

UNIVERSITET U NOVOM SADU
PRIRODNO-MATEMATIČKI FAKULTET

Природно-математички факултет
Радна заједница за научни послова

Р.	29.04.1976.
Оп. д.	ФН
02	88274

Bikit I. Istvan

ULOGA ELEKTRIČNIH MONOPOLNIH PRELAZA U TUMAČENJU
PRIRODE POBUDJENIH STANJA ATOMSKOG JEZGRA

doktorska disertacija

Novi Sad, april 1976.

Nemoguće je u svega nekoliko redova izraziti zahvalnost svim ljudima koji su ličnim primerom, savetima i sugestijama uticali na moj profesionalni razvoj i omogućili mi da skupim materijal za ovu tezu. Ipak ću pokušati, da se još jednom podsetim na sve detalje mog puta ka spoznaji nekih zakonitosti fizike jezgra i da napišem imena fizičara koji su mi nesebično pomagali u svladjivanju najtežih deonica.

Najveću "krivicu" za to, što sam se uopšte upustio u labirint istraživanja prirodnih nauka, snosi svakako Dr Lazar Marinkov, koji još od studentskih dana usmerava moj razvoj. Tokom dugogodišnje saradnje on mi je pružio neprocenjivu pomoć, kako oko izbora tematike, tako i u neposrednoj realizaciji svih eksperimenata i uvek je našao pogodne metode da me u trenucima malodušnosti ohrabri i uputi ka rešenju problema.

Najlepše me uspomene vezuju za zajednički rad i sa svim ostalim "seniorima" Laboratorije za Nuklearnu Spektroskopiju IBK u Viniči. Dr Ante Kukoč, Dr Mihorad Mladjenović, Dr Rista Stepić, Dr Radomir Vukanović, Dr Mladen Župančić i Dr Djura Krmpotić su mi svojim dugogodišnjim radom i iskustvom omogućili da, ne gubeći vreme na "sitne" tehničke detalje, odmah iz studentskih klupa predjem za komandni pult složenih mernih uredjaja.

Imao sam sreću da prve poteškoće i radosti u istraživačkom radu podelim sa vršnjim fizičarima Dr Ivanom Aničinom i Dr Dragomirom Krpićem i da sa njima zajedno u prijateljskoj atmosferi prodiskutujem i shvatim mnoge složene pojmove savremene fizike.

SADRŽAJ

1. UVOD	1
2. ELEKTROMAGNETNI PRELAZI JEZGRA	4
2A. Gamma emisija	4
2B. Unutrašnja konverzija	6
2C. Električni monopolni prelazi	10
3. NUKLEARNI MODELI I VEROVATNOĆA EO PRELAZA	12
3A. Jednočestični model	12
3B. Vibracioni modeli	13
3C. Adijabatski rotaciono-vibracioni modeli	15
3D. Modeli asimetričnog rotatora	17
3E. Modeli mešanih familija	19
3F. Mikroskopski modeli	21
4. EKSPERIMENTALNE METODE ODREDJIVANJA VEROVATNOĆE EO PRELAZA	23
4A. Merenje konverzionih koeficijenata i odnosa konverzionih koeficijenata	23
4B. Metoda direkcionih ugaonih korelacija	25
5. EKSPERIMENTI	33
5A. $2^+ \rightarrow 2^+$ prelaz u ^{192}Pt	33
5B. $2^+ \rightarrow 2^+$ prelazi u ^{154}Gd	41
5C. $2^+ \rightarrow 2^+$ prelaz u ^{160}Dy	51
5D. Prelaz od 191 keV u ^{197}Au	55
5E. $5/2^+ \rightarrow 5/2^+$ prelaz u ^{233}U	62
6. ZAKLJUČAK	70
REFERENCE	73

1. UVOD

Atomsko jezgro je od samog otkrića njegovog postojanja meta verovatno najintenzivnijih istraživanja u istoriji prirodnih nauka. Iako je ovako velik interes za fiziku jezgra bio često motivisan željom da se reše akutni društveni problemi, ne može se poreći da je razumevanje fizike jezgra veoma bitan element u našoj opštoj slici o prirodi materije. Pre svega prirodno je očekivati da se valjanost danas opšte prihvачene fundamentalne fizičke teorije, kvantne mehanike, koja je izgradjena za objašnjenje pojava u atomskom svetu, i čija je univerzalnost samo postulirana, potvrdi i na problematici jezgra. Mada se matematički aparat kvantne mehanike obilno koristi u svim teorijskim objašnjenjima osobina jezgra, nažalost do danas ne postoji ni jedna teorija jezgra, koja polazeći od "prvih principa" jasnom linijom vodi do proračuna opservabilnih veličina. Pokazalo se da je egzaktno kvantomehaničko opisivanje sistema nuklearna, čije su vezivne sile samo delimično poznate i koji sadrži nedovoljan broj identičnih delova za potpuno statističko tretiranje, nemoguće u okviru današnjih matematičkih metoda. Tako su eksperimentalni podaci o strukturi jezgra sistematizovani u okviru brojnih "modela" jezgra koji uzimaju u obzir samo one aspekte nuklearne strukture, koji su relevantni za objašnjenje ograničenog broja pojava u nekim jezgrima. Razvoj ovih modela je naravno usko vezan za nove eksperimentalne rezultate, jer se jedino na osnovu njih može pouzdano suditi o tome, da li su učinjene modelske predpostavke ili aproksimacije korektne. Verovatno je ovaj veoma intenzivan dialog izmedju teorije i eksperimenta najprivlačnija osobina istraživanja na polju nuklearne fizike. On je doveo do toga da se praktično sve do danas poznate matematičke metode teorijske fizike usavrše i prilagode za "modelliranje" nuklearne strukture, a sa druge strane je inicirao postavljanje sve složenijih eksperimenata uz kvantitativan i kvalitativan razvoj eksperimentalne tehnike.

Uključivanje u ovako razgranat i kompleksan proces

istraživanja nije ni lak ni jednostavan posao. U nemogućnosti sagledavanja i praćenja celokupne problematike nuklearne strukture, istraživač je prisiljen da se ograniči na delovanje u jednoj veoma uskoj i specijalizovanoj oblasti, uslovljenoj njegovim prostorno-vremenskim i materijalno-intelektualnim koordinatama, uz nadu da će se rezultati njegovog rada korisno uklopiti u mozaik znanja o atomskom jezgru.

Problematika električnih monopolnih prelaza spada medju otvorene i nedovoljno istražene oblasti niskoenergetske nuklearne spektroskopije. Električni monopolni prelazi jezgra nastaju Coulombovom interakcijom nukleona sa atomskim elektronima koji prodиру u jezgro. Izučavanjem ovog procesa mogu se dobiti informacije o finim detaljima oblika i strukture jezgra. I pored velikog broja objavljenih radova, eksperimentalni i teorijski rezultati su u ovoj oblasti često u ozbiljnom raskoraku. Eksperimenti u kojima se određuje verovatnoća električne monopolne (E_0) deekscitacije jezgra su najčešće veoma složeni, te se direktno merene fizičke veličine, koje sadrže informaciju o verovatnoći E_0 prelaza, određuju sa velikom statističkom greškom. Do željene informacije o verovatnoći E_0 prelaza dolazi se analizom ovih rezultata uz upotrebu nekoliko ne uvek pouzdano poznatih atomskeh i nuklearnih parametara. Imajući ovo u vidu, ne treba da nas iznenadi česta nekonzistentnost eksperimentalnih rezultata raznih autora. Sa druge strane postojeći teorijski proračuni koji najčešće koriste grube fenomenološke talasne funkcije i veoma uprošćene modelske operatore mogu dati samo kvalitativne rezultate.

Već se izlovih uvodnih napomena vidi aktuelnost ispitivanja E_0 deekscitacije jezgra. Izučavanju ove problematike je tokom zadnjih deset godina bila posvećena posebna pažnja u Grupi za nuklearnu spektroskopiju u Institutu "Boris Kidrič" u Vinči. Autor ove teze se uključio u rad grupe krajem 1967. godine i sa njom neprekidno saradjuje.

U ovoj tezi su prikazane eksperimentalne i teorijske metode kojim se dobijaju informacije o E_0 prelazima i opisani su eksperimenti u kojima je autor direktno učestvovao. Prvi deo eksperimentalnog rada posvećen je izučavanju E_0 prelaza u parno-parnim deformisanim jezgrima. Postojeći nuklearni modeli

tesno povezuju verovatnoće E0 prelaza sa prirodom pobudjenih stanja ovih jezgara. Eksperimentalni rezultati iz ove oblasti trebali su da rasvetle prirodu ispitivanih nuklearnih stanja i da omoguće testiranje postojećih modeli jezgra.

U drugoj grupi eksperimenata izučavani su E0 prelazi u teškim neparnim jezgrima. Pitanje E0 deekscitacije neparnih jezgara je još i danas teorijski neravetljeno. Ovi eksperimenti su postavljeni sa namerom da se ispita prisustvo E0 komponente u ekvispinskim prelazima i da se time pruži eksperimentalan doprinos rešavanju ove problematike.

2. ELEKTROMAGNETNI PRELAZI JEZGRA

Ako je energija pobudjenja jezgra manja od energije veze nukleona, prelazi na niža energetska stanja vrše se elektromagnetskom interakcijom. Opšte osobine ove interakcije su dobro izučene na atomskim sistemima i jasno formulisane zakonima kvantne elektrodinamike, te se ona vrlo često koristi za ispitivanje nuklearne strukture. Jezgro se sastoji od nukleona koji su vezani jakom interakcijom i njegova stanja se ne mogu opisati formalizmom kvantne elektrodinamike. Zato se pri teorijskom opisivanju karakteristika elektromagnetskih prelaza u jezgru, po cenu određenih aproksimacija iz "egzaktnog" tretmana isključuju oni delovi interakcije koji zavise i od nepoznatih talasnih funkcija jezgra. Na ovaj način dobijaju se izrazi koji "nuklearnu informaciju" sadrže u vidu manje ili više slobodnih parametara, koji se mogu izračunati iz nekog modela jezgra ili se mogu odrediti eksperimentalno.

Mada ovakav pristup krije u sebi opasnost da se izvesne nekonzistentnosti u "egzaktnom" tretmanu pojave kao efekti nuklearne strukture, on je opšte prihvaćen i sve informacije o jezgru dobijene su ovom metodom.

Najverovatniji elektromagnetski prelazi jezgra (za $E_p \leq 2m_0 c^2$) su gamma emisija i unutrašnja konverzija. U sledećim poglavljima ćemo ukratko navesti na koji način se teorijski formuliše uticaj nuklearne strukture na verovatnoću ovih procesa.

2A. GAMMA EMISIJA

Gamma emisija nastaje interakcijom nuklearne struje sa elektromagnetskim poljem jezgra. Verovatnoća da jezgro emisijom fotona u jedinici vremena predje iz stanja $|i\rangle$ u stanje $|f\rangle$ data je u prvom redu teorije perturbacije izrazom:

$$W_{fi}^\gamma = \frac{2\pi}{\hbar} |\langle f | - \frac{1}{c} \int \vec{j}(\vec{r}, t) \cdot \vec{A}(\vec{r}, t) d\vec{r} | i \rangle|^2 g \quad (2.1)$$

gde je: \vec{A} - operator elektromagnetskog potencijala, \vec{j} - operator nuklearne struje, a g je gustina finalnih stanja. Da bi eks-

eksplisitno izrazili zavisnost verovatnoće prelaza od osnovnih kvantnih karakteristika, spina i parnosti, nuklearnih stanja, potrebno je da potencijal \vec{A} izrazimo u vidu multipolnog reda:

$$\vec{A}_p(\vec{r}) = p\sqrt{2\pi} \sum_{\lambda\mu} (2\lambda+1)^{1/2} i D_{\mu p}^{\lambda} [\vec{A}_{\lambda\mu}^M(\vec{r}) + ip\vec{A}_{\lambda\mu}^E(\vec{r})] \quad (2.2)$$

gde vrednosti $p=1$ ili $p=-1$ opisuju polarizaciju fotoča, a $D_{\mu p}^{\lambda}$ je matrica rotacije. Vektorski potencijali magnetnih i električnih multipola \vec{A}^M i \vec{A}^E imaju eksplisitni oblik:

$$\begin{aligned} \vec{A}_{\lambda\mu}^M(\vec{r}) &= [\lambda(\lambda+1)]^{-1/2} \hat{\vec{L}} \cdot \vec{j}_{\lambda}(kr) Y_{\lambda\mu}(\vec{r}_o) \\ \vec{A}_{\lambda\mu}^E(\vec{r}) &= -\frac{i}{k} [\lambda(\lambda+1)]^{-1/2} \vec{\nabla} \times (\hat{\vec{L}} \vec{j}_{\lambda}(kr) Y_{\lambda\mu}(\vec{r}_o)) \end{aligned} \quad (2.3)$$

gde su j_{λ} - sferne Besselove funkcije, $Y_{\lambda\mu}$ - sferni harmonici, a $\hat{\vec{L}}$ je operator angуларног момента.

Parnosti magnetnih i električnih multipola su $\pi_M = (-1)^{\lambda+1}$ i $\pi_E = (-1)^\lambda$.

Koristeći oscilatornu vremensku zavisnost operatora \vec{j} i \vec{A} iz formalizma kvantne elektrodinamike, verovatnoća nuklearnog multipolnog prelaza $T\lambda$ ($T = E$ ili M), emisijom γ kvanta sa talasnim vektorom \vec{k} i polarizacijom p može da se izrazi kao:

$$W_{fi}^{\gamma}(T, \lambda_p) = \frac{(2\lambda+1)k}{\hbar c^2} \left| \langle f | \int \vec{j}(\vec{r}) \cdot \vec{A}_{\lambda\mu}^T(\vec{r}) d\vec{r} | i \rangle \right|^2 d\Omega_{\vec{k}} \quad (2.4)$$

Ova verovatnoća je različita od nule ako su zadovoljeni uslovi

$$k = \frac{E_i - E_f}{\hbar c} ; \quad \lambda = \vec{j}_i - \vec{j}_f ; \quad \pi_T = \pi_i \cdot \pi_f \quad (2.5)$$

$$i \mu = M_f - M_i$$

Integracijom po pravcima emisije, sumiranjem po indeksima polarizacije γ kvanata i ograničavajući se na slučaj emisije neorientisanih jezgara čija se finalna orijentacija ne meri (što zahteva usrednjavanje po M_i i sumiranje po M_f) dobija se ukupna verovatnoća:

$$W_{J_f J_i}^{\gamma} (T\lambda) = \frac{8\pi k}{\hbar c^2} \left| \langle f | \left| \int \vec{j}(\vec{r}) \vec{A}_{\lambda}^T(\vec{r}) d\vec{r} \right| i \rangle \right|^2 \frac{2J_f + 1}{2J_i + 1} \quad (2.6)$$

Matrični elementi u formuli (2.6) se ne mogu egzaktno izračunati zbog napoznavanja operatora nuklearne struje. Koristeći predpostavku da svaki nukleon nezavisno doprinosi gustini struje i uzimajući u obzir da je do energije prelaza od ≈ 10 MeV ispunjen uslov $kR \ll 1$ (gde je R poluprečnik jezgra) dobija se aproksimativan izraz:

$$W_{J_f J_i}^{\gamma} (T\lambda) = \frac{8\pi (\lambda+1)}{\lambda [(2\lambda+1)!!]^2} \frac{k^{2\lambda+1}}{\hbar} B(T\lambda; J_i \rightarrow J_f) \quad (2.7)$$

gde je:

$$B(T\lambda; J_i \rightarrow J_f) = \frac{2J_f + 1}{2J_i + 1} |\langle f | Q_{T\lambda} | i \rangle|^2 \quad (2.8)$$

tzv. redukovana verovatnoća prelaza. Multipolni operatori su u ovoj aproksimaciji dati formulom:

$$Q_{E\lambda}^{\mu} = e \sum_{i=1}^Z r_i^{\lambda} Y_{\lambda\mu}(\vec{r}_{io}) \quad (2.9)$$

$$Q_{M\lambda}^{\mu} = \frac{ie\hbar}{2m_n c} \sum_{i=1}^A \left(\frac{g_{Li} \hat{L}_i}{\lambda+1} + g_{S_i S_i} \hat{s}_i \right) \vec{\nabla}_i (r_i^{\lambda} Y_{\lambda\mu}(\vec{r}_{io}))$$

gde je e - elementarno nanelektrisanje, a m_n - masa nukleona. Redukovane verovatnoće $B(T\lambda)$ ne zavise od energije prelaza i opisuju uticaj nuklearne strukture na verovatnoću gamma emisije. Njihove vrednosti se mogu eksperimentalno odrediti merenjem poluživota nuklearnih stanja ili Coulombovom eksperimentacijom jezgra.

