebljena eksperimentalno izmerena kriva efikasnosti / 9 / navedena na slici 2.

OBRADA REZULTATA MERENJA

Najvažniji parametri zračenja (u nuklearnoj spektroskopiji) su emitovane energije i relativni intenziteti pojedinih energetskih prelaza.

Spektrometrom se snima spektar, zatim se vrši njegova analiza. Rezultati merenja se dobijaju obradom slike koju daje merni instrument. Izvor se sastoji od izotopa europijuma Eu^{152} i Eu^{154} . Eu^{152} se raspada u Gd^{152} i samarium Sm^{152} (β - zahvatom), a Eu^{154} se raspada u Gd^{154} .

Po snimanju spektra odredjene su energije γ - prelaza pomoću kalibracione krive. Zatim se, uporedjivanjem sa eksperimen-

talno dobijenim energijama iz drugih radova /10,11/, prepoznaju prisutni elementi raspada i "nečistoće", i izdvojene su linije koje su potrebne za detaljno ispitivanje.

Prvo snimanje je izvršeno na rastojanju (izvor - detektor) od 20 cm u toku 4 KS (živog vremena), kako su intenziteti linija potrebnih za detaljniju obradu u ovom radu bili vrlo mali, snimanje je ponovljeno na rastojanju od 15 cm (6 KS) i na rastojanju od 20 cm, ali vremenski znatno duže (80 KS). Jedan deo ovog snimka (80 KS) prikazan je na slici 3.

Za poslednja dva snimka odredjeni su intenziteti linija koji karakterišu prelaze za ovaj rad potrebne. To su ekvispinski prelazi izmedju β - vibracione i osnovne rotacione familije, i γ - vibracione i osnovne rotacione familije (sa spinovima 2^+ i 4^+). Predpostavljeno je da će se zbog postojeće interakcije β - γ vibracionih familija javiti i prelazi $(2^+ \gamma \rightarrow 2^+ \beta)$ i $(4^+ \gamma \rightarrow 4^+ \beta)$, međutim, intenziteti ovih linija su bili vrlo mali, tako da se nisu mogli uzeti u obzir pri računu. Tako je kao dokaz ove interakcije ostalo još samo postojanje električne monopolne komponente pri γ -vibracionim prelazima na osnovne rotacione nivoe.

ODREDJIVANJE RELATIVNIH INTENZITETA GAMA PRELAZA

Kao mera relativnih intenziteta γ - prelaza su služile površine pod pikovima spektralnih linija i rezultati su dobijeni:

- odredjivanjem površina pod pikovima
- korekcijom zbog promene efikasnosti brojača
- normiranjem na jednu izabranu liniju

a) Prvo je procenjeno koji su kanali u domenu spektralne linije pa je odredjena suma odbroja N_p u njima. Brojem N_p je odredjena ukupna površina pod spektralnom linijom i od nje je trebalo oduzeti površinu koja ne pripada posmatranom piku: površinu fona ili neke komponente raspodele na kome pik leži.

Kada je linija ležala na ravnom fona, površina fona je procenjena tako što je nekoliko simetrično odabranih tačaka (m) izvan domena linije uzeto i računata srednja vrednost fona ($N_{fs} = N_p/m$) i množena je brojem kanala pod pikom (n).

Tražena površina A je u ovom slučaju dobijena:

$$A = N_p - nN_{fs} \pm \sqrt{A + n(1 + \frac{m}{n}) N_{fs}} \quad (34)$$

Kad spektralna linija nije bila potpuno "čista" morala se vršiti ekstrapolacija nekih njenih delova. Pri tome u N_p ulazi taj deo pika kao ekstrapolirani deo N_x (zbir vrednosti ekstrapoliranih tačaka) pa je greška, pod predpostavkom da pri ekstrapolaciji greške nisu veće od 10 % :

$$\Delta A = \pm \sqrt{A + n(1 + \frac{m}{n})N_{fs} + 10^{-2} \cdot \frac{N_x^2}{x}} \quad (35)$$

x - je broj ekstrapoliranih tačaka.