2B. UNUTRAŠNJA KONVERZIJA

Unutrašnjom konverzijom se naziva proces u kojem jezgro energiju pobudjenja predaje direktno elektronima iz atomske ljeske. Emisija konverzionih elektrona nastaje retardovanom elektromagnetskom interakcijom struje nukleona i struje atomskih elektrona. Verovatnoća ovog procesa je u najnižem redu teorije perturbacija jednaka:

$$w_e = \frac{2\pi}{\hbar} \frac{1}{2J_i+1} \sum_u |H|^2 \quad (2.10)$$

$$H = \iint (\vec{j}_n \vec{j}_e - \rho_n \rho_e) \frac{e^{ikr}}{r} d\vec{r}_e d\vec{r}_n \quad (2.11)$$

gde je $r = |\vec{r}_n - \vec{r}_e|$, \vec{j} i ρ su komponente četvorovektora gustine struje prelaza, a u simbolizuje sve neopbservirane kvantne brojeve elektrona i jezgra u početnom i finalnom stanju. Multipolni razvoj podintegralne funkcije za $r_n \ll r_e$ ima oblik:

$$\begin{aligned} & \rho_n(\vec{r}_n) \rho_e(\vec{r}_e) \frac{e^{ikr}}{r} = \\ & = 4\pi ik \sum_{\lambda\mu} \rho_n(\vec{r}_n) A_{\lambda\mu}^*(k\vec{r}_n) \cdot \rho_e(\vec{r}_e) B_{\lambda\mu}(k\vec{r}_e) \end{aligned} \quad (2.12)$$

$$\begin{aligned} & \vec{j}_n(\vec{r}_n) \vec{j}_e(\vec{r}_e) \frac{e^{ikr}}{r} = \\ & = 4\pi ik \sum_{\lambda\mu T} \vec{j}_n(\vec{r}_n) \vec{A}_{\lambda\mu}^{T*}(k\vec{r}_n) \cdot \vec{j}_e(\vec{r}_e) \vec{B}_{\lambda\mu}^T(k\vec{r}_e) \end{aligned} \quad (2.13)$$

gde su:

$$A_{\lambda\mu}(kr) = j_\lambda(kr) Y_{\lambda\mu}(\vec{r}_o) \quad ; \quad B_{\lambda\mu} = h_\lambda(kr) Y_{\lambda\mu}(\vec{r}_o) \quad (2.14)$$

$$\vec{A}_{\lambda\mu}^L = \frac{\vec{\nabla}}{k} A \quad ; \quad \vec{B}_{\lambda\mu}^T = \frac{h_\lambda}{j_\lambda} \vec{A}_{\lambda\mu}^T \quad (2.15)$$

(h_λ - je Hankelova funkcija, a $\vec{A}_{\lambda\mu}^L$ - je longitudinalni vektor-ski potencijal).

Za slučaj $r_n \geq r_e$ (elektron u domenu jezgra) u redovima (2.12) i (2.13) treba izvršiti zamenu $A \not\sim B$ i $\vec{A} \not\sim \vec{B}$.

Skalarni, električni i longitudinalni članovi multipolnog razvoja interakcije H imaju istu parnost $(-1)^\lambda$ i svi doprinose konverzionim procesima električnog tipa. Za magnetne multipole interakcija H ima jednostavniji oblik, te ćemo na primeru magnetne konverzije pokazati kako se iz interakcije H izdvaja uticaj nuklearne strukture. Za magnetne multipoole je:

$$H^M(\lambda\mu) = 4\pi ik \left\{ \int_0^\infty \vec{j}_n \cdot \vec{A}_{\lambda\mu}^M(k\vec{r}_n) \left[\int_{r_n}^\infty \vec{j}_e \vec{B}_{\lambda\mu}^M(k\vec{r}_e) d\vec{r}_e \right] d\vec{r}_n + \right. \\ \left. + \int_0^\infty \vec{j}_n \vec{B}_{\lambda\mu}^{M*}(k\vec{r}_n) \left[\int_0^{r_n} \vec{j}_e \vec{A}_{\lambda\mu}^M(k\vec{r}_e) d\vec{r}_e \right] d\vec{r}_n \right\} \quad (2.16)$$

Iz fizičkih razloga je jasno da verovatnoći W_e najviše doprinose oni članovi od H za koje je $r_n < r_e$. Kako je za tačkasto jezgro ovaj uslov uvek ispunjen pogodno je da se (2.16) prepisuje u obliku:

$$H^M(\lambda\mu) = H_o^M(\lambda\mu) + H_p^M(\lambda\mu) \quad (2.17)$$

gde je

$$H_o^M(\lambda\mu) = 4\pi ik \int_0^\infty \vec{j}_n \vec{A}_{\lambda\mu}^{M*}(k\vec{r}_n) d\vec{r}_n \cdot \int_0^\infty \vec{j}_e \vec{B}_{\lambda\mu}^M(k\vec{r}_e) d\vec{r}_e \quad (2.18)$$

interakcija za tačkasto jezgro. Vidimo da se $H_o^M(\lambda\mu)$ može napisati kao proizvod dva faktora od kojih jedan zavisi samo od elektronske, a drugi samo od nukleonske koordinate. Kako je nuklearni faktor istog oblika kao i matrični element (2.6) za gamma emisiju, jasno je da konverzionalni koeficijent $\alpha(M\lambda) = W_e(M\lambda)/W_\gamma(M\lambda)$ u aproksimaciji $H_p^M(\lambda\mu) = 0$ ne zavisi od nuklearne strukture.

Ako se elektronski faktor u (2.18) izračuna sa elektronskim talasnim funkcijama koje odgovaraju jezgru konačnih dimenzija, konverzionalni koeficijenti će u principu zavisiti od raspodele naielktrisanja u jezgru. Ovakav uticaj jezgra na proces konverzije naziva se "statičkim" efektom. Kako elektronske funkcije stanja veoma malo zavise od konkretnog oblika i poluprečnika jezgra ovaj efekat se ne koristi za izučavanje strukture jezgra.

Uticaj člana $H_p^M(\lambda\mu)$ na verovatnoću konverzije назива се "penetracionim" efektom. Iz formula:

$$H_p^M(\lambda\mu) = 4\pi ik \int_0^\infty \vec{j}_n \vec{A}_{\lambda\mu}^{M*}(k\vec{r}_n) \Phi(r_n) d\vec{r}_n \quad (2.19)$$

$$\Phi(r_n) = \int_0^{r_n} [\vec{j}_e \vec{B}_{\lambda\mu}^M(k\vec{r}_e) - \frac{h_\lambda(kr_n)}{j_\lambda(kr_n)} \vec{j}_e \vec{A}_{\lambda\mu}^M(k\vec{r}_e)] d\vec{r}_e \quad (2.20)$$

se vidi da je ovaj član različit od nule samo onda kada se atomski elektroni nalaze u jezgru. Konverzionalni koeficijent za jezgro konačnih dimenzija je, znači, dat izrazom oblika:

$$\alpha(M\lambda) \approx \left| \int_0^\infty \vec{j}_e \vec{B}_{\lambda\mu}^M(k\vec{r}_e) d\vec{r}_e (1 + \Lambda_o) \right|^2 \quad (2.21)$$

gde je:

$$\Lambda_o = \frac{\int_0^\infty \vec{j}_n \vec{A}_{\lambda\mu}^{M*}(k\vec{r}_n) \Phi(r_n) d\vec{r}_n}{\int_0^\infty \vec{j}_n \vec{A}_{\lambda\mu}^{M*}(k\vec{r}_n) d\vec{r}_n \int_0^\infty \vec{j}_e \vec{B}_{\lambda\mu}^M(k\vec{r}_n) d\vec{r}_e} \quad (2.22)$$

Ovako definisan penetracioni član Λ_o zavisi i od elektronskih i od nukleonskih talasnih funkcija. Ako se u brojiocu formule (2.22) zanemari doprinos oblasti integracije van jezgra tj. stavi $\int_0^\infty d\vec{r}_n \approx \int_0^R d\vec{r}_n$, funkcija $\phi(r_n)$ razvije u red po stepenima od r_n/R i zadrži samo prvi član ovog razvoja dobija se aproksimativna faktorizacija:

$$\Lambda_o \approx \phi(r_e) \Lambda \quad (2.23)$$

gde je

$$\Lambda = \frac{\int_0^\infty \vec{j}_n \vec{A}_{\lambda\mu}^{M*}(k\vec{r}_n) (r_n/R)^2 d\vec{r}_n}{\int_0^\infty \vec{j}_n \vec{A}_{\lambda\mu}^M(k\vec{r}_n) d\vec{r}_n} \quad (2.24)$$

tzv. "penetracioni parametar" koji opisuje uticaj nuklearne strukture na proces konverzije.

Konverzionalni koeficijenti bez penetracione korekcije i penetracioni koeficijenti $\Phi(r_e)$ mogu se izračunati u funkciji energije prelaza i rednog broja Z . Za izračunavanje ovih veličina u najnovijim radovima se koriste elektronske talasne funkcije samousaglašenog polja atoma sa konačnim jezgrom.

Kod velike većine nuklearnih prelaza je vrednost

parametra λ bliska nuli. U slučajevima kada matrični element gamma emisije u imeniocu izraza (2.24) ima izuzetno malu vrednost, penetracioni efekti mogu igrati znatnu ulogu u procesu konverzije. Kod ovakvih prelaza se merenjem konverzionih koeficijenata mogu dobiti informacije i o strukturi jezgra.

2c. ELEKTRIČNI MONOPOLNI PRELAZI

Vektorski potencijali $\vec{A}_{\lambda\mu}^T(\vec{r})$ definisani relacijom (2.3) su identički jednaki nuli za $\lambda=0$. To znači da se elektromagnetni prelazi multipolnosti $\lambda=0$ ne mogu realizovati emisijom jednog gamma kvanta. Međutim, za $\lambda=0$ se interakcija izmedju jezgra i atomskih elektrona svodi na čistu elektrostatičku interakciju:

$$H^E(\lambda=0) = \int_0^\infty \int_{r_n}^\infty \frac{\rho_n \rho_e}{r_e} d\vec{r}_e d\vec{r}_n + \int_0^\infty \int_0^{r_n} \frac{\rho_n \rho_e}{r_n} d\vec{r}_e d\vec{r}_n \quad (2.25)$$

koja omogućuje električne monopolne ($\Delta J=\Delta \pi=0$) prelaze jezgra emisijom konverzionih elektrona. Ako u prvom članu izraza (2.25) stavimo:

$$\int_{r_n}^\infty d\vec{r}_n = \int_0^\infty d\vec{r}_n - \int_0^{r_n} d\vec{r}_n$$

dobićemo:

$$H^E(\lambda=0) = \int_0^\infty \rho_n d\vec{r}_n \cdot \int_0^\infty \frac{\rho_e}{r_e} d\vec{r}_e + \int_0^\infty \rho_n \int_0^{r_n} \rho_e \left(\frac{1}{r_n} - \frac{1}{r_e} \right) d\vec{r}_e d\vec{r}_n \quad (2.26)$$

Kako se nanelektrisanje jezgra ne menja kod elektromagnetsnih prelaza prvi član u (2.26) jednak je nuli. Drugi član u ovoj formuli različit je od nule samo ako su elektronske talasne funkcije različite od nule u domenu jezgra. Koristeći terminologiju iz prethodnog poglavlja možemo reći da je E0 elektronska emisija čist "penetracioni" efekat. Razvijanjem elektronskih talasnih funkcija unutar jezgra u Mc Laurinov red i uzimajući u obzir interakciju nukleona samo sa $j=1/2$ elektronima (jer se oni nalaze najbliže jezgru) može se verovatnoća za E0 konverziju napisati u faktorisanoj formi:

$$W_e(E0) = \Omega(k, Z) \rho^2 \quad (2.27)$$

gde je bezdimenzioni faktor:

$$\rho = \frac{1}{e} \int_0^R [\rho_n \left(\frac{r}{R}\right)^2 + \dots] d\vec{r}_n \quad (2.28)$$

tzv. nuklearni matrični element električnog monopola. Elektronski faktor $\Omega(k, Z)$ sporo raste sa energijom prelaza k , a veoma se brzo povećava sa rednim brojem Z . Zato su električni monopolni prelazi najverovatniji u teškim jezgrima.

Za eksperimentalno određivanje monopolnog matričnog elementa ρ potrebno je izmeriti vrednost matričnog elementa interakcije $H^E(\lambda=0)$. Direktno merenje ove veličine je praktično nemoguće, te se u svim eksperimentima informacije o E_0 prelazima dobijaju merenjem odnosa matričnih elemenata E_0/E_2 . Ako je matrični element referentnog gamma prelaza poznat moguće je odrediti ρ , a ako nije, uobičajeno je da se iz eksperimenta određuje bezdimenziona veličina:

$$x = \frac{e^2 R^4 \rho^2 (J_i \rightarrow J_f)}{B(E2; J_i \rightarrow J_f, f')} \quad (2.29)$$

i da se ona uporedjuje sa teorijom.

3. NUKLEARNI MODELI I VEROVATNOĆA E0 PRELAZA

U ovoj glavi ćemo pokazati kako se monopolni matrični element ρ i parametar X izračunavaju u okviru postojećih modela jezgra. I pored bitnih razlika u tumačenju prirode nuklearnih pobudjenja svi ovi proračuni sadrže dve problematične fizičke prepostavke: da je nanelektrisanje jezgra homogeno rasporедjeno i da se zapremina jezgra ne menja kod elektromagnetskih prelaza. Prva prepostavka je uvedena jer znatno pojednostavljuje teorijske proračune, a druga se bazira na eksperimentalnoj činjenici da je zapremina jezgra približno proporcionalna broju nukleona. Mada se očekuje da verovatnoće E_0 prelaza bitno zavise i od ovih dveju osobina jezgra, još nije utvrđeno u kojoj meri utiču navedene prepostavke na teorijske vrednosti ρ -a.

3A. JEDNOČESTIČNI MODEL

U ovom modelu se prepostavlja da se nukleoni kreću nezavisno u sferno simetrično centralnom potencijalu i da se elektromagnetski prelazi jezgra realizuju kvantnim skokom jednog nesparenog nukleona. Talasna funkcija nesparenog nukleona može se napisati u obliku:

$$\Psi_{nljm} = u_{nlj}(r) \sum_{m_l m_s} \frac{1}{2} m_s |jm> i^{\ell} Y_{lm_l}(\theta, \phi) X_{m_s}$$
 (3.1)

gde je $u_{nlj}(r)$ -radijalni deo (koji zavisi od konkretnog potencijala), a X_{m_s} - spinski deo talasne funkcije.

Za jednočestični prelaz se monopolni matrični element svodi¹⁾ na:

$$\rho = \int_0^R \Psi^f \left(\frac{r_p}{R} \right)^2 \Psi^i dr = \left(\frac{Z}{A^2} + \delta_p \right) \int_0^R u^{f*} \left(\frac{r}{R} \right)^2 u^i dr \quad (3.2)$$

gde član Z/A^2 potiče od uzmaka jezgra "ostatka", a $\delta_p = 0$ ili 1 za neutron ili proton. Radijalni integral je u Weisskopfovoj²⁾ aproksimaciji ($u^i = u^f = \text{const.}$ za $r < R$ i $u^i = u^f = 0$ za $r > R$) jednak:

$$\int_0^R u^f * r^\lambda u^i dr = \frac{3R^2}{\lambda+3} \quad (3.3)$$

Iz formula (3.3) i (3.2) sledi:

$$\rho_W = \left(\frac{Z}{A^2} + \delta_p \right) \cdot 0,6 \quad (3.4)$$

Ako se u formulu (2.29) uvrste Weisskopfove procene za ρ i $B(E2)$ dobija se za jednočestične prelaze:

$$X_W = 4\pi \quad (3.5)$$

3B. VIBRACIONI MODELI

Pomoću vibracionog modela se opisuju niskoenergetska pobudjenja parno-parnih sfernih jezgara. Usled kvadrupolnih oscilacija se narušava sferna simetrija jezgra, te se površina jezgra sa konstantnom zapreminom i oštrom granicom može napisati kao:

$$R(\theta, \phi) = R_0 \left\{ 1 + \sum_{\mu} \alpha_{2\mu} Y_{2\mu}(\theta, \phi) + V_C(\alpha^n) \right\} \quad (3.6)$$

gde su $\alpha_{2\mu}$ - deformacioni parametri, a član $V_C(\alpha^n)$ - obezbedjuje konstantnost zapremine jezgra. Za oscilacije sa dovoljno malim amplitudama može se smatrati da je kretanje harmonijsko i opisati ga Hamiltonijanom:

$$H_{vibr.} = \frac{1}{2} \left(\sum_{\mu} B_2 |\dot{\alpha}_{2\mu}|^2 + C_2 |\alpha_{2\mu}|^2 \right) \quad (3.7)$$

gde je B_2 - maseni parametar, a C_2 - parametar restitucione sile. Posle kvantovanja kretanja uobičajeno je da se uvedu operatori kreacije i anihilacije fonona:

$$\hat{\alpha}_{2\mu} = \sqrt{\frac{\hbar\omega}{2C_2}} [b_{\mu}^+ + (-1)^{\mu} b_{-\mu}^-] \quad (3.8a)$$

$$\hat{\pi}_{2\mu} = B_2 \hat{\alpha}_{2\mu}^* = - i \sqrt{\frac{B_2 \hbar \omega}{2}} [b_\mu - (-1)^\mu b_{-\mu}^+] \quad (3.8b)$$

$$\omega = \sqrt{\frac{C_2}{B_2}} \quad (3.8c)$$

i da se operatori opservabilnih veličina izraze u funkciji b^+
i b. Kvadrupolna vibraciona stanja se opisuju brojem fonona n_2 ,
spinom J i sva imaju pozitivnu parnost.