b) Efikasnost Ge(Li) brojača opada sa porastom energije γ -kvanta, pa treba dobijene površine linija korigovati pomoću krijev efikasnosti brojača. Koeficijenti efikasnosti su za svaku energiju očitani sa krive efikasnosti, i sa njima su podeljene izračunate površine linija kojima pripadaju posmatrane energije.

$$A_c = \frac{A}{\epsilon} \quad (36)$$

$$\Delta A_c = \pm \sqrt{\left(\frac{\partial A_c}{\partial A} \Delta A\right)^2 + \left(\frac{\partial A_c}{\partial \epsilon} \Delta \epsilon\right)^2} = \pm \frac{A}{\epsilon} \sqrt{\left(\frac{\Delta A}{A}\right)^2 + \left(\frac{\Delta \epsilon}{\epsilon}\right)^2} \quad (37)$$

c) Relativni intenziteti linija su izraženi u procentima u odnosu na liniju koja je najbolje definisana i unosi najmanju grešku u normalizaciju.

Ovde je normalizacija izvršena u odnosu na liniju B koja odgovara prelazu $(2^- \rightarrow 2^+ g)$ sa energijom od 1274.49 keV.

$$A_{norm} = \frac{A_c}{B} \quad (38)$$

$$\begin{aligned} \Delta A_{norm} &= \pm \sqrt{\left(\frac{\partial A_{norm}}{\partial A_c} \Delta A_c\right)^2 + \left(\frac{\partial A_{norm}}{\partial B} \Delta B\right)^2} = \\ &= \pm \frac{A_c}{B} \sqrt{\left(\frac{\Delta A_c}{A_c}\right)^2 + \left(\frac{\Delta B}{B}\right)^2} \end{aligned} \quad (39)$$

Zbog toga što smo snimanje vršili na dva različita rastojanja (na 20 i 15 cm izvor od detektora) uzimamo, kao relativni intenzitet linija, srednju vrednost

$$I_{\gamma^s} = \frac{A_{\text{norm}}^{(1)} + A_{\text{norm}}^{(2)}}{2} \quad (40)$$

$$\Delta I_{\gamma^s} = \frac{\Delta A_{\text{norm}}^{(1)} \cdot \Delta A_{\text{norm}}^{(2)}}{\Delta A_{\text{norm}}^{(1)} + \Delta A_{\text{norm}}^{(2)}} \quad (41)$$

Izmereni relativni γ -intenziteti navedeni su u tabeli 2 i uporedjeni sa rezultatima iz reference / 10 /. U okviru eksperimentalne greške, slaganje izmedju rezultata je zadovoljavajuće.

ODREDJIVANJE KONVERZIONIH KOEFICIJENATA

Koeficijenti unutrašnje konverzije se ovde odredjuju iz odnosa relativnih intenziteta konverzionih elektrona \overline{I}_{ek} i relativnih intenziteta γ -zračenja I_{γ^s} .

Relativni intenzitet konverzionih elektrona je odredjen sa dovoljnom tačnošću u drugim radovima. Zbog toga nisu odredjeni eksperimentalno, već se uzima vrednost iz radova / 12 / i / 13 /.

Na kraju se normalizuju elektronski intenziteti na $0.63 \cdot 10^{-3}$ za ($E_1 + 0.1\% M_2$) prelaz od 1274.49 keV i tako se koriste za odredjivanje koeficijenata unutrašnje konverzije.

$$\alpha_k = \frac{\overline{I}_{ek}}{I_{\gamma^s}} \quad (42)$$

$$\Delta \alpha_k = \pm \frac{\overline{I}_{ek}}{I_{\gamma^s}} \sqrt{\left(\frac{\Delta \overline{I}_{ek}}{\overline{I}_{ek}}\right)^2 + \left(\frac{\Delta I_{\gamma^s}}{I_{\gamma^s}}\right)^2} \quad (43)$$

Eksperimentalne vrednosti ovako dobijenih rezultata su navedeni u tabeli 3 i uporedjeni sa teorijskim vrednostima za čiste multipole.