Kod kolektivnih modela se operator električne gustine prelaza ρ_n aproksimira sa klasičnom gustom, te se za homogeno nanelektrisano jezgro operator električnog monopolija piše u obliku:

$$Q(E0) = \frac{1}{eR_0^2} \int_0^\pi \int_0^{2\pi} \sin\theta d\theta d\phi \int_0^{R(\theta, \phi)} r^2 \frac{Ze}{(4/3)\pi R_0^3} r^2 dr \quad (3.9)$$

Ako se (3.6) i (3.8) uvrste u (3.9) i zadrže samo kvadratni članovi po $\alpha_{2\mu}$ dobija se:

$$Q(E0) = \frac{3Z}{5} \left[\left(1 + \frac{5\hbar}{8\pi B_2 \omega} \right) \sum_\mu b_\mu b_\mu^+ + b_\mu^+ b_\mu + (-1)^\mu (b_{-\mu}^+ b_\mu^+ + b_\mu b_{-\mu}) \right] \quad (3.10)$$

Ovaj operator za E0 prelaze daje po n_2 izborna pravila:

$$\Delta n_2 = 0, \pm 2 \quad (3.11)$$

Za prelaz ($n = 2; J = 0 \rightarrow n = 0; J = 0$) je prema Reineru ³⁾:

$$\rho(0_2 \rightarrow 0_0) = \frac{3Z}{4\pi} \sqrt{\frac{5}{2}} \left(\frac{\hbar}{B_2 \omega} \right) \quad (3.12)$$

Grečuhin ^{1,4)} je u V_C članu formule (3.6) zadržao i članove trećeg reda po α , te su u njegovom modelu dozvoljeni i jednofononski E0 prelazi. Tako je za prelaz ($n = 2; J = 2 \rightarrow n = 1; J = 2$):

$$\rho(2_2 \rightarrow 2_1) = \frac{18Z}{4\pi} \sqrt{\frac{5}{4\pi}} \langle 2020 | 20 \rangle \left(\frac{\hbar \omega}{2C_2} \right)^{3/2} \quad (3.13)$$

U radu 1) Grečuhin je model kvadrupolnih vibracionih ekscitacija

proširio i na jezgra sa neparnim brojem neutrona. On je razmatrao kretanje nesparenog neutrona u polju parno-parnog "ostatka" koji ima vibracione stepene slobode i došao je do procene:

$$\rho(J_{n'} \rightarrow J_n) \approx \frac{15Z}{8\pi} \frac{\hbar\omega}{C_2} \quad (3.14)$$

3c. ADIJABATSKI ROTACIONO-VIBRACIONI MODELI

Niskoenergetska pobudjena stanja deformisanih jezgara se mogu pripisati rotacionom i vibracionom kretanju jezgra. Uobičajeno je da se površina deformisanog jezgra izrazi u odnosu na koordinatni sistem vezan za jezgro i da se umesto pet deformacionih parametara $\alpha_{2\mu}$ (vidi jednačinu 3.6) uvedu tri Eulerova ugla koji opisuju orijentaciju jezgra u prostoru i varijable β i γ definisane relacijama:

$$\begin{aligned} \alpha_{20} &= \beta \cos \gamma & ; \quad \alpha_{22} &= \alpha_{2-2} = 2^{-1/2} \beta \sin \gamma \\ \alpha_{21} &= \alpha_{2-1} = 0 \end{aligned} \quad (3.15)$$

Ako se predpostavi da je ravnotežni oblik jezgra aksijalno simetričan (opisan deformacionim parametrima β_0 i $\gamma_0 = 0$) i da su amplitude kvadrupolnih oscilacija male ($(\beta - \beta_0), \gamma \ll \beta_0$) rotaciono-vibracioni Hamiltonijan se može napisati u obliku:

$$\begin{aligned} H_{RV} &= T_{rot.} + H_{vib.}^\beta + H_{vib.}^\gamma \\ T_{rot.} &= \frac{\hbar^2}{2J(\beta_0, \gamma_0)} [\hat{J}_2^2 - \frac{3}{4} \hat{J}_3^2] \\ H_{vib.}^\beta &= - \frac{\hbar^2}{2B_\beta} \frac{\partial^2}{\partial \beta^2} + \frac{1}{2} C_\beta (\beta - \beta_0)^2 \\ H_{vib.}^\gamma &= - \frac{\hbar^2}{2B_\gamma} \left(\frac{1}{\gamma} \frac{\partial}{\partial \gamma} \gamma \frac{\partial}{\partial \gamma} - \frac{K^2}{4\gamma^2} \right) + \frac{1}{2} C_\gamma \gamma^2 \end{aligned} \quad (3.16)$$

(J - je moment inercije jezgra, a K - je projekcija od J na osu simetrije jezgra) te se rotaciona, β - vibraciona i γ - vibraciona pobudjenja mogu tretirati nezavisno. U ovoj aproksimaciji se ne menja oblik jezgra pri prelasku u pobudjeno stanje i K je dobar kvantni broj. Stanja jezgra se opisuju talasnim funkcijama:

$$|n_\beta n_\gamma JMK\rangle = |n_\beta\rangle |n_\gamma\rangle \Phi_{MK}^J(\phi, \theta, \psi) \quad (3.17)$$

gde je Φ_{MK}^J - rotaciona talasna funkcija. Niskoenergetski nivoi se grupisu u rotacione familije izgradjene na raznim vibracionim stanjima:

$$\begin{aligned} \text{osnovna} - & |g\rangle = |00J_g^M 0\rangle ; J_g = 0, 2, 4, 6, \dots \\ \beta\text{-vibraciona} - & |\beta\rangle = |10J_\beta^M 0\rangle ; J_\beta = 0, 2, 4, 6, \dots \quad (3.18) \\ \gamma\text{-vibraciona} - & |\gamma\rangle = |01J_\gamma^M 0\rangle ; J_\gamma = 2, 3, 4, 5, \dots \end{aligned}$$

Monopolni operator (3.9) izrazen u funkciji deformacionog parametra β ima oblik:

$$Q(E0) = \frac{3Z}{5} (1 + \frac{5}{4\pi}\beta^2) \quad (3.19)$$

koji za E0 prelaze daje izborna pravila:

$$\Delta K = 0 ; \Delta n_\beta = 1, 2 ; \Delta n_\gamma = 0 \quad (3.20)$$

Za dozvoljene $|\beta\rangle \rightarrow |g\rangle$ prelaze se dobija ^{3, 5, 6, 7)}:

$$\rho(J_\beta \rightarrow J_g) = \frac{3Z}{4\pi} \beta_0 \sqrt{2} \left(\frac{\hbar}{B_\beta \omega_\beta} \right)^{1/2} \quad (3.21)$$

$$X(J_\beta \rightarrow J_g) = 4\beta_0^2 \langle J_\beta^0 20 | J_g^0 \rangle^{-2}$$

Aveledo i Davidson ⁸⁾ su predpostavili da se aksijalno simetrično jezgro pobudjuje i na površinske oscilacije više multipolnosti, te su površinu jezgra opisali sa:

$$R(\theta) = R_0 [1 + \beta_2 Y_{20}(\theta, \phi) + \beta_4 Y_{40}(\theta, \phi) + \beta_6 Y_{60}(\theta, \phi) + v_c] \quad (3.22)$$

Njihov model predvidja postojanje tri β -vibracione familije ($\beta_2, \beta_4, \beta_6$), a za prelaz $J\beta_2 \rightarrow J_g$ dobili su rezultat:

$$X(J_{\beta_2} \rightarrow J_g) = \frac{4\beta^2}{\langle J_{\beta_2} | J_g \rangle^2} \left[1 + \sqrt{\frac{500}{\pi}} (222|000)^2 \beta_{20} + \sqrt{\frac{900}{\pi}} (422|000)^2 \beta_{40} \right]^{-2} \quad (3.23)$$

3D. MODELI ASIMETRIČNOG ROTATORA

Ako se uzme u obzir da se oblik jezgra može promeniti pri pobudjenju u razna rotaciona stanja, rotaciona i vibraciona pobudjenja se ne mogu više tretirati adijabatski. Davidov i Rostovski⁹⁾ opisuju rotaciono-vibraciono kretanje neaksijalnog jezgra Hamiltonijanom:

$$H = \frac{\hbar^2}{2B} [T_\beta + \frac{1}{\beta^2} (T_\gamma + T_{\text{rot.}})] + V(\beta, \gamma) \quad (3.24)$$

gde su:

$$T_\beta = -\beta^{-4} \frac{\partial}{\partial \beta} (\beta^4 \frac{\partial}{\partial \beta})$$

$$T_\gamma = -\frac{1}{\sin 3\gamma} \frac{\partial}{\partial \gamma} (\sin 3\gamma \frac{\partial}{\partial \gamma})$$

$$T_{\text{rot.}} = \frac{1}{4} \sum_{\ell=1}^3 [\sin(\gamma - \frac{2}{3}\pi)]^{-2} \hat{J}_\ell^2 \quad (3.25)$$

$$V(\beta, \gamma) = \frac{\hbar^2}{2\beta_0^2 B} \left[\left(\frac{\beta - \beta_0}{\mu^2} \right)^2 + \beta \beta_0 \left(\frac{\gamma - \gamma_0}{\Gamma^2} \right)^2 \right] + \text{const.}$$

Parametri teorije su ravnotežne deformacije u osnovnom stanju β_0 i γ_0 i koeficijenti mekoće u odnosu na β i γ vibracije μ i Γ . Vrednosti $\mu = \Gamma = 0$ odgovaraju beskonačno čvrstom jezgru. Hamiltonian (3.24) se rešava perturbacionom metodom. Neperturbirane talasne funkcije su opisane kvantnim brojevima $|n_\beta n_\gamma JK\rangle$, a za perturbovana stanja je K približni kvantni broj. Model predviđa postojanje četiri rotacione familije u niskenergetskom spektru:

	n_β	n_γ	K	J
g>	0	0	≈ 0	2, 4, 6, ...
\beta>	1	0	≈ 0	0, 2, 4, ...
\gamma>	0	1	≈ 0	0, 2, 4, ...
a>	0	0	≈ 2	2, 3, 4, ...

gde "anomalna" rotaciona familija |a> odgovara |\gamma> pobudjenjima adijabatskog rotaciono-vibracionog modela.

Koristeći monopolni operator oblika:

$$Q(E0) = \frac{3Z}{4\pi} (\beta^2 + \frac{5\sqrt{5}}{21\sqrt{\pi}} \beta^3 \cos 3\gamma) \quad (3.26)$$

Davidov ¹⁰⁾ je izračunao vrednosti za ρ i X koristeći dve grupe predpostavki:

$$a) \quad \gamma_0 = 0 \quad ; \quad \mu < 0,3 \quad ; \quad \Gamma < 0,3 \quad \Rightarrow$$

$$\rho(J_\beta \rightarrow J_g) = \frac{3\sqrt{2}}{4\pi} Z\mu\beta_0^2$$

$$X(2_\beta \rightarrow 2_g) = 14\beta_0^2 (1 + \frac{1}{s})$$

$$\rho(J_a \rightarrow J_g) = - \frac{3Z\beta_0^2}{\pi} (s - \frac{1}{2})^{-1/2} [q^2 - (s-1)^2]^{-1} \quad (3.27)$$

$$X(2_a \rightarrow 2_g) = \frac{56\beta_0^2 (1 - \frac{2}{s}) (1 + \frac{9s}{2q^2})}{[q^2 - (s-1)^2]^2}$$

$$b) \quad \gamma_0 \neq 0 \quad ; \quad \Gamma < 0,3 \quad \Rightarrow$$

$$\rho(J_\beta \rightarrow J_g) = \frac{3\sqrt{2}}{4\pi} Z\mu\beta_0^2$$

(3.28)

$$\rho(J_a \rightarrow J_g) = \frac{-90\sqrt{5}}{7\pi^{3/2}} \frac{\sin(3\gamma_0)}{\sqrt{9 - 8\sin^2(3\gamma_0)}} Z\beta_0^3 \Gamma^4$$

gde je

$$q = \frac{E(0_\beta)}{E(2_g)} \approx \mu^{-2} \quad \rho = \frac{E(2_a)}{E(2_g)} \cdot \frac{\Gamma^{-2} + 1}{2}$$

Davidson ¹²⁾ je verovatnoće E0 prelaza izračunao u okviru modela asimetričnog rotatora ¹¹⁾ bez gamma vibracija ($\Gamma = 0$). Rezultati njegovih računa su u ref. 12) navedeni u grafičkoj formi.

U modelu asimetričnog rotatora bez gamma i beta vibracija ¹³⁾ je površina jezgra S konstanta kretanja. Kako je:

$$\Delta S = \frac{2S_0}{4\pi} (\beta^2 - \frac{1}{21} \sqrt{\frac{5}{\pi}} \beta^3 \cos 3\gamma) \quad (3.29)$$

istog oblika kao i $Q(E0)$ (vidi 3.26) u ovom modelu su svi E0 prelazi zabranjeni.

3E. MODELI MEŠANIH FAMILIJA

U ovim modelima se kretanje jezgra u prvoj aproksimaciji opisuje adijabatskim Hamiltonijanom (3.16), a interakcija izmedju rotacionih i vibracionih pobudjenja se tretira kao perturbacija. Dijagonalizacijom Hamiltonijana:

$$H = H_0 + H_{int.} \quad (3.30)$$

u bazisu adijabatskih talasnih funkcija (3.18) dobijaju se perturbovana stanja:

$$|Jv\rangle = C_{v_0 v_0} |Jv_0\rangle - \sum_{\lambda} C_{v_0 \lambda} |J\lambda\rangle$$

$$C_{v_0 \lambda} = \frac{\langle J\lambda | H_{int.} | Jv_0 \rangle}{E(\lambda) - E(v_0)} \quad (3.31)$$

gde su v i λ simboli za kvantne brojeve n_β , n_γ i K .

Hara ¹⁴⁾ je E0 komponentu u $J_\gamma \rightarrow J_g$ prelazima objasnio mešanjem $|\gamma\rangle$ i $|\beta\rangle$ familija. Ako sa $H_{\beta\gamma}$ označimo interakciju izmedju β i γ vibracija, perturbovane talasne funkcije se mogu napisati u obliku:

$$|Jg\rangle = |Jg_a\rangle$$

(3.32)

$$|J\gamma\rangle = |J\gamma_0\rangle - |J\beta_0\rangle \frac{\langle J\beta_0 | H_{\beta\gamma} | J\gamma_0 \rangle}{E(J\beta_0) - E(J\gamma_0)}$$

sa talasnim funkcijama (3.32) dobija se:

$$\rho(J_\gamma \rightarrow J_g) = - \frac{\langle J\beta_0 | H_{\beta\gamma} | J\gamma_0 \rangle}{E(J\beta_0) - E(J\gamma_0)} \rho(J_\beta \rightarrow J_g) \quad (3.33)$$

Formula (3.33) može se upotrebiti za direktno eksperimentalno određivanje amplitude β -vibracionih primesa u γ -vibracionim stanjima. Sa interakcionim Hamiltonijanom tipa:

$$H_{\beta\gamma} \approx \frac{\beta - \beta_0}{\beta_0} \gamma (\hat{J}_1^2 - \hat{J}_2^2) \quad (3.34)$$

u ref. 14) dobijeni su rezultati:

$$\rho(2_\gamma \rightarrow 2_g) = - \frac{Z\beta_0^2}{\pi} \left[1 + \frac{5}{14} \sqrt{\frac{5}{\pi}} \beta_0 \right] \frac{1}{q(p'-p)\sqrt{2p-1}} \quad (3.35)$$

$$x(2_\gamma \rightarrow 2_g) = \frac{56\beta_0^2}{9} \left[\frac{1 + \frac{5}{14} \sqrt{\frac{5}{\pi}} \beta_0}{1 + \frac{4}{3} \frac{1}{(p-1)}} \right]^2 \frac{1}{q^2 (p'-p)^2}$$

$$\text{gde su: } p = \frac{E(2_\gamma)}{E(2_g)} ; \quad p' = \frac{E(2_\beta)}{E(2_g)} ; \quad q = \frac{E(0_\beta)}{E(2_g)}$$

U radu Faesslera ¹⁵⁾ je upotrebljen kompletan interakcioni Hamiltonijan tipa:

$$H_{\text{int.}} = T_{\text{rot.}}(\beta, \gamma) - T_{\text{rot.}}(\beta_0, \gamma_0) \quad (3.36)$$

u kojem su zadržani linearni i kvadratni članovi po β i γ . Pri dijagonalizaciji je uzeto u obzir mešanje trinaest najnižih rotacionih familija. Za monopolne prelaze i u ovom modelu važi izborni pravilo $\Delta K = 0$, što znači da su dozvoljeni samo E0 prelazi izmedju perturbovanih $|\beta\rangle$ i $|g\rangle$ familija. Uzimajući

u obzir uticaj mešanja samo $|g\rangle$, $|\gamma\rangle$ i $|\beta\rangle$ familija za monopolni matrični element se u okviru ove teorije dobija:

$$\rho(J_\beta \rightarrow J_g) = \beta_0^2 [C_{\beta g} C_{gg} (1 + y^2 + x^2) + C_{\beta \gamma} C_{g\gamma} (1 + y^2 + 2x^2) + \\ + C_{\beta \beta} C_{g\beta} (1 + 3y^2 + x^2) + (C_{\beta g} C_{g\beta} + C_{\beta \beta} C_{gg}) 2y] \quad (3.37)$$

gde su $C_{\nu\lambda}(J)$ amplitude primesnih stanja, tabulisane u ref. 15) a $x = E_\gamma/\epsilon$; $y = E_\beta/\epsilon$ i $\epsilon = \hbar^2/J$ su parametri teorije.

3F. MIKROSKOPSKI MODELI

U mikroskopskim modelima se jezgro tretira kao više-nukleonski sistem i fenomenološki definisani kolektivni parametri (J, B, C) se izražavaju u funkciji fundamentalnih veličina, kao što su parametri dvočestične nukleon-nukleon interakcije. Zbog matematičke kompleksnosti mnogočestičnog problema i zbog nedovoljnog poznavanja nukleonskih interakcija u jezgru, Hamiltonijan jezgra se deli na dva dela:

$$H = H_{sr.} + H_{rez.} \quad (3.38)$$

$H_{sr.}$ opisuje kretanje nukleona u srednjem samousaglašenom polju; svojstvene funkcije ovog dela Hamiltonijana dobijaju se varijacionom metodom (Hartree-Fock, Hartree-Bogoljubov, itd.). Hamiltonijan rezidualne interakcije $H_{rez.}$ predstavlja one delove nukleonske interakcije koje nisu obuhvaćene sa $H_{sr.}$; u konkretnim računima se ovaj član zamenjuje jednostavnim modelskim operatorima koji omogućuju matematički tretman.

U modelu Kumara i Barangera¹⁶⁾ rezidualna interakcija se aproksimira kratkodometnom silom sparivanja (koja objašnjava energetski "procep" u spektrima parno-parnih jezgara) i dugodometnom kvadrupol-kvadrupol interakcijom (koja uzrokuje koherentno kretanje više nukleona). Ova interakcija omogućuje da se konstruiše kompletan Bohrov kolektivni Hamiltonijan:

$$H_C = V(\beta, \gamma) + \frac{1}{2} \sum_{k=1}^3 J_k(\beta, \gamma) \omega_k^2 + \frac{1}{2} B_{\beta\beta}(\beta, \gamma) \dot{\beta}^2 + B_{\beta\gamma}(\beta, \gamma) \beta \dot{\gamma} + \\ + \frac{1}{2} B_{\gamma\gamma}(\beta, \gamma) \beta^2 \dot{\gamma}^2 \quad (3.39)$$

koji ne razdvaja rotaciona i vibraciona pobudjenja, i da se funkcije V , J_1 , J_2 , J_3 , $B_{\beta\beta}$, $B_{\beta\gamma}$ i $B_{\gamma\gamma}$ izraze u funkciji jednočestičnih talasnih funkcija.

Ovaj model omogućuje da se konstruišu multipolni operatori bez upotrebe pretpostavke o uniformnom nanelektrisanju jezgra, međutim postojeći numerički računi¹⁷⁾ matričnog elementa ρ su bazirani na kolektivnom operatoru (3.19).

4. EKSPERIMENTALNE METODE ODREDJIVANJA VEROVATNOĆE E0 PRELAZA

U ovom radu se ispituju nuklearni prelazi tipa $J_i = J_f \neq 0$; $\pi_i = \pi_f = +$. Ovi prelazi su najčešće mešane multipolnosti i za $J \geq 1$ u njima su najverovatniji multipoli E2, M1 i E0. Parcijalna verovatnoća E0 multipola u ovakvim prelazima može da se izrazi formulom:

$$W(E0) = \frac{q^2 \alpha_T(E2)}{1 + \delta^{-2} [1 + \beta_T(M1)] + \alpha_T(E2) [1 + q^2]} W_T \quad (4.1)$$

gde je W_T - totalna verovatnoća prelaza; α_T i β_T su totalni konverzionalni koeficijenti, a δ^2 i q^2 su odnosi smeša definisani kao:

$$\delta^2 = \frac{W_\gamma(E2)}{W_\gamma(M1)} \quad ; \quad q^2 = \frac{W(E0)}{W_e(E2)} \quad (4.2)$$

Znači za određivanje parcijalne verovatnoće E0 multipola u mešanim prelazima potrebno je poznavati totalne konverzionalne koeficijente, totalnu verovatnoću prelaza i multipolni sastav određen parametrima δ^2 i q^2 . U sledećim poglavljima ćemo navesti eksperimentalne metode upotrebljene za određivanje multipolnog sastava ispitivanih prelaza.

4A. MERENJE KONVERZIONIH KOEFICIJENATA I ODNOSA KONVERZIONIH KOEFICIJENATA

U slučaju kompleksnih šema raspada konverzionalni koeficijenti se najčešće određuju metodom normalizacije relativnih elektronskih i gamma intenziteta. Da bi ovom metodom odredili konverzionalni koeficijent ispitivanog prelaza za i-tu atomsku ljušku ili podljusku ($i = K, L_I, L_{II}, L_{III}$, itd.) $\alpha_i = N_{e_i}/N_\gamma$ potrebno je poznavati konverzionalni koeficijent bar jednog prelaza $\alpha_{st.} = N_{e,st.}/N_{\gamma,st.}$ i pomoću visokorezolucionih β i γ spektrometara izmeriti odnose konverzionalnih intenziteta $N_{e_i}/N_{e,st.}$, i odnose gamma intenziteta $N_\gamma/N_{\gamma,st.}$. Velika je prednost metode normiranja što ne zahteva poznavanje absolutne efikasnosti.

kasnosti upotrebljenih spektrometara, jer se ova veličina retko može odrediti sa greškom manjom od 10-20%. Za standardni konverzionalni koeficijent najpogodnije je izabrati teorijski koeficijent jednog intenzivnog prelaza koji ima čistu multipolnost (na primer konverzionalni koeficijent čistih E2 prelaza $2^+ \rightarrow 0^+$ u parno-parnim jezgrima). Ako u merenoj šemi raspada ne postoji ni jedan intenzivni prelaz sa poznatom multipolnošću, za standard se može izabrati konverzionalni koeficijent izmeren nekom drugom metodom (apsolutnim merenjem e i γ intenziteta, interno-eksternom konverzijom ili nekom od koincidentnih metoda).

Odnos $N_\gamma / N_{\gamma, \text{st.}}$ se može veoma precizno odrediti pomoću poluprovodničkih Ge(Li) spektrometara. Ovi gamma spektrometri poseduju visoku moć razlaganja (daju vrhove totalne apsorpcije čija širina na polovini maxima ne prelazi 2-3 keV pri energijama od 1 MeV), i jedini je problem pri njihovoj upotrebi određivanje energetske zavisnosti efikasnosti detekcije. Funkcija $\epsilon = f(E_\gamma)$ se obično može odrediti sa greškom od 3-5% te se iz odnosa površina pod linijama totalne apsorpcije $A_\gamma / A_{\gamma, \text{st.}}$ dobija:

$$\frac{N_\gamma}{N_{\gamma, \text{st.}}} = \frac{A_\gamma}{A_{\gamma, \text{st.}}} \frac{\epsilon_{\gamma, \text{st.}}}{\epsilon_\gamma} \quad (4.3)$$

Za merenje odnosa konverzionalnih intenziteta $N_{ei} / N_{e, \text{st.}}$ najpogodniji su magnetni spektrometri sa visokom rezolucijom, koji mogu da razdvoje linije K, L_I, L_{II}, L_{III} i M konverzije. Njihova efikasnost ne zavisi od energije elektrona (ako je energija elektrona dovoljna da prodju kroz neosetljiv sloj brojača), ali je veoma mala što zahteva upotrebu izvora visoke aktivnosti. Sa druge strane apsorpcija konverzionalnih elektrona u samom izvoru zahteva da debljina izvora bude što manja, pa je izrada tankih radioaktivnih izvora visoke specifične aktivnosti osnovni problem pri upotrebi ovih spektrometara. Efekat samoapsorpcije uzrokuje deformaciju niskoenergetskih delova konverzionalnih linija. Tako oblik linija zavisi i od energije ispitivanog prelaza, i od ljeske u kojoj se vrši konverzija (zbog promene prirodne širine), što znatno otežava određivanje relativnih intenziteta linija u konverzionalnim spektrima.

Iz relativnih gamma i elektronskih intenziteta konverzionalni koeficijenti se izračunavaju preko relacije:

$$\alpha_i = \frac{N_{ei}}{N_{e,st.}} \cdot \frac{A_{\gamma,st.}}{A_{\gamma}} \cdot \frac{\epsilon_{\gamma}}{\epsilon_{\gamma,st.}} \cdot \alpha_{st.} \quad (4.4)$$

U slučaju prelaza tipa E2 + M1 + E0 izmereni konverzionalni koeficijent za i-tu ljušku ili podljušku se može izraziti kao:

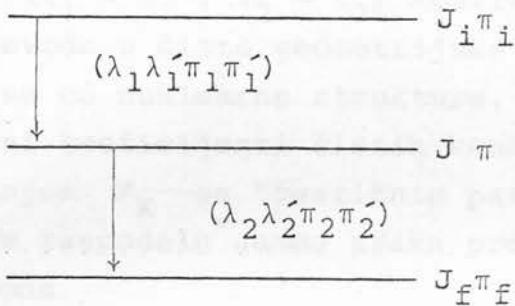
$$\alpha_i = \frac{\beta_i(M1) + \delta^2 \left[\frac{\Omega_i(E0)}{\Omega_K(E0)} \alpha_K(E2) \cdot q_K^2 + \alpha_i(E2) \right]}{1 + \delta^2} \quad (4.5)$$

gde je $q_K^2 = W_K(E0)/W_K(E2)$, a Ω_i i Ω_K su koeficijenti E0 konverzije u i-toj odnosno K-toj ljušci (vidi jednačinu 2.27). U opštem slučaju $\beta_i(M1)$ zavisi od penetracionog parametra Λ (2.24), te izmereni konverzionalni koeficijent zavisi od tri nuklearna parametra. U principu se ovi parametri mogu odrediti iz izmerenih konverzionalnih koeficijenata za tri ili više ljuški ili podljuški. Odnosi konverzionalnih koeficijenata (u daljnjem tekstu konverzionali odnosi) zavise samo od relativnih intenziteta konverzionalih linija i mogu se daleko tačnije odrediti od samih konverzionalnih koeficijenata. Zato se često nuklearni parametri određuju iz izmerenih konverzionalih odnosa.

Parametar δ je nezavisan od procesa unutrašnje konverzije i najbolje je da se direktno odredi iz ugaone raspodele ispitivanog gamma prelaza, a da se iz eksperimenata sa konverzionalim elektronima odredjuju samo parametri Λ i q_K^2 .

4B. METODA DIREKCIJONIH UGAONIH KORELACIJA

Metodom direkcionih ugaonih korelacija se određuje verovatnoća emisije dva sukcesivna zraka iz jezgra pod određenim uglom, bez obzira na njihovu polarizaciju. Za sukcesivno emitovane zrake se kaže da čine kaskadu. Kaskada se opisuje sledećim kvantnim brojevima:



Verovatnoća da se dva kaskadna zraka emituju u pravcima \vec{k}_1 i \vec{k}_2 data je u prvom redu teorije perturbacije "korelacionom" funkcijom:

$$W(\vec{k}_1, \vec{k}_2) = \sum_{\substack{m_a m_a \\ m_b m_b}} \langle m_a | \rho(\vec{k}_1) | m_a \rangle \langle m_a | G | m_b m_b \rangle \langle m_b | \rho(\vec{k}_2) | m_b \rangle \quad (4.6)$$

gde su:

$$\langle m_a | \rho(\vec{k}_1) | m_a \rangle = \sum_{um_i} \langle m_a | H_i | m_i \rangle \langle m_a | H_i | m_i \rangle^* \quad i \quad (4.7)$$

$$\langle m_b | \rho(\vec{k}_2) | m_b \rangle = \sum_{um_f} \langle m_f | H_2 | m_b \rangle \langle m_f | H_2 | m_b \rangle^*$$

matrice gustine za prvi i drugi prelaz. (H_i su operatori interakcije koja uzrokuje zračenje u pravcu \vec{k}_i , u označava sve neop servirane kvantne brojeve, a m su magnetni kvantni brojevi). Matrica G opisuje promenu matrice gustine $\rho(\vec{k}_1)$ pod uticajem spoljašnjih polja za vreme života intermedijarnog nivoa J .

U slučaju kada se ispituju neorjentisana jezgra, a ne meri se polarizacija zraka, korelaciona funkcija se svodi na oblik:

$$W(\vec{k}_1, \vec{k}_2) \equiv W(\theta) = \sum_K A_{KK} P_K(\cos \theta) \quad (4.8)$$

gde su P_K Legendreovi polinomi, a K može imati parne vrednosti $0 \leq K < \min(2J, \lambda_1 + \lambda'_1, \lambda_2 + \lambda'_2)$.

Koeficijenti A_{KK} se mogu napisati u obliku:

$$A_{KK} = A_K(\lambda_1 \lambda'_1 J_i J) A_K(\lambda_2 \lambda'_2 J_f J) G_{KK} \quad (4.9)$$

Za čiste gamma prelaze ($\lambda_1 = \lambda'_1 ; \lambda_2 = \lambda'_2$) koeficijenti A'_K se normiranjem na A'_0 prevode u čisto geometrijske faktore $F_K(\lambda\lambda'JJ')$ koji ne zavise od nuklearne strukture.

Korelacioni koeficijenti čistih konvertovanih prelaza dobijaju se množenjem F_K sa "čestičnim parametrima" $b_K(T\lambda T\lambda'; e^-)$ koji ugaonu raspodelu gamma zraka prevode u raspodelu konverzionalih elektrona.

Ako su prelazi mešani koeficijenti A_K zavise i od odnosa redukovanih matričnih elemenata:

$$\delta = \frac{\langle J_b | | \int j(\vec{r}) A_\lambda^T(\vec{r}) d\vec{r} | | J_a \rangle}{\langle J_b | | \int j(\vec{r}) A_\lambda^T(\vec{r}) d\vec{r} | | J_a \rangle} \quad (4.10)$$

te sa na primer koeficijent za gamma prelaz $a \rightarrow b$ tipa (M1+E2) ili (E1+M2) može napisati u obliku:

$$A'_K(12J_a J_b; \gamma) = \frac{F_K(11J_a J_b) + (-1)^R 2\delta F_K(12J_a J_b) + \delta^2 F_K(22J_a J_b)}{1 + \delta^2} \quad (4.11)$$

gde je $R = 1$ za prvi, a $R = 2$ za drugi prelaz u kaskadi.

Za mešani konverzionalni prelaz se korelacioni koeficijent može izraziti kao:

$$A'_K(T\lambda T'\lambda' J_a J_b; e^-) = \frac{1}{2} \sum_{\lambda\lambda'} [b_K(T\lambda T'\lambda'; e^-) + b_K(T'\lambda' T\lambda; e^-)] A'_K(\lambda\lambda' J_a J_b; \gamma) \quad (4.12)$$

gde su A'_K nenormirani koeficijenti, a u $A'_K(\gamma)$ treba izvršiti zamenu

$$\delta \rightarrow p \equiv \delta \sqrt{\frac{\alpha(T'\lambda')}{\alpha(T\lambda)}} \quad (4.13)$$

Čestični parametri kao i konverzionalni koeficijenti zavise i od tipa i od multipolnosti prelaza. Zbog toga su korelacioni koeficijenti konvertovanih prelaza osetljivi i na parnosti zračenja.

Ako se uzmu u obzir mogući penetracioni efekti u procesu M1 konverzije korelacioni koeficijent za prelaz $J_i = J_f = J$ tipa E2+M1+E0 konvertovan u i -toj ljudsci ima oblik:

$$\begin{aligned}
 A_K(E2+M1+E0; e_i^-) &= [F_K(11JJ)b_2^i(M1, M1)d_i(\Lambda)p_i^2 - \\
 &- 2F_K(12JJ)b_2^i(M1, E2)f_i(\Lambda)p_i + 2b_2^i(E0, E2)q_i + \\
 &+ F_K(22JJ)b_2^i(E2, E2)][1 + p_i^2 b_i(\Lambda) + \alpha_i^2]^{-1} \quad (4.14)
 \end{aligned}$$

gde su penetracioni korekcionii faktori za čestične parametre d_i , f_i i za konverzije koeficijente b_i polinomi po Λ , dok su:

$$\begin{aligned}
 p_i &= \delta(E2/M1) \sqrt{\frac{\alpha_i(E2)}{\beta_i(M1)}} \\
 q_i &= \frac{\rho(E0)}{\langle J | \int j(r) \vec{A}_2^E(r) d\vec{r} | J \rangle} \sqrt{\frac{\Omega_i(E0)}{\alpha_i(E2)}} \quad (4.15)
 \end{aligned}$$

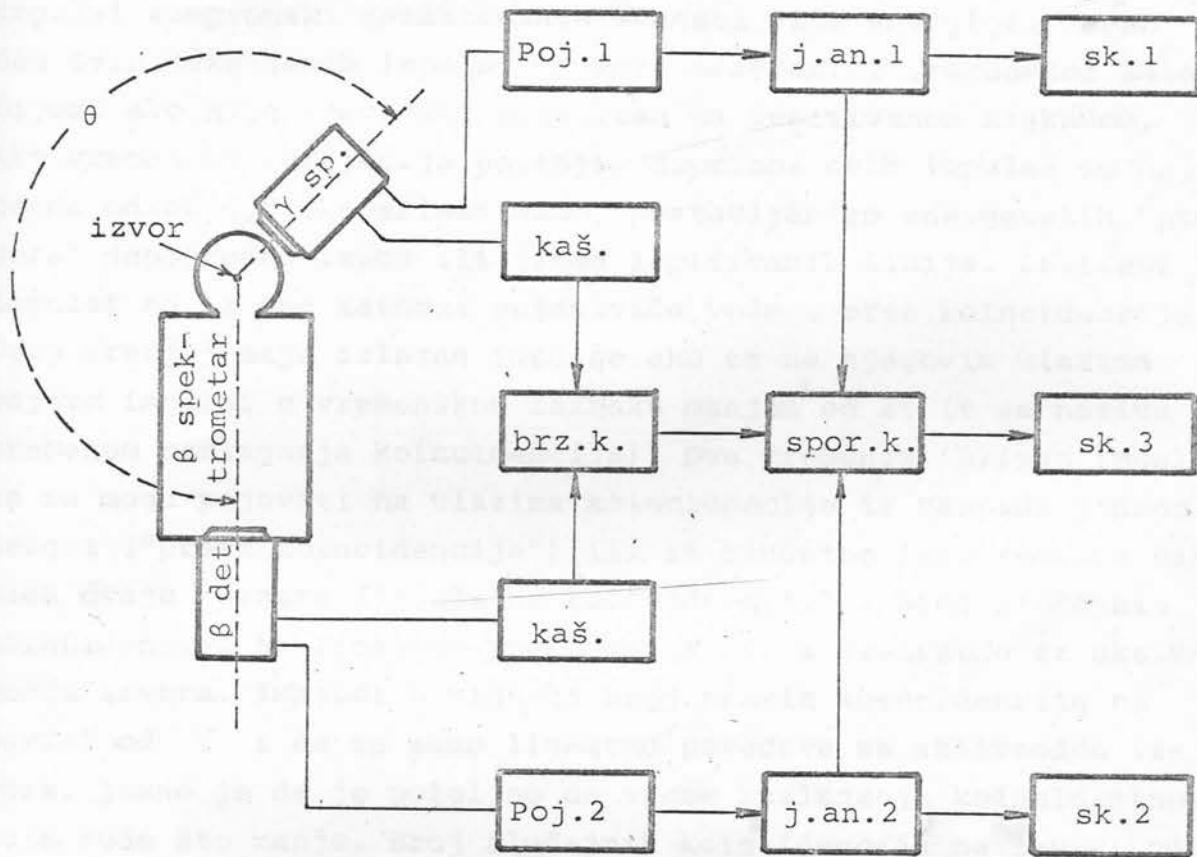
Vidimo da korelacioni koeficijenti za mešane prelaze sadrže interferencione članove, koji zavise od odnosa matričnih elemenata komponentnih multipola. Postojanje ovih članova omogućuje da se iz koeficijenata A_K odrede i predznaci parametara δ i q , tj. relativne faze matričnih elemenata za pojedine multipole i da se i one upotrebe za testiranje teorijskih vrednosti. Ako su vrednosti parametara δ i $q \ll 1$, tada su δ i $q \gg \delta^2$ i q^2 pa se odnosi smeša mogu u principu tačnije odrediti iz eksperimentalnih vrednosti A_K , nego iz vrednosti α_i koje zavise od δ^2 i q^2 .