Teorijske vrednosti konverzionih koeficijenata $\alpha_k(E_2)$ i $\alpha_k(M_1)$ su numerički interpolisani iz rada Hagera i Seltzera / 14 /. Za interpolaciju je upotrebljen program za računar koji je naveden u njihovom radu. Dobijene vrednosti navedeni su u tabeli 3.

ODREDJIVANJE VREDNOSTI q_k^2

Eksperimentalno dobijena vrednost za koeficijent unutrašnje konverzije može da posluži za odredjivanje eksperimentalne

vrednosti odnosa smeša:

$$q_k^2 = \frac{I_k(E0)}{I_k(E2)} \quad (44)$$

rešavanjem formule (8) po q_k^2 dobija se:

$$q_k^2 = \frac{(1 + \delta^2)\alpha_k - \alpha_k(Ml)}{\delta^2\alpha_k(E2)} - 1 \quad (45)$$

$$\begin{aligned} \Delta(q_k^2) &= \pm \sqrt{\left[\frac{\partial(q_k^2)}{\partial \alpha_k} \Delta \alpha_k \right]^2 + \left[\frac{\partial(q_k^2)}{\partial(\delta^2)} \Delta \delta^2 \right]^2} = \\ &= \pm \frac{\sqrt{16 [\alpha_k(Ml) - \alpha_k]^2 (\Delta \delta)^4}}{\alpha_k(E2) \cdot \delta^2} \end{aligned} \quad (46)$$

Odnosi smeša δ_k^2 , za ispitivane prelaze, uzeti su iz rada /12,15/ i navedeni u tabeli 4. Tako dobijene vrednosti za q_k^2 su takođe navedene u tabeli 4 i uporedjene sa vrednostima dobijenim u radu /12/.

Za prelaze koji polaze sa β - vibracionih nivoa naši rezultati se dobro slažu sa rezultatima sa kojima ih upoređujemo, dok je u slučaju prelaza sa γ - vibracionih nivoa dobijena veća zastupljenost E0 - komponente nego u navedenom radu.

ODREĐIVANJE χ ($\frac{E0 : I_i \rightarrow I_f}{E2 : I_i \rightarrow I_f}$)

Na osnovu izmerenih vrednosti q_k^2 i teorijskih vrednosti za Ω_k koji su dobijeni interpolacijom iz rada /16/ određeni su parametri χ za ispitivane prelaze. Ovi rezultati su navedeni u tabeli 5.

Z A K L J U Č A K

U ovom radu su odredjeni odnosi redukovanih matričnih elemenata E0/E2 za ekvispinske prelaze sa 2^+ i 4^+ članova β i γ vibracione familije na osnovnu rotacionu familiju.

Dobijene vrednosti su u tabeli 5 uporedjene sa rezultatima koje predviđaju pojedini modeli jezgra. U koloni 4 je navedena jednočestična procena ove veličine. U koloni 5 su date vrednosti iz adijabatskog β -vibracionog modela, dok su vrednosti u koloni 6 dobijene iz modela u kojem se β - γ interakcija tretira perturbacionom metodom. Slaganje sa vrednostima iz pojedinih modela je slabo iako su vrednosti iz kolektivnih modela daleko bliži eksperimentu od jednočestične procene.

Kvalitativno neslaganje sa rezultatima iz kolektivnog modela može se protumačiti na dva načina:

I) Električni monopolni operator u svim računima sa kolektivnim modelom se izvodi pod predpostavkom da je jezgro homogeno nanelektrisano i da ima konstantnu zapreminu.

II) Postojanje jake β - γ interakcije koja onemogućuje tretiranje ovog efekta kao perturbacije.