4.b.1. MERENJE $e - \gamma$ DIREKCIJONIH KORELACIJA

Da bi se odredili koeficijenti korelace funkcije $W(\theta) = A_{00} + A_{22}P_2(\cos\theta) + A_{44}P_4(\cos\theta)$ potrebno je: 1) da se iz svih emitovanih zračenja ispitivanog radioaktivnog izotopa energetski izdvoji u jednom detektoru prvi, a u drugom, drugi prelaz merene kaskade; 2) da se od svih zraka koji zadovoljavaju energetski uslov, vremenski izdvoje oni koji potiču iz raspada jednog jezgra; 3) da se izmeri kako broj dogadjaja koji zadovoljavaju uslove 1) i 2) zavisi od ugla pod kojim stoje detektori za prvi i drugi prelaz.

Jedna od mogućih rešenja aparature za merenje $e-\gamma$ direkcijskih korelacija, koja je upotrebljena za eksperimente o-

buhvaćene ovom tezom šematski se može prikazati na sledeći način:



S1.1. Blok šema mernog uredjaja

Aparatura se satoji od β i γ spektrometara i od elektronike vezane u tzv. "brzo-sporu" koincidentnu šemu. Konverzionalni elektroni se energetski selektuju pomoću solenoidnog magneta, a detektuju se pomoću plastičnog scintilatora. Gamma zraci se detektuju pomoću NaI(Tl) scintilacionog spektrometra. Na oba detektora se nadovezuju katodni pojačivači sa dva izlaza. Na jednom izlazu se formiraju impulsi proporcionalni energiji zračenja, koji se koriste za energetsku selekciju, a na drugom se svi impulsi dovode u zasićenje radi vremenske analize. Proporcionalni impulsi se pojačavaju i vode u jednokanalne analizatore. Jednokanalni analizator 2 služi za eliminisanje šuma β detektora, dok se

"prozor" jednokanalnog analizatora 1 postavlja na deo spektra, gde se nalazi ispitivan γ prelaz. U slučaju kompleksnijih šema raspada energetska selekcija retko može biti čista. U "elektronskoj" grani se dobijaju impulsi i od dela β spektra na kojem se nalazi konverziona linija, dok se u "prozoru" γ grane nalaze impulsi komptonski detektovanih kvanata više energije. Jedan deo ovih neželjenih impulsa se može odstraniti vremenskom selekcijom, ako nije vremenski koreliran sa ispitivanom kaskadom. Ako vremenska korelacija postoji, doprinos ovih impulsa se najčešće određuje eksperimentalno, postavljanjem energetskih "prozora" neposredno ispod ili iznad ispitivanih linija. Zasićeni impulsi se iz oba katodna pojačivača vode u brze koincidencije. Ovaj uredjaj daje izlazne impulse ako se na njegovim ulazima pojave impulsi u vremenskom razmaku manjem od 2τ (τ se naziva vremenom razlaganja koincidencije). Dva vremenski bliska impulsa se mogu pojaviti na ulazima koincidencija iz raspada jednog jezgra ("prave koincidencije") ili iz slučajno istovremenog raspada dvaju jezgara ("slučajne koincidencije"). Broj slučajnih koincidencija se linearno povećava sa τ a kvadratno sa aktivnošću izvora. Imajući u vidu da broj pravih koincidencija ne zavisi od τ i da se samo linearно povećava sa aktivnošću izvora, jasno je da je poželjno da vreme razlaganja koincidentnog kola bude što manje. Broj slučajnih koincidencija ne zavisi od kašnjenja u granama koincidentnog kruga. Ova činjenica omogućuje da se poremećenjem vremenske usaglašenosti elektronske i gamma grane eksperimentalno odredi njihov broj. Logični impulsi iz izlaza obeju jednokanalnih analizatora i iz brzih koincidentija se vode u trostrukе spore koincidencije. Broj dogadjaja koji zadovoljavaju postavljene energetske i vremenske uslove broji se na skaleru 3. Na skalerima 1 i 2 se broje impulsi koji izlaze iz jednokanalnih analizatora 1 i 2. Ovi odbroji se koriste za korekciju koincidentnih odbroja zbog eventualne vremenske nestabilnosti sistema. Korelacioni koeficijenti se određuju merenjem zavisnosti odbroja na skaleru 3 od ugla θ . U okviru datog vremena merenja se statistički optimalni rezultati dobijaju ¹⁸⁾ ako se merenje vrši na tri ugla, približno na 90, 135 i 180 stepeni. Ako se merenje vrši na ovaj način korelacioni koeficijenti se mogu izračunati iz formula:

$$\begin{aligned} A'_{00} &= \frac{1}{15} [W(180) + 6W(90) + 8W(135)] \\ A'_{21} &= \frac{2}{21} [W(180) + 4W(135) - 9W(90)] \quad (4.16) \\ A'_{44} &= \frac{16}{35} [W(180) - 2W(135) + W(90)] \end{aligned}$$

gde su $W(\theta)$ koincidentni odbroji na skaleru 3 korigovani na "nečistoće" u energetskoj i vremenskoj selekciji.

Zbog provere ϕ simetrije sistema merenja se obično vrše i na uglovima $\frac{\pi}{2} + 90^\circ$; $\frac{\pi}{2} + 135^\circ$ i $\frac{\pi}{2} + 180^\circ$ te se korelacioni koeficijenti određuju i iz "leve" i iz "desne" korelacije.

Na ovaj način odredjeni korelacioni koeficijenti se još mogu izjednačiti sa teorijskim koeficijentima (4.14) jer su oni definisani za tačkaste detektore, dok se merenje vrši sa detektorima konačnog ugaonog razlaganja. Konačne dimenzije detekcionog sistema dovode do slabljenja, atenuacije, izmerene korelacije. Korelacioni koeficijenti za konačno ugaono razlaganje aksijalno simetričnih detektora su dati formulom:

$$Q'_K(R) = \int_0^{\pi/2} \epsilon(R, \alpha) P_K(\cos \alpha) \sin \alpha d\alpha \quad (4.17)$$

gde je R vrsta zračenja, a $\epsilon(R, \alpha)$ pokazuje zavisnost efikasnosti detekcije od ugla α obuhvaćenog osom detektora i pravcem kretanja zračenja. Za NaI(Tl) kristale je korelace fakto Q_K izračunao Yates¹⁹⁾ dok se za solenoidne β - spektrometre oni obično određuju eksperimentalno. Za korelaciona merenja se konfiguracija dijafragmi β - spektrometara obično podešava tako da bude $Q_2 \gg Q_4$, što omogućuje maksimalno tačno određivanje koeficijenata A_{22} , dok se koeficijenti A_{44} odredjeni sa velikom greškom obično i ne koriste za određivanje multipolnosti.

Do sada nismo ništa rekli o samom radioaktivnom izvoru čije dimenzije i fizičko-hemijska svojstva mogu znatno da utiču na rezultat e-γ korelacionih merenja. Izvor pre svega treba da bude malih dimenzija (zanemarljivih u odnosu na dimenzije detektora), da se ne bi trebale vršiti korekcije i zbog

njegovih konačnih dimenzija. Izvor takođe treba da bude visoke specifične aktivnosti i veoma tanak da bi se rasejanje elektro-²⁰⁾ na u samom izvoru svelo na minimum. Po teoriji Frankela atenuacija korelacijske vrednosti nastaje pretežno zbog elastičnog višestrukog rasejanja elektrona u izvoru i korekcioni faktori C_K koji opisuju ovaj efekat zavise od rednog broja i od debeljine izvora, kao i od energije elektrona. Najčešće se koeficijenti C_K određuju iz nomograma Gimmija ²¹⁾. Ako je period poluraspada intermedijnog nivoa ispitivane kaskade veći od 10^{-11} s, može se očekivati da će unutrašnja kristalna polja perturbovati korelaciju. U principu se perturbacioni koeficijenti G_{KK} mogu izračunati ako se poznaje kristalna struktura izvora, međutim najčešće se ovi koeficijenti određuju eksperimentalno merenjem γ - γ korelacijske vrednosti jedne poznate kaskade oko istog intermedijnog nivoa.

U opštem slučaju izmerene korelacione koeficijente A_{KK} treba podeliti sa faktorom: $K = Q_{KK} \cdot C_K \cdot G_{KK}$ pa se onda mogu izjednačiti sa teorijskim koeficijentima (4.14).

5. EKSPERIMENTI

5A. $2^{+} \rightarrow 2^{+}$ PRELAZ U ^{192}Pt

5.a.1. UVOD

Jezgro ^{192}Pt spada medju parno-parna jezgra na prelazu iz deformisane u sfernu oblast. Zbog nepostojanja adekvatnog modela za ovu oblast jezgara, drugo 2^{+} pobudjeno stanje ovog jezgra se opisuje raznim mehanizmima pobudjenja^{9, 22-24)}. Zato je od interesa da se eksperimentalno ispitaju prelazi sa ovog nivoa. Eventualna E0 komponenta u $2^{+} \rightarrow 2^{+}$ prelazu može znatno da olakša objašnjenje prirode ovog pobudjenog stanja.

Church i Weneser²⁵⁾ su analizirajući teorijske i eksperimentalne konverzije koeficijente pokušali da dokažu prisustvo E0 komponente u $2^{+} \rightarrow 2^{+}$ prelazu. Alwyn²⁶⁾, Ikegami²⁷⁾ i Kukoč²⁸⁾ su iz rezultata elektron - gamma korelacionih merenja odredili E0 komponentu u ovom prelazu, međutim njihovi rezultati se međusobno znatno razlikuju.

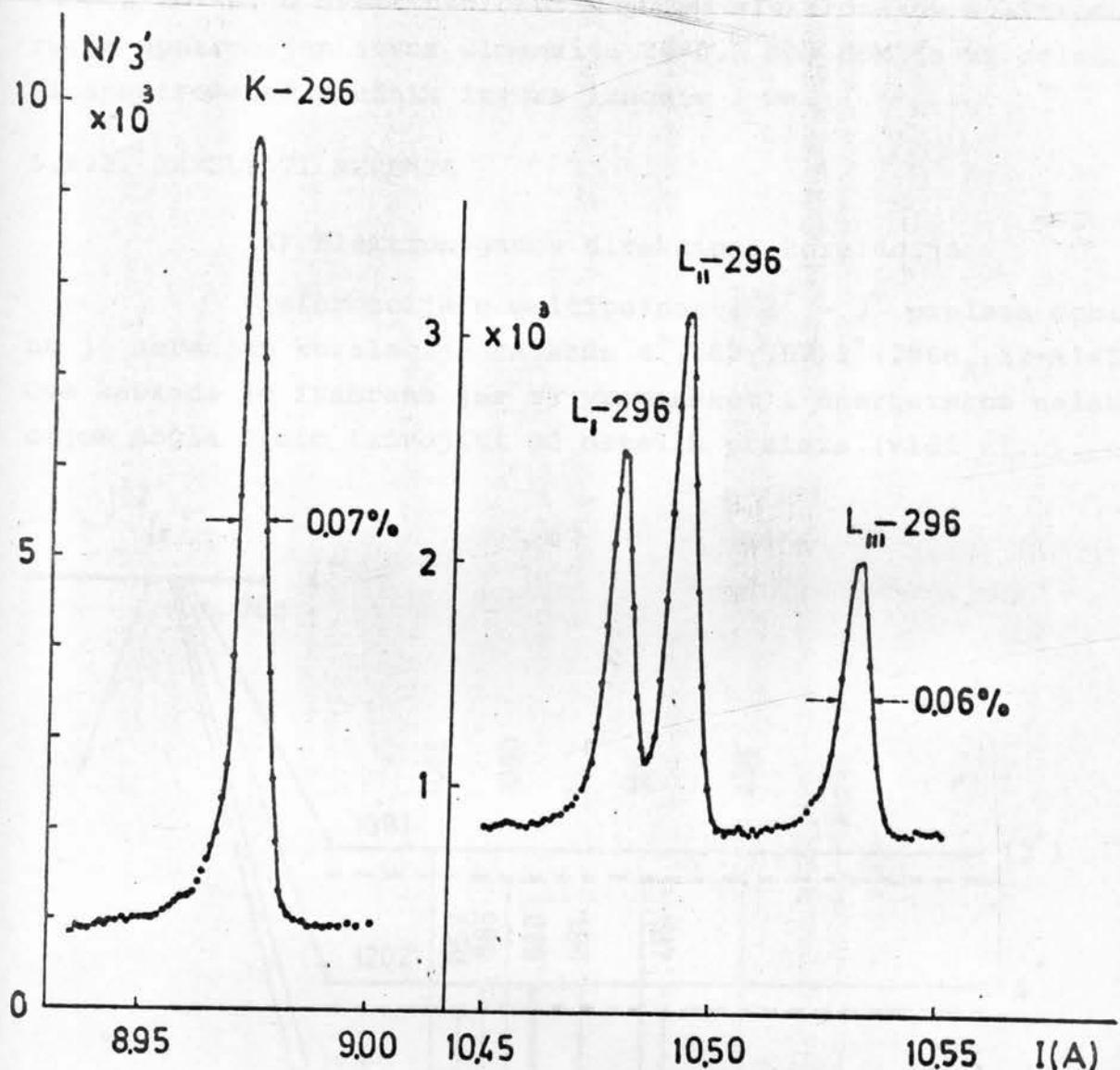
U ovom radu je E0 komponenta u $2^{+} \rightarrow 2^{+}$ prelazu od 296 keV odredjena merenjem konverzionog odnosa K/L_{III} i elektron-gamma direkcione korelacije.

5.a.2. EKSPERIMENTALNA TEHNIKA

a) Merni uredjaj

Konverzioni odnos K/L_{III} je izmeren na dvostruko-fokusirajućem $\pi\sqrt{2}$ elektronskom spektrometru Instituta "Boris Kidrič" u Vinči²⁹⁾. Ispitivani deo konverzionog spektra je prikazan na slici 2. Za K konverzionu liniju prelaza od 296 keV razlaganje spektrometra je bilo 0,07%.

Sva korelaciona merenja su izvršena pomoću elektron-gamma korelacionog spektrometra³⁰⁾, koji se sastojao od soleno-idiogn elektronskog spektrometra oklopljenog gvoždjem i goniometarskog sistema na kojem su se pokretala dva $3,81 \times 5,1$ cm NaI(Tl)



sl.2. Konverzije linije prelaza od 296 keV u ¹⁹²Pt,

scintilaciona spektrometra. Rezolucija scintilacionih spektrometara je bila 9% (za vrh totalne apsorpcije ¹³⁷Cs), dok je za elektronski spektrometar ona iznosila 1,5%. Ukupni korekcioni faktor za konačno ugaono razlaganje sistema je iznosio $Q_{22}(e,\gamma) = 0,787$. Vreme razlaganja koincidentnog kruga je iznosilo $2\tau = 50$ ns. Korelacija je merena na uglovima od 90, 135, 180, 225 i 270 stepeni.

b) Radioaktivni izvor

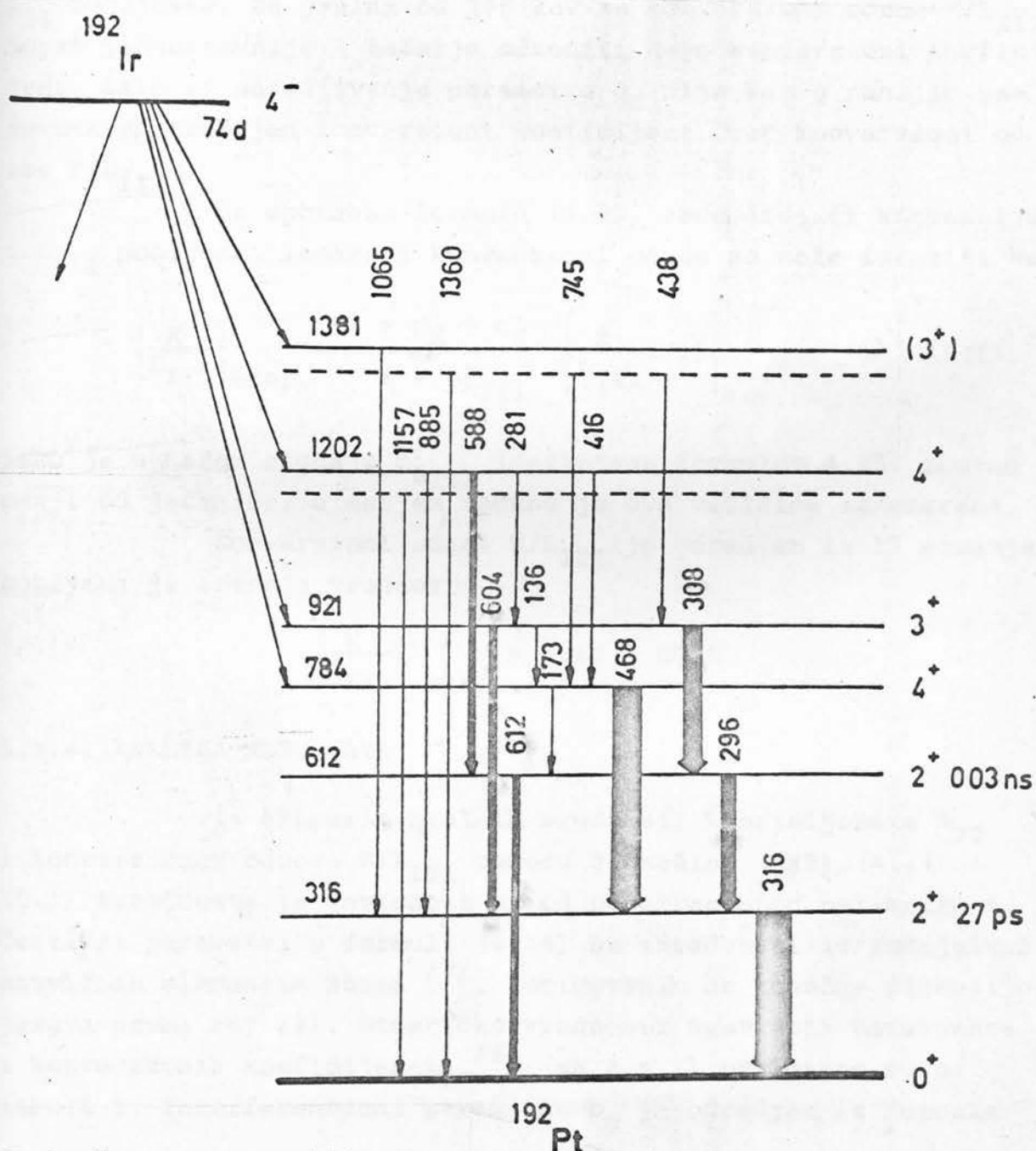
Radioaktivni izvor je pripremljen na taj način što je ¹⁹¹Ir pomoću masenog spektrometra ³¹⁾ nanet na aluminijumsku podlogu, pa je zatim ozračen u reaktoru sa fluksom od oko

10^{13} n/cm²·s. U dvostrukofokusirajućem elektronskom spektrometu-ru je upotrebljen izvor dimenzija 25×0,5 mm, dok je za solenoid-ni spektrometar prečnik izvora iznosio 1 mm.

5.a.3. REZULTATI MERENJA

a) Elektron-gamma direkciona korelacija

Informacija o multipolnosti $2^+ \rightarrow 2^+$ prelaza dobije-na je merenjem korelaciije kaskade $4^+(588\gamma, E2) 2^+(296e_K, E2+M1+E0) 2^+$. Ova kaskada je izabrana jer se vremenskom i energetskom selek-cijom mogla čisto izdvojiti od ostalih prelaza (vidi sl.3).



Sl.3. Šema raspada ^{192}Pt .

Ukupno je izvršeno 88 nezavisnih merenja i skupljeno je 17×10^4 pravih koincidencija na svakom uglu. Posle korekcije na konačno ugaono razlaganje za korelacioni koeficijent je dobijena vrednost:

$$A_{22}^{\text{eksp.}} = -0,018 \pm 0,006$$

b) Konverzionalni odnos K/L_{III} .

Konverzionalni odnos K/L_{III} je veoma osetljiv na prisustvo E0 multipola u ispitivanom prelazu, jer je E0 konverzija u L_{III} podljudski zanemarljiva^{1,25)} u odnosu na K ljudsku i L_I i L_{II} podljudske. Za prelaz od 296 keV se konverzionalni odnos K/L_{III} mogao jednostavnije i tačnije odrediti nego konverzionalni koeficijent. Zato za određivanje parametra q_K nije kao u ranijim radovima upotrebljen konverzionalni koeficijent, već konverzionalni odnos K/L_{III} .

Uz upotrebu formule (4.5), zanemarujući konverziju u L_{III} podljudski izmereni konverzionalni odnos se može izraziti kao:

$$\left(\frac{K}{L_{\text{III}}} \right)_{\text{eksp.}} = \frac{1 + p_K^2 + q_K^2}{1 + p_{L_{\text{III}}}^2} \left[\frac{K}{L_{\text{III}}} (\text{M1}) \right] \quad (5.1)$$

Kako je u našem slučaju $p_{L_{\text{III}}}^2$ (definisan formulom 4.15) znatno manji od jedinice, u daljem računu je ova veličina zanemarena.

Konverzionalni odnos K/L_{III} je određen iz 17 merenja. Dobijena je srednja vrednost

$$\left(\frac{K}{L_{\text{III}}} \right)_{\text{eksp.}} = 8,90 \pm 0,05$$

5.a.4. ANALIZA REZULTATA

Iz eksperimentalnih vrednosti koeficijenata A_{22} i konverzionalnog odnosa K/L_{III} pomoću jednačina (4.9), (4.14) i (5.1) izračunata je zavisnost q_K od penetracionog parametra Λ . Čestični parametri u formuli (4.14) su izračunati iz radijalnih matričnih elemenata Rosea³²⁾, korigovanih na konačne dimenzije jezgra prema ref. 33). Numeričke vrednosti čestičnih parametara i konverzionalnih koeficijenata³⁴⁾ (za $\Lambda = 1$) prikazane su u tabeli 1. Interferencijski parametar b_0 je određen iz formule

Banda ³⁵⁾. Vrednost parametra p_K dobijena je iz izmerene ²⁸⁾
TABELA 1.

Čestični parametri i konverzionalni koeficijenti

Prelaz u ^{192}Pt	296 keV
$b_2(E0, E2)$	0,134
$b_2(E2, E2)$	1,48
$b_2(M1, E2)$	0,1995
$b_2(M1, M1)$	0,0956
$\alpha_K(E2)$	0,0649
$\alpha_{L_{III}}(E2)$	0,00785
$\alpha_K(M1)$	0,264
$\alpha_{L_{III}}(M1)$	0,00035

vrednosti odnosa smeša δ . Na slici 4 su rezultati ove analize prikazani u $q_K-\Lambda$ ravni. Osenčena površina prikazuje oblasti mogućih rešenja koja je ograničena vrednostima:

$$-0,14 \leq q_K \leq 0,3$$

$$-2 \leq \Lambda \leq 90$$

Da bi ispitali koji su parovi (q_K, Λ) u navedenoj oblasti najverovatniji sa stanovišta oba eksperimenta, izračunali smo kako se menja gustina verovatnoće za parove (q_K, Λ) koji se nalaze na krivoj $(K/L_{III})_{sr.}$. Rezultat ovog proračuna prikazan je na slici 5.

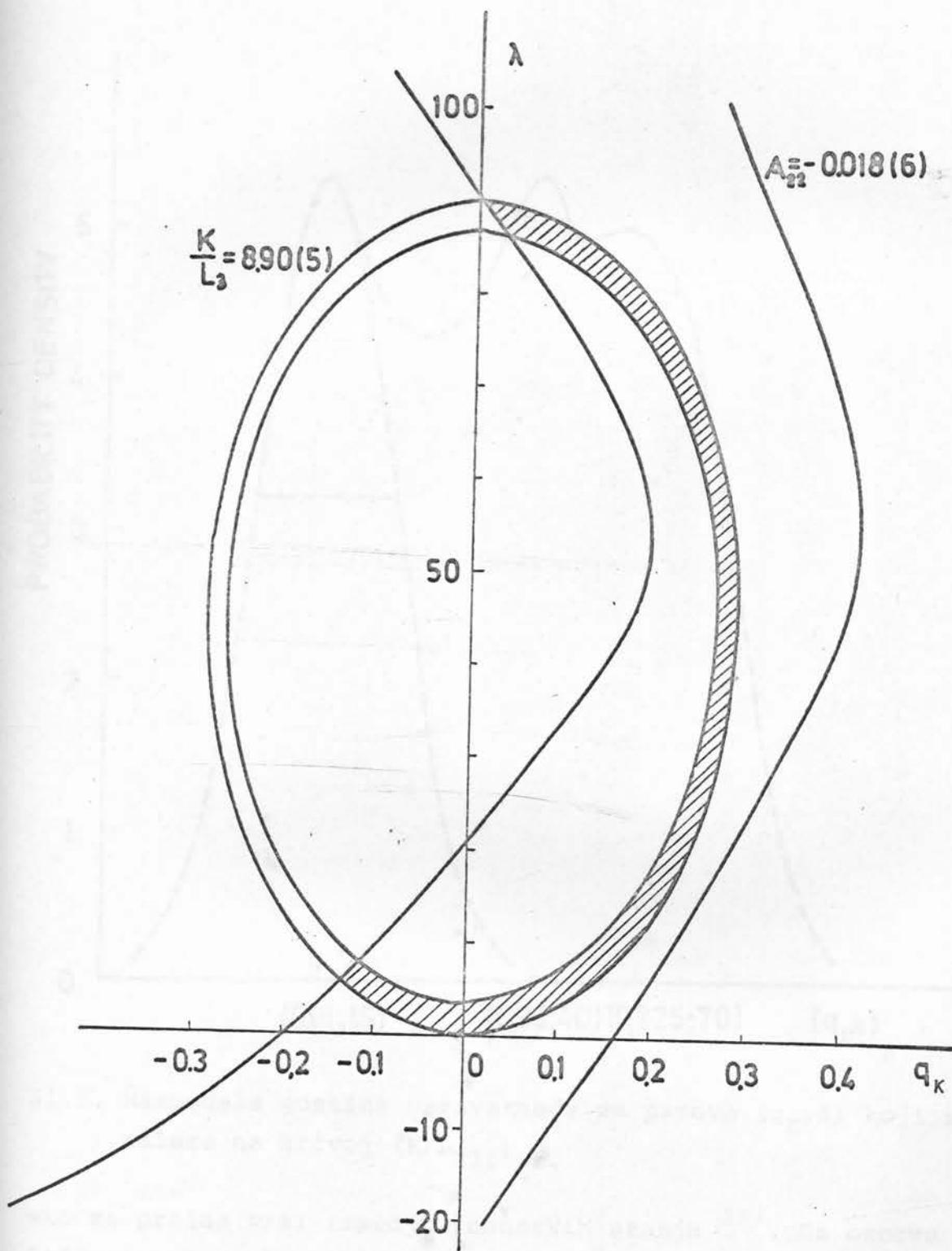
Dobijena su tri maksimuma i to za parove:

$$1) q_K = 0,01 \begin{matrix} + 0,15 \\ - 0,14 \end{matrix} \quad -2 < \Lambda < 15$$

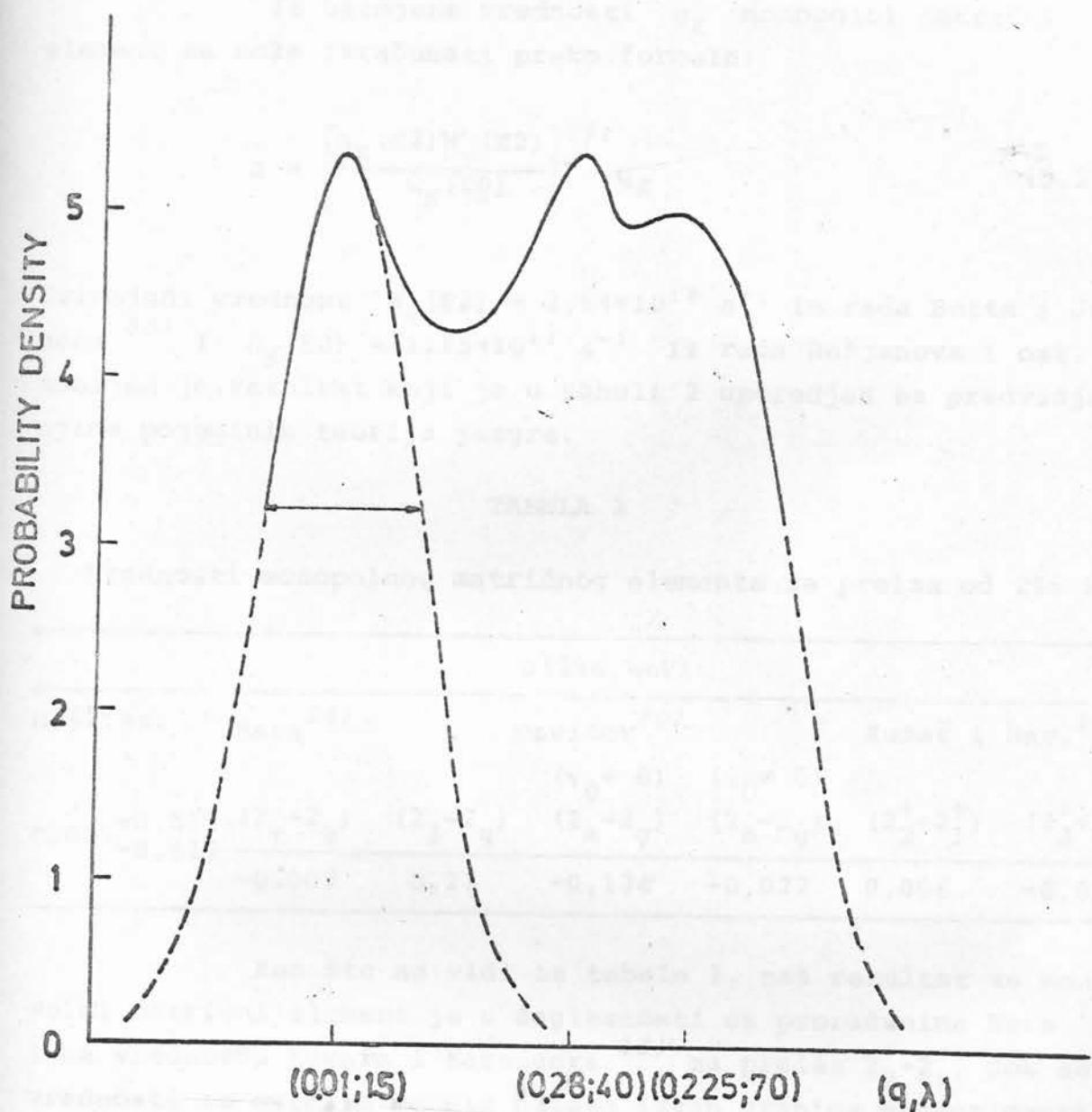
$$2) q_K = 0,27 \quad \Lambda = 40$$

$$3) q_K = 0,22 \quad \Lambda = 70$$

Oblasti greške za prvi par su dobijene iz predpostavke da svaki vrh na slici 5 zadovoljava zakone normalne distribucije. Na osnovu eksperimentalnih rezultata se ne može reći koji je od tri navedena rezultata pravi. Međutim i ako je M1 prelaz od 296 keV usporen, penetracioni parametar Λ ne bi trebao da ima velike vrednosti ako je uzrok usporenja K zabranjenost ³⁶⁾ ili



Sl.4. Izmerene vrednosti A_{22} i K/L_{III} analizirane u $q_K - \lambda$ ravni.



S1.5. Raspodela gustine verovatnoće za parove (q_K, Λ) koji se nalaze na krivoj $(K/L_{III})_{sr.}$

ako se prelaz vrši izmedju fononskih stanja ³⁷⁾. Na osnovu izloženog može se zaključiti da su parovi sa velikim vrednostima Λ manje verovatni. Mi smo zato prvi par vrednosti usvojili kao najverovatniji.

5.a.5. DISKUSIJA

Iz usvojene vrednosti q_K monopolni matrični element se može izračunati preko formule:

$$\rho = \left[\frac{\alpha_K(E2) W_{\gamma}(E2)}{\Omega_K(E0)} \right]^{1/2} q_K \quad (5.2)$$

Uzimajući vrednost $W_{\gamma}(E2) = 2,94 \times 10^{10} \text{ s}^{-1}$ iz rada Butta i Jacksona³⁸⁾ i $\Omega_K(E0) = 1,15 \times 10^{11} \text{ s}^{-1}$ iz rada Bežganova i ost.³⁹⁾ dobijen je rezultat koji je u tabeli 2 uporedjen sa predviđanjima pojedinih teorija jezgra.

TABELA 2

Vrednosti monopolnog matričnog elementa za prelaz od 296 keV

naš rez.	$\rho(296 \text{ keV})$					
	Hara ¹⁴⁾	Davidov ¹⁰⁾		Kumar i Bar. ¹⁶⁾		
		$(\gamma_0 = 0)$	$(\gamma_0 \neq 0)$	$(2_2^+ \rightarrow 2_1^+)$	$(2_3^+ \rightarrow 2_1^+)$	
$0,001^{+0,02}_{-0,017}$	$(2_{\gamma} \rightarrow 2_g)$	$(2_{\beta} \rightarrow 2_g)$	$(2_a \rightarrow 2_g)$	$(2_a \rightarrow 2_g)$	$(2_2^+ \rightarrow 2_1^+)$	$(2_3^+ \rightarrow 2_1^+)$
	-0,007	0,27	-0,134	-0,022	0,006	-0,089

Kao što se vidi iz tabele 2, naš rezultat za monopolni matrični element je u saglasnosti sa proračunima Hare¹⁴⁾ i sa vrednošću Kumara i Barangera¹⁶⁾ za prelaz $2_2^+ \rightarrow 2_1^+$, dok se vrednosti iz ostalih modela nalaze izvan granica eksperimentalne greške.