TABELA II
RELATIVNI GAMMA INTENZITETI

E_{γ} [keV]	$A^{(1)}$	$A^{(2)}$	$\varepsilon^{(1)} 10^4$	$\varepsilon^{(2)} 10^4$	$\bar{I}_{\gamma s}$	$I_{\gamma} / 10 /$
676.6	4699.5 ± 383.085		1.5		0.678 ± 0.0734	0.43 ± 0.11
692.4	36392 ± 2262.33	3969.54 ± 152.83	1.4	2.4	4.978 ± 0.211	4.93 ± 0.3
873.2	192090.9 ± 1742.932	23209.1 ± 263.334	1.3	2	31.184 ± 1.115	34.8 ± 1.7
892.7	6365.4 ± 990.7148	880.53 ± 118.2	1.2	1.9	1.181 ± 0.053	1.31 ± 0.1
1274.49	369634.8 ± 633.039	45825 ± 222.144	0.8	1.2	100	100

TABELA III
KONVERZIONI KOEFICIJENTI

$I_i \rightarrow I_f$	E_{γ}	$I_{\gamma} \text{ rel.}$	$I_{\gamma} \text{ teor.}$	$I_{ek \text{ rel.}} \cdot 10^3$	$\alpha_K \text{ exp.} \cdot 10^3$	$\alpha_K(E2) \cdot 10^2$ ref. 14	$\alpha_K(M1) \cdot 10^2$ ref. 14
$4_{\beta}^+ \rightarrow 4^+ g$	676.5	0.68 ± 0.07	0.43 ± 0.11	22.2 ± 1	0.43 ± 3.67	0.545	1.03
$2_{\beta}^+ \rightarrow 2^+ g$	692.4	4.98 ± 0.21	4.97 ± 0.30	206.1 ± 2.3	41.39 ± 1.8	0.517	0.969
$2_{\gamma}^+ \rightarrow 2^+ g$	873.2	31.2 ± 1.1	34.8 ± 1.7	116.6 ± 2.3	3.74 ± 0.15	0.309	0.551
$4_{\gamma}^+ \rightarrow 4^+ g$	892.8	1.18 ± 0.053	1.31 ± 0.1	4.9 ± 0.5	4.14 ± 0.46	0.294	0.522
$2^- \rightarrow 2^+ g$	1274.49	100	100	$63.1 \pm 1.1^*$	0.631		

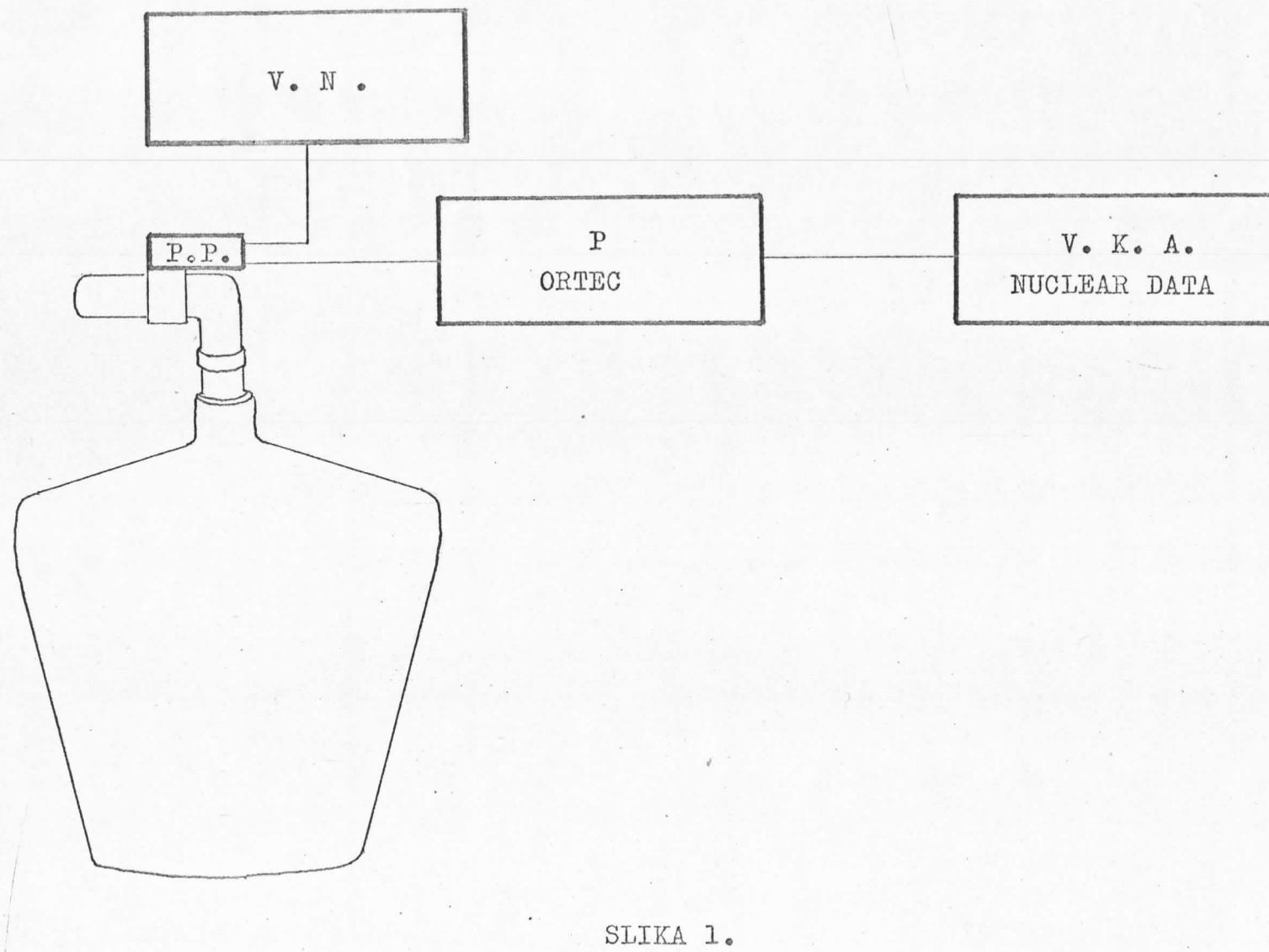
* elektronski intenziteti su normirani na 0.063 za ($E1 + 0.1\% M2$) prelaz od 1274.49 keV