Uzimajući u obzir da greška kojom je odredjen monopolni matrični element skoro simetrično obuhvata nultu vrednost, može se prilično pouzdano zaključiti da u $2^+ \rightarrow 2^+$ prelazu u ^{192}Pt ne postoji E0 komponenta. Odsustvo E0 komponente u ovom prelazu ukazuje na to, da se prelaz vrši izmedju dvofononskog i jednofononskog stanja sferno simetričnog jezgra, ili pak izmedju čistog gamma vibracionog i osnovno rotacionog stanja akcijalno simetričnog jezgra.

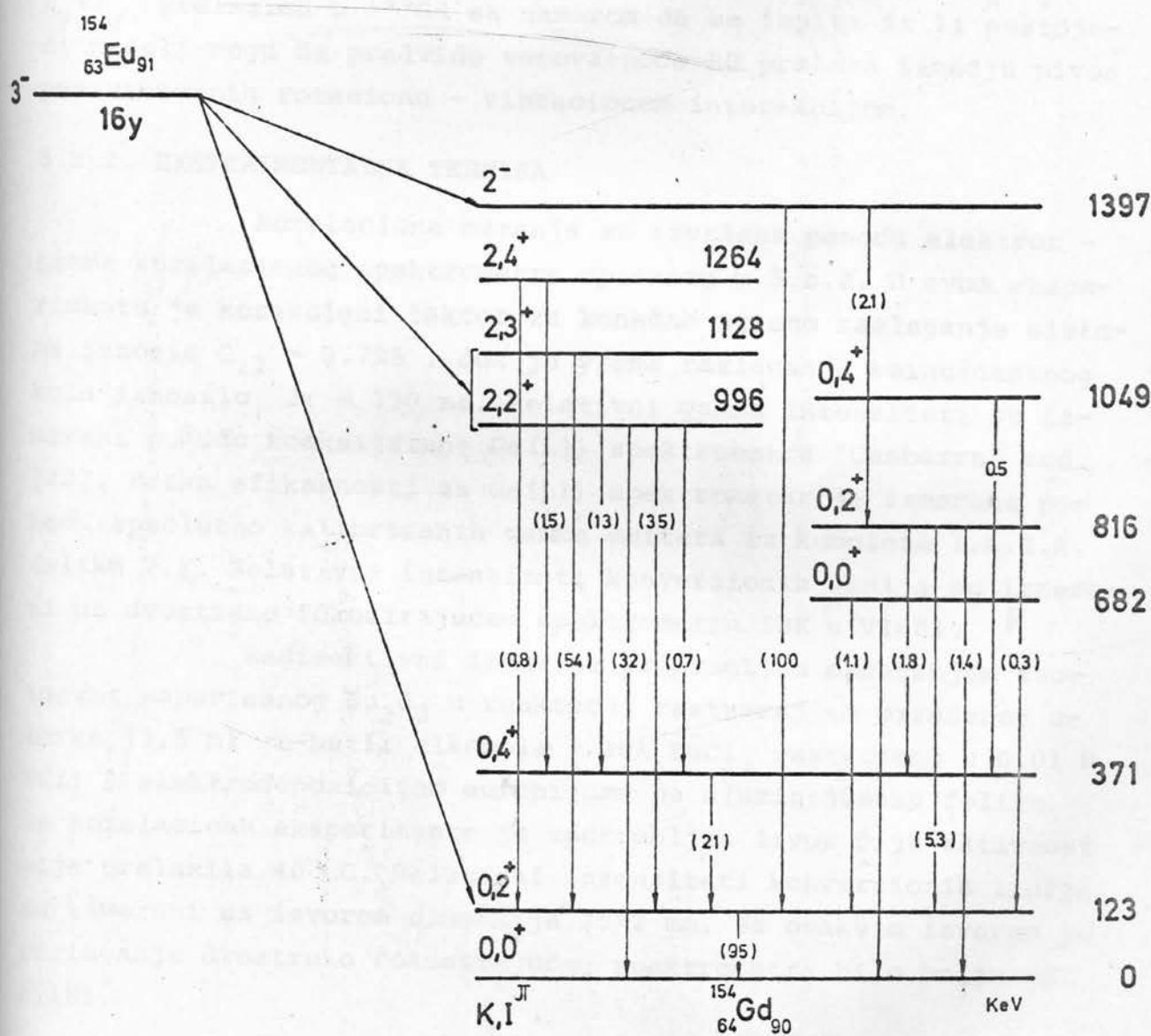
Posle završetka ovog eksperimenta je publikovano nekoliko⁴⁰⁻⁴³⁾ radova u kojima je odredjen monopolni matrični

element za $2^+ \rightarrow 2^+$ prelaz u ^{192}Pt . Rezultati ovih merenja potvrđuju naš zaključak da je najverovatnije za ovaj prelaz $W_K(E0)=0$.

5B. $2^+ \rightarrow 2^+$ PRELAZI U ^{154}Gd

5.b.1. UVOD

Jezgro ^{154}Gd nalazi se na početku oblasti deformisanih jezgara. Niskoenergetska stanja ovog jezgra se jasno grupišu u rotacione familije (g, β, γ ,) predviđene adijabatskim rotaciono-vibracionim modelima (slika 6.). Energije rotacionih i



Slika 6. Šema raspada ^{154}Gd .

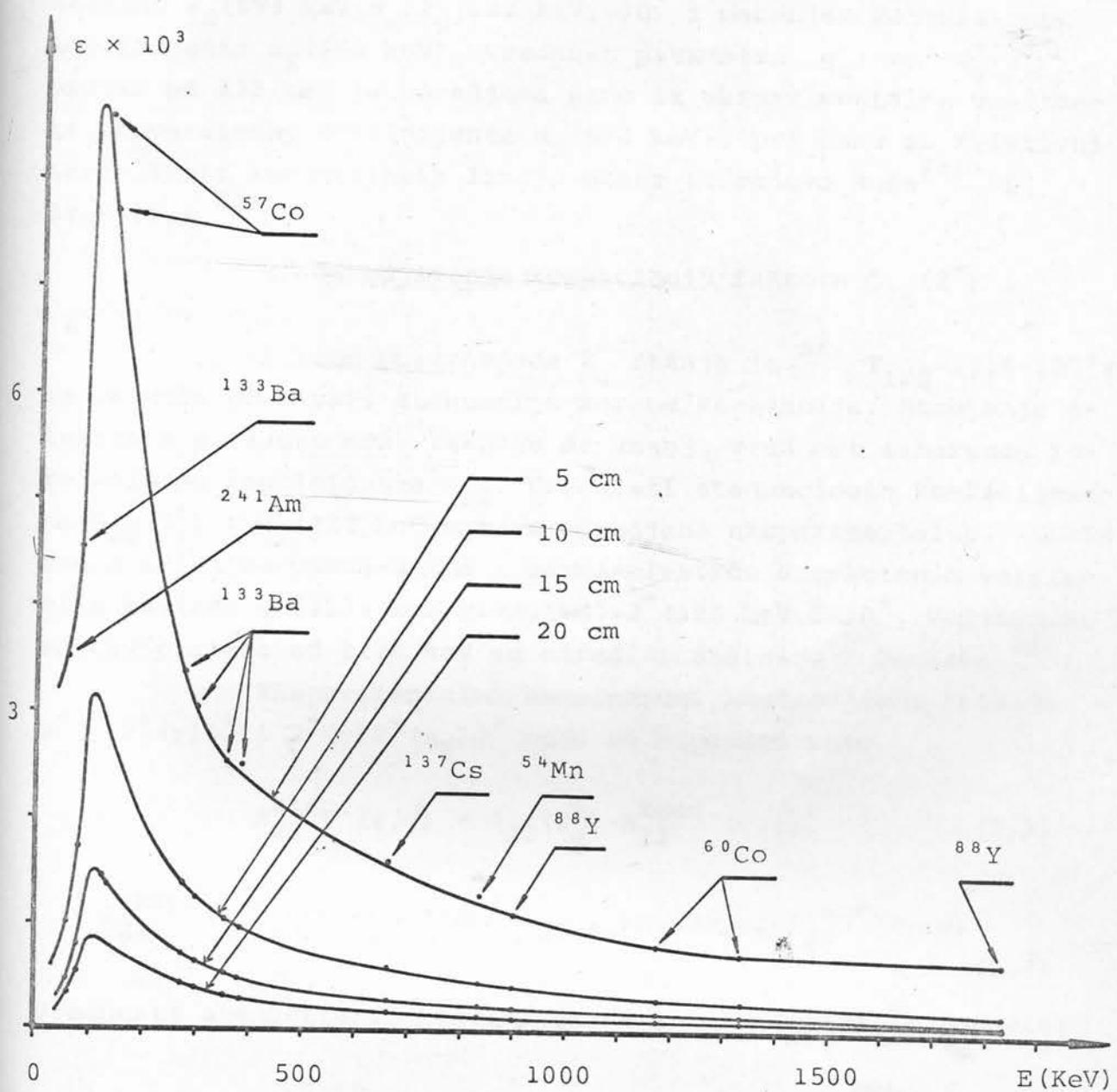
vibracionih pobudjenja se medjutim samo malo razlikuju, te se u ovom jezgru očekuje jako sprezanje ova dva načina pobudjenja. Intenziteti i multipolnosti prelaza sa β i γ vibracionih familija na osnovnu rotacionu familiju su mereni u brojnim radovima⁴⁴⁻⁵³⁾ sa namerom da se ispita da li se jaka rotaciono-vibraciona interakcija može metodama teorije perturbacija zadovoljavajuće uključiti u kolektivne modele i da li se mikroskopskim prilazom dobija adekvatniji opis ovog jezgra. Rud i ost.⁵⁴⁾ su uočili da se mešanje β i γ familija može najbolje testirati određivanjem E0 primene u ekvispinskim $\beta \rightarrow g$ i $\gamma \rightarrow g$ prelazima.

U ovom radu je određena E0 komponenta u ${}_{\beta}^{2+} \rightarrow {}_{g}^{2+}$ i ${}_{\gamma}^{2+} \rightarrow {}_{g}^{2+}$ prelazima u ${}^{154}\text{Gd}$ sa namerom da se ispita da li postojeći modeli mogu da predvide verovatnoće E0 prelaza izmedju nivoa perturbovanih rotaciono - vibracionom interakcijom.

5.b.2. EKSPERIMENTALNA TEHNIKA

Korelaciona merenja su izvršena pomoću elektron - gamma korelacionog spektrometra opisanog u 5.a.2. U ovom eksperimentu je korekcioni faktor za konačno ugaono razlaganje sistema iznosio $Q_{22} = 0,795$, dok je vreme razlaganja koincidentnog kola iznosilo $2\tau = 150$ ns. Relativni gamma intenziteti su izmereni pomoću koaksijalnog Ge(Li) spektrometra "Canberra" mod. 7227. Kriva efikasnosti za Ge(Li) spektrometar je izmerena pomoću apsolutno kalibriranih gamma emitera iz kompleta I.A.E.A. (slika 7.). Relativni intenziteti konverzionih linija su izmereni na dvostruko fokusirajućem spektrometru IBK u Vinči.

Radioaktivni izvor je pripremljen ozračenjem izotopski separisanog Eu_2O_3 u reaktoru, rastvaranjem ozračenog uzorka (3,5 ml n-butil alkohola + $10\lambda \text{ EuCl}_3$ rastvoreno u 0,01 N HCl) i elektrodepozicijom europijuma na aluminijumsku foliju. Za korelacione eksperimente je upotrebljen izvor čija aktivnost nije prelazila 40 μC . Relativni intenziteti konverzionih linija su izmereni sa izvorom dimenzija 25×2 mm. Sa ovakvim izvorom je razlaganje dvostruko fokusirajućeg spektrometra bilo bolje od 0,16%.



S1.7. Kriva efikasnosti za koaksijalni Ge(Li) detektor "Canberra".

5.b.3. EKSPERIMENTALNE METODE

Električna monopolna komponenta u $2_{\beta}^+ \rightarrow 2_g^+$ prelazu od 693 keV je odredjena merenjem A_{22} koreACIONOG koeficijenta za kaskadu $2_{\beta}^+(693 \text{ keV}, e_K) 2_g^+(123 \text{ keV}, \gamma) 0^+$ i merenjem konverzionog koeficijenta $\alpha_K(693 \text{ keV})$. Vrednost parametra q_K^2 za $2_{\gamma}^+ \rightarrow 2_g^+$ prelaz od 873 keV je odredjena samo iz eksperimentalne vrednosti konverzionog koeficijenta $\alpha_K(873 \text{ keV})$, pri čemu su relativni intenziteti konverzionih linija uzeti iz radova Ruda⁵⁴⁾ i Brantleya⁵⁰⁾.

a) Odredjivanje korekcionih faktora $G_{22}(2^+)$ i $C_2(693 \text{ keV}, e_K)$.

Period poluraspada 2_g^+ stanja je ⁵⁵⁾ $T_{1/2} = 1,18 \times 10^{-9} \text{ s}$ te se može očekivati atenuacija merene korelacije. Rasejanje elektrona u izvoru može takodje da smanji vrednost izmerenog koreACIONOG koeficijenta A_{22} . Vrednosti atenuacionih koeficijenata $G_{22}(2_g^+)$ i $C_2(123 \text{ keV}, e_K)$ su odredjene eksperimentalno, simultanim merenjem gamma-gamma i gamma-elektron direkcionih korelacija kaskade $2^-(1274 \text{ keV}, E1+0,1\%M2) 2^+(123 \text{ keV}, E2) 0^+$. Multipolni sastav prelaza od 1274 keV su odredili Steinling i Deutsch⁵⁶⁾.

Eksperimentalni koreacioni koeficijenti kaskada $2^-(\gamma) 2^+(\gamma) 0^+$ i $2^-(\gamma) 2^+(e_K) 0^+$ mogu se napisati kao:

$$A_{22}^{\text{eksp.}}(\gamma, \gamma) = G_{22}(2_g^+) \cdot A_{22}^{\text{teor.}}(\gamma, \gamma) \quad (5.3)$$

$$A_{22}^{\text{eksp.}}(\gamma, e_K) = C_2(123, e_K) \cdot G_{22}(2_g^+) b_2(E2, E2) A_{22}^{\text{teor.}}(\gamma, \gamma) \quad (5.4)$$

Vrednosti atenuacionih koeficijenata su izračunate iz formula:

$$C_2(123, e_K) = \frac{A_{22}^{\text{eksp.}}(\gamma, e_K)}{b_2(E2, E2) A_{22}^{\text{eksp.}}(\gamma, \gamma)} \quad \text{i} \quad G_{22}(2_g^+) = \frac{A_{22}^{\text{eksp.}}(\gamma, \gamma)}{A_{22}^{\text{teor.}}(\gamma, \gamma)} \quad (5.5)$$

Koristeći izmerene vrednosti koreacionih koeficijenata koji su navedeni u tabeli 3., dobijeni su rezultati:

$$G_{22}(2_g^+) = 0,498 \pm 0,014 \quad \text{i} \quad C_2(123, e_K) = 0,797 \pm 0,003$$

TABELA 3

Izmerene vrednosti koeficijenta A_{22} za kaskadu $2^- \rightarrow 2^+ \rightarrow 0^+$

Kaskada u ^{154}Gd	$A_{22}^{\text{ekspl.}}(\gamma, \gamma)$	$A_{22}^{\text{ekspl.}}(\gamma, e_K)$
$2^- \rightarrow 2^+ \rightarrow 0^+$	$0,113 \pm 0,001$	$0,169 \pm 0,002$

Pomoću izmerene vrednosti $C_2(123, e_K)$ iz Gimmijevih ²¹⁾ dijagra-
ma je odredjena debljina izvora:

$$d = 0,65 \pm 0,02 \text{ mg/cm}^2$$

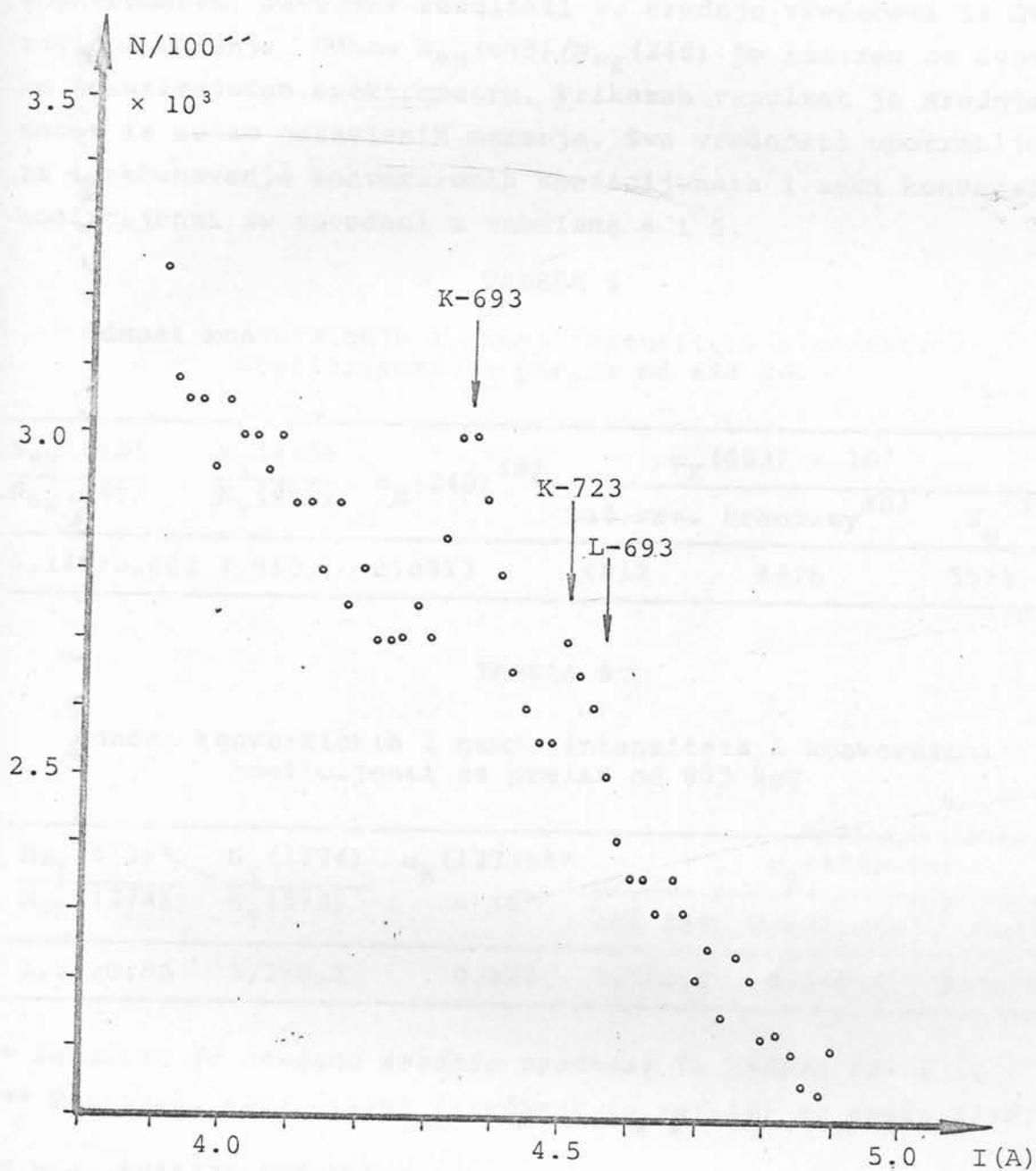
i korekcioni faktor:

$$C_2(693, e_K) = 0,985 \pm 0,005$$

b) Merenje elektron-gamma direkcionih korelacija.