TABELA IV
MULTIPOLNOSTI PRELAZA

$I_i \rightarrow I_f$	E_{γ} [keV]	$\alpha_{K_{\text{exp}}} \cdot 10^2$	$\delta /12,15/$	$q_{K_{\text{exp}}}^2$	$q_K^2 /12/$
$4_{\beta}^+ \rightarrow 4^+ g$	676.6	3.265 ± 0.367	-7 ± 2.5	5.07452 ± 2.200	6.42 ± 0.917
$2_{\beta}^+ \rightarrow 2^+ g$	692.4	4.139 ± 0.18	-10 ± 4	7.06712 ± 3.94	6.5 ± 0.227
$2_{\gamma}^+ \rightarrow 2^+ g$	873.2	0.374 ± 0.015	8 ± 1	0.2014 ± 0.061	0.107 ± 0.029
$4_{\gamma}^+ \rightarrow 4^+ g$	892.8	0.414 ± 0.046	4.0 ± 0.1	0.385 ± 0.16	0.14 ± 0.12

TABELA V

$I_i \rightarrow I_f$	$A(E0) \cdot 10^{10}$	χ_{exp}	$\chi / 18 /$ jednočes.	$\chi / 19 /$	$\chi / 20 /$
$4^+_3 \rightarrow 4^+ g$	1.66	0.26 ± 0.113	4π	1.322	
$2^+_3 \rightarrow 2^+ g$	1.6565	0.378 ± 0.21	4π	1.202	
$2^+_1 \gamma \rightarrow 2^+ g$	1.6315	0.0166 ± 0.005	4π		0.0078736
$4^+_1 \gamma \rightarrow 4^+ g$	1.6625	0.0329 ± 0.14	4π		0.0684279



SLIKA 1.

BLOK ŠEMA SPEKTROMETRA

N/60kE.

300000

591,8

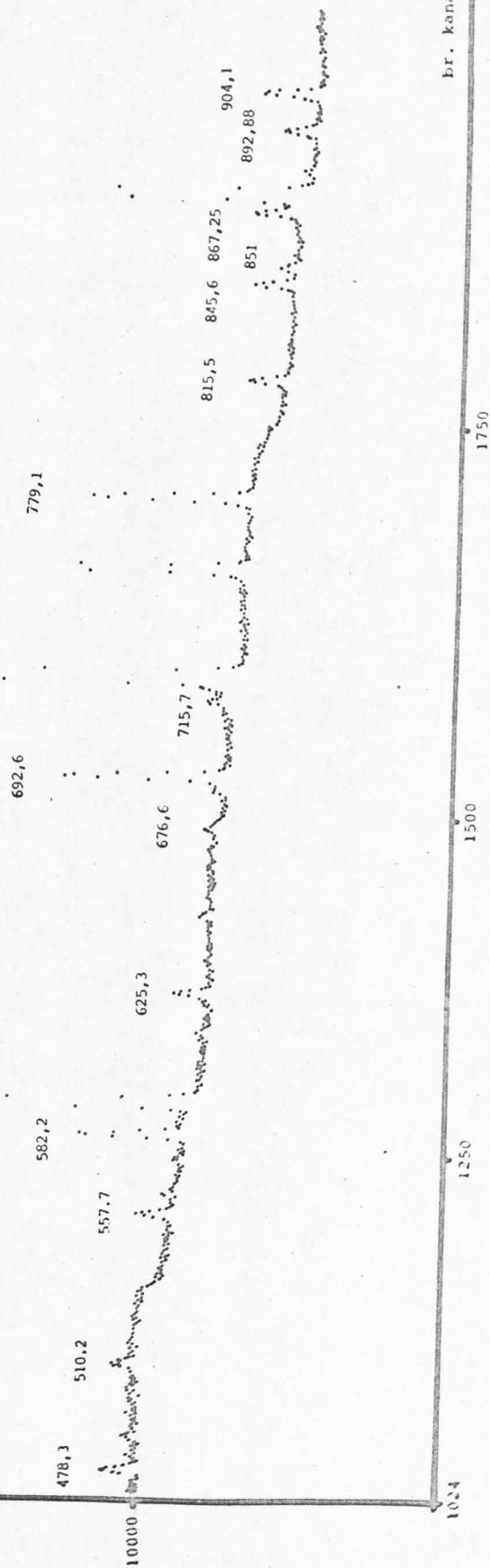
873,1

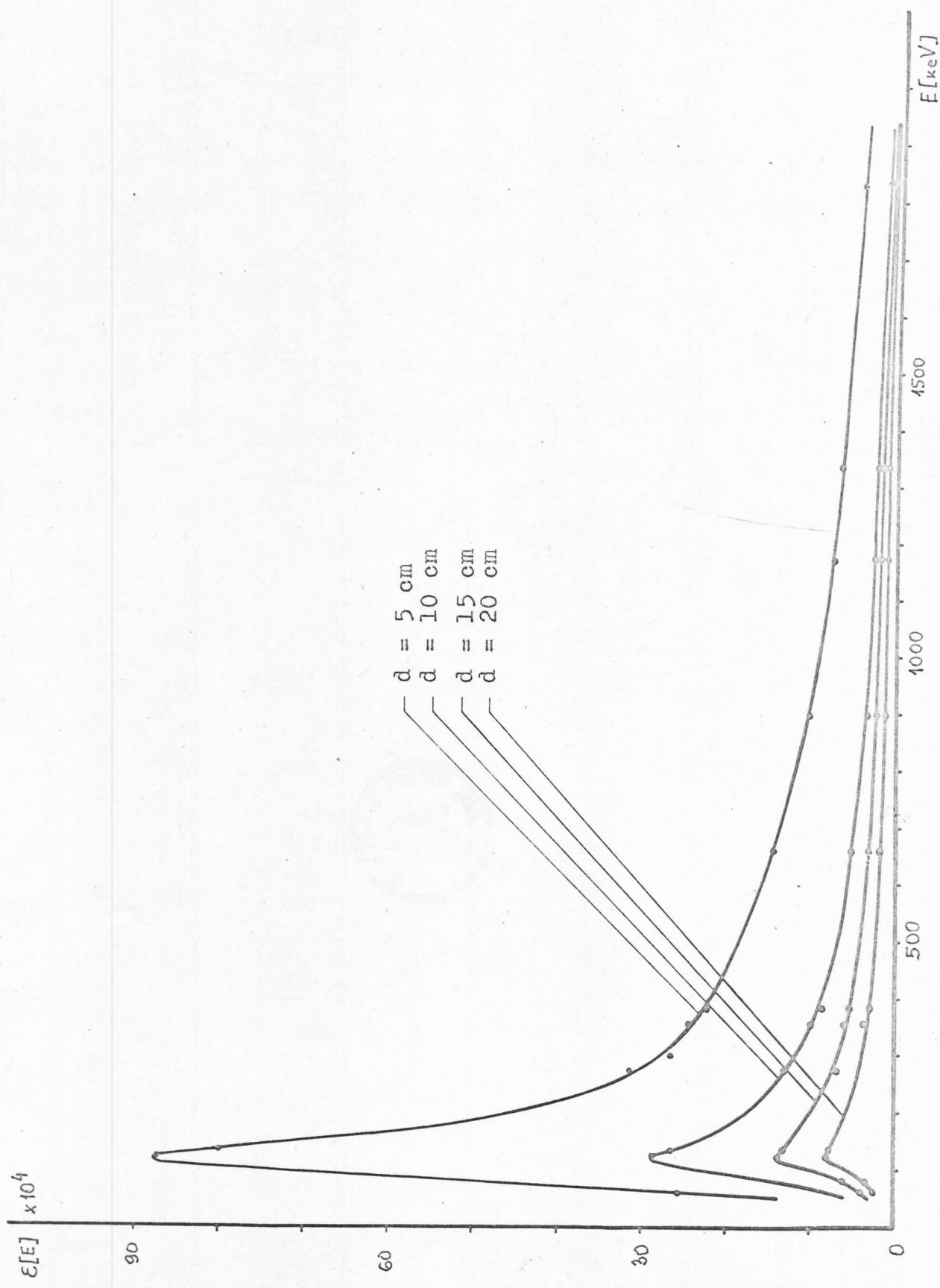
723,3

200000

756,9

SLIKA 2





SLIKA 3

R E F E R E N C E

- 1) I.V. Rakoboljskaja, Jadernaja fizika (Moskovski Univerzitet, 1971.)
- 2) Gama luči, Akademija nauk SSSR (Moskva - Leningrad, 1961.)
- 3) Alfa - beta i gamma - spektroskopija, vlijm. 3., Moskva, 1969.
- 4) L.G. Marinkov, Doktorska disertacija, PMF Beograd (1963)
- 5) M.L. Bogdanović, Doktorska disertacija, PMF Beograd (1968)
- 6) Eksperimentaljnaja jadernaja fizika, Tom 3, Izdateljstvo inostranoj literaturi, Moskva, (1961)
- 7) I. Bikit, Diplomski rad, PMF Novi Sad, (1967)
- 8) I. Bikit, Magistarski rad, PMF Beograd, (1970)
- 9) D. Pećanac, Diplomski rad, PMF Novi Sad,
- 10) L.L. Riedinger, Doktorska disertacija, Vanderbilt University, Nashville - Tennessee, (1969)
- 11) R.A. Mayer, Phys. Rev., 170 (1968) 1089
- 12) N. Rud, H.L. Nielsen, K. Wilsky, Nucl. Phys. A167 (1971) 401
- 13) W.H. Brantley, J.H. Hamilton, T. Katch, E.F. Zganjar, Nucl. Phys, A118 (1968) 677
- 14) R. Hager, E. Seltzer, Nucl. Data, 4 (1963) 1
- 15) N. Rud, K.B. Nielsen, Nucl. Phys., A158 (1970) 546
- 16) R. Hager, E. Seltzer, Nucl. Data, 6 (1969) 1
- 17) R. Steinling, M. Deutsch, Phys. Rev., 121 (1961) 1484
- 18) J.H. Hamilton, K. Kumar, L. Varnell, A.V. Ramayya, P.E. Little, Phys. Rev., 10 (1974) 2540
- 19) K. Kumar, "The Electromagnetic Interaction in Nuclear Spectroscopy" editor W.D. Hamilton, North Holland Publishing Company, (1975)
- 20) Ken-Ji Hara, Nucl. Phys., 46 (1963) 385