Korelacioni koeficijent $A_2(693, e_K)$ je odredjen merenjem direkcionih korelacija za kaskadu $\beta^+(693, e_K) \gamma^+(123, \gamma) 0^+$. Korelaciona funkcija je merena na uglovima od 90, 135, 180, 225 i 270 stepeni i na svakom uglu je skupljeno 5000 čistih koinci-dencija. Izabrana korelacija nije bila čista. Konverziona lini-ja od 693 keV leži na delu β spektra (slika 8.) koji je koin-cidentan sa prelazom od 123 keV, a gamma zraci koji pune nivo od 816 keV, mogu se komptonski detektovati u energetskom "pro-zoru" γ prelaza od 123 keV i na taj način doprineti merenoj ko-relaciiji. Doprinosi ovih korelacija su odredjeni eksperimentalno i oduzeti su koincidentnih odbroja na svakom uglu. Posle ko-rekcija na konačno ugaono razlaganje i na atenuacije (koristeći merene atenuacione koeficijente) dobijen je rezultat:

$$A_{22}(693 \text{ keV}, e_K; 123 \text{ keV}, \gamma) = -0,04 \pm 0,10$$



Sl.8. Konverzije linije prelaza od 693 keV u ^{154}Gd snimljene na solenoidnom spektrometru.

c) Odredjivanje konverzionih koeficijenata.

Konverzionalni koeficijenti su odredjeni normiranjem relativnih elektronskih i gamma intenziteta. Pri odredjivanju $\alpha_K(693 \text{ keV})$ je kao standard upotrebljen čist ^{57}Cr električni kvadrupolni prelaz $4^+ \rightarrow 2^+$ od 248 keV, dok je $\alpha_K(873 \text{ keV})$ odredjen usvajanjem $2^- \rightarrow 2^+$ prelaza od 1274 keV za standard.

Odnosi gamma intenziteta su izmereni na Ge(Li)

spektrometru. Navedeni rezultati su srednje vrednosti iz dva nezavisna merenja. Odnos $N_{eK}(698)/N_{eK}(248)$ je izmeren na dvostruko fokusirajućem spektrometru. Prikazan rezultat je srednja vrednost iz sedam nezavisnih merenja. Sve vrednosti upotrebljene za izračunavanje konverzionih koeficijenata i sami konverzioni koeficijenti su navedeni u tabelama 4 i 5.

TABELA 4

Odnosi konverzionih i gamma intenziteta i konverzioni koeficijenti za prelaz od 693 keV

$N_{eK}(693)$	$N_{\gamma}(248)$	$\alpha_K(248)^{58})$	$\alpha_K(693) \times 10^3$	
$N_{eK}(248)$	$N_{\gamma}(693)$		naš rez.	Brantley ⁵⁰⁾
$0,145 \pm 0,002$	$3,9 \pm 0,1$	0,0813	46 \pm 2	44 \pm 6
				55 \pm 5

TABELA 5

Odnosi konverzionih i gamma intenziteta i konverzioni koeficijenti za prelaz od 873 keV

$N_{eK}(873)^*$	$N_{\gamma}(1274)$	$\alpha_K(1274)^{**}$	$\alpha_K(873) \times 10^3$	
$N_{eK}(1274)$	$N_{\gamma}(873)$	$\times 10^3$	naš rez.	Riedinger ⁵⁹⁾
$1,84 \pm 0,05$	$3,2 \pm 0,1$	0,631	$3,7 \pm 0,2$	$3,3 \pm 0,2$
				$3,46 \pm 0,09$

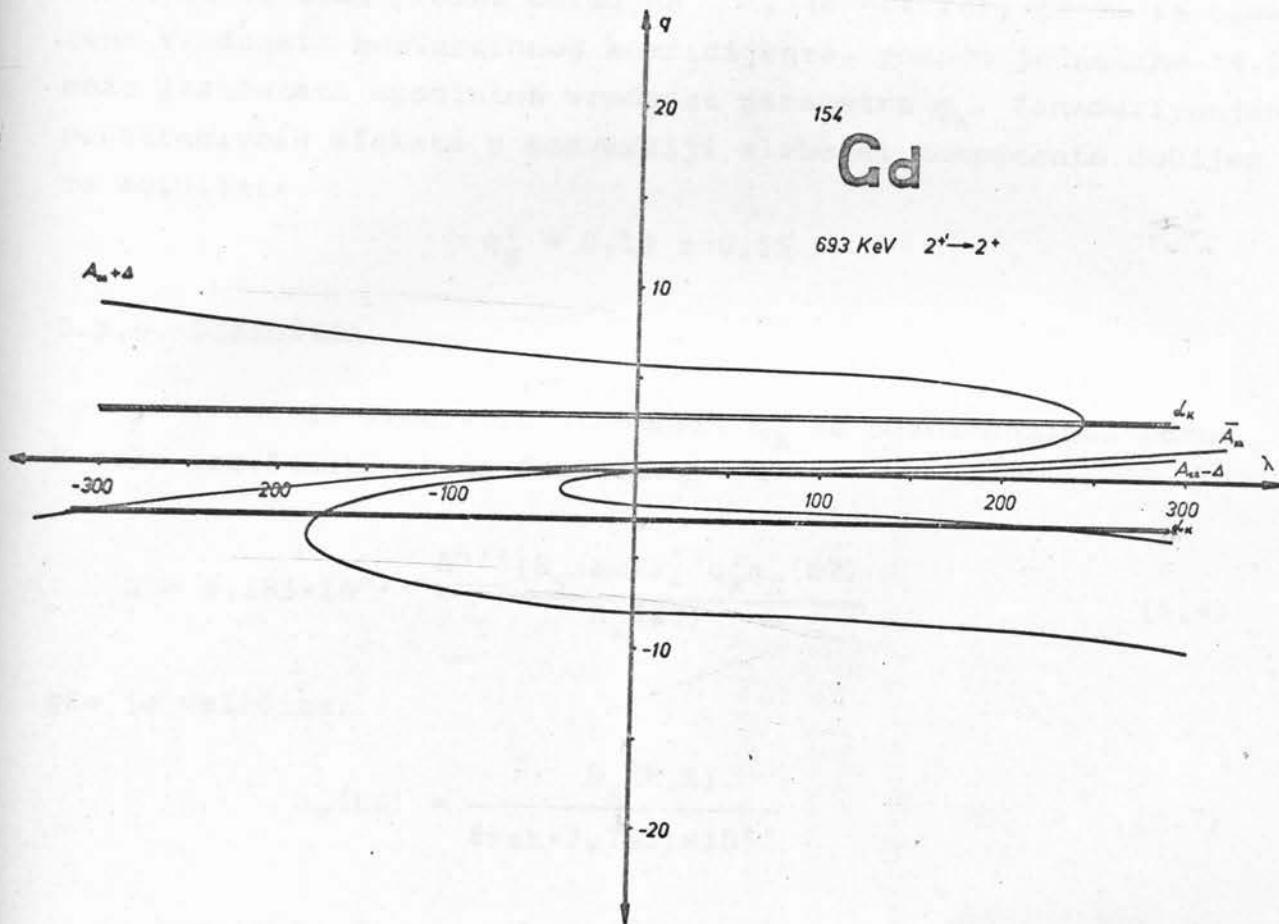
* Navedena je otežana srednja vrednost iz radova 50) i 54).

** Teorijski koeficijent izračunat iz ref. 58) za smešu $E1+0,1\%M2$

5.b.4. ANALIZA REZULTATA

a) $2_{\beta}^{+} \rightarrow 2_g^{+}$ prelaz.

Eksperimentalni rezultati su interpretirani pod predpostavkom da je prelaz tipa E2+M1+E0. Uzimajući vrednost $\delta=-10$ iz radova Hamiltona⁴⁹⁾ i Ruda⁵⁵⁾, uz upotrebu jednačina (4.5) i (4.14), izmerene vrednosti za $A_{22}(693e_K, 123\gamma)$ i $\alpha_K(693)$ su analizirane u $q_K-\Lambda$ ravni (slika 9.). Konverzioni koeficijenti, čestični parametri i penetracioni koeficijenti su interpolisani iz radova Hagera i Seltzera^{58, 60, 61)}. Osenčene površine na slici 9. pokazuju oblasti mogućih vrednosti za parametre



Sl.9. Eksperimentalni rezultati za $2_{\beta}^{+} \rightarrow 2_g^{+}$ prelaz predstavljeni u $q_K - \Lambda$ ravni.

q_K i Λ . Dobijene su dve moguće oblasti rešenja:

1. $-170 \leq \Lambda \leq 220$; $q_K = -2,9 \pm 0,01$
2. $240 \leq \Lambda \leq 450$; $q_K = +2,9 \pm 0,01$

Izmerena vrednost konverzionog koeficijenta usko ograničava moguće apsolutne vrednosti parametra q_K , bez obzira na vrednost Λ . Ako se druga oblast rešenja sa velikim vrednostima $240 \leq \Lambda \leq 450$ odbaci kao veoma malo verovatan, na osnovu izmerenog korelacionog koeficijenta A_{22} može se zaključiti da parametar q_K ima negativan predznak.

b) $2_{\gamma}^{+} \rightarrow 2_g^{+}$ prelaz.

Uporedjivanjem izmerene vrednosti α_K (873 keV) sa teorijskom ⁵⁸⁾ vrednošću α_K (873 keV, E2) = 3,09 može se zaključiti da je prelaz od 873 keV složena multipolnost. Odnos smeša

$E2/M1$ je za ovaj prelaz odredjen ⁶²⁾, ($\delta^2 = 64 \pm 16$), te se iz izmerene vrednosti konverzionog koeficijenta, pomoću jednačine (4.5) može izračunati apsolutna vrednost parametra q_K^2 . Zanemarivanjem penetracionih efekata u konverziji slabe $M1$ komponente dobijen je rezultat:

$$q_K^2 = 0,19 \pm 0,05$$

5.b.5. DISKUSIJA

Iz izmerenih vrednosti q_K^2 se bezdimenzioni odnos X može izračunati preko formule:

$$X = 9,185 \times 10^{-12} \frac{A^{4/3} [E_\gamma (\text{MeV})]^4 q_K^2 \alpha_K (E2)}{\alpha_K (E0)} \quad (5.6)$$

gde je veličina:

$$\alpha_K (E0) = \frac{\Omega_K (k, z)}{8\pi\alpha k \cdot 7,7631 \times 10^{20}} \quad (5.7)$$

(α je konstanta fine strukture, a k je energija prelaza u jedinicama $m_e c^2$) tabulisana u ref. 61). Monopolni matrični elementi se mogu izračunati iz formule (5.2). Sve veličine upotrebljene za izračunavanje X i ρ su navedene u tabeli 6.

TABELA 6

Podaci za izračunavanje veličina X i ρ

Energija prelaza	$\alpha_K (E2) \times 10^3$ Hager-Seltzer ⁵⁸⁾	$A_K (E0) \times 10^{10}$ Hager-Seltzer ⁶¹⁾	$W_\gamma (E2) \times 10^{-10} \text{s}^{-1}$ Rud i ost. ^{54)*}
693 keV	5,17	1,66	7,86
873 keV	3,09	1,63	46,1

* Navedene vrednosti su izračunate iz podataka u ref. 54).

Eksperimentalne vrednosti veličina X i ρ za prelaze $2_{\beta}^{+} \rightarrow 2_g^{+}$ i $2_{\gamma}^{+} \rightarrow 2_g^{+}$ su navedene u tabeli 7 i uporedjene su sa teorijskim vrednostima.

TABELA 7

Teorijske i eksperimentalne vrednosti
za X i ρ

	$X(2_{\beta}^{+} \rightarrow 2_g^{+}) \times 10^2$	$X(2_{\gamma}^{+} \rightarrow 2_g^{+}) \times 10^2$	$\rho(2_{\beta}^{+} \rightarrow 2_g^{+}) \times 10^2$	$\rho(2_{\gamma}^{+} \rightarrow 2_g^{+}) \times 10^2$
Naš rezultat	46±3	1,7±0,5	-33±1	8,4±1,2*
Davidov ($\gamma_0 = 0$) ¹⁰⁾	135	2	69	9,5
Davidov ($\gamma_0 = 12,1$) ¹⁰⁾	134	9,6	69	-1,6
Davidson ¹²⁾	154	-	81	-
Rasmussen ⁵⁾	129	-	-	-
Aveledo ⁸⁾	41,6**	-	-	-
Hara ¹⁴⁾	-	0,71	85	6
Faessler ¹⁵⁾	103	0	75,5	0
Reiner ³⁾	-	-	51	-
Bes ⁶³⁾	73	-	56	-
Kumar ⁷⁾	78,3**	-	36,3**	0,65**

* Odredjena je samo apsolutna vrednost.

** Vrednosti izračunate za ^{152}Sm

Radi uporedjenja su u tabeli 7 navedeni i teorijski rezultati za ^{152}Sm iz radova Aveleda i Kumara. Imajući u vidu opštu sličnost izmedju osobina jezgara ^{154}Gd i ^{152}Sm rezultati ovih teorija za ^{154}Gd ne bi se trebale bitno razlikovati od navedenih vrednosti.

Izmerene vrednosti X i ρ za $2_{\beta}^{+} \rightarrow 2_g^{+}$ prelaz potvrđuju zaključke ranijih⁶⁴⁾ radova, da se verovatnoće E0 prelaza sa β vibracionih nivoa, u oblasti jezgara retkikh zemlji, ne mogu objasniti u okviru fenomenoloških modela. Relativno dobro slaganje vrednosti X iz rada Aveleda sa eksperimentalnom vrednošću, pokazuje, da jezgrene deformacije višeg reda igraju važnu ulogu kod E0 i E2 raspada nivoa β vibracione familije. Mikroskopski prilazi Besa i Kumara daju vrednosti koje su nešto bliže eksperimentalnim rezultatima, međutim faza monopolnog matričnog elementa iz rada Kumara je suprotna od izmerene.

Kod $2_{\gamma}^{+} \rightarrow 2_g^{+}$ prelaza je monopolni matrični element iz rada Kumara za red veličine manji od eksperimentalne vrednosti.

Interesantno je napomenuti da se za ovaj prelaz fenomenološki modeli za aksijalno simetrično jezgro (Davidov ($\gamma_0=0$), Hara) dobro slažu sa eksperimentom.

Izmerene vrednosti za ρ se mogu upotrebiti i za direktno testiranje dvoparametarske "band-mixing" teorije, tj. za određivanje amplitude primeće β vibracionih stanja u γ vibracionim talasnim funkcijama (vidi jednačinu 3.33). Ova amplituda se može napisati⁶⁵⁾ u obliku:

$$\frac{\langle J_{\beta_0} | H_{\beta\gamma} | J_{\gamma_0} \rangle}{E(J_{\beta_0}) - E(J_{\gamma_0})} = \frac{1}{2} [1 + (-1)^J] \times [2(J-1)J(J+1)(J+2)]^{1/2} \epsilon_{\beta\gamma} \quad (5.8)$$

gde je $\epsilon_{\beta\gamma}$ redukovana amplituda primeće koja ne zavisi od spina stanja. Uvrštenjem izmerenih vrednosti za ρ u formule (3.33) i (5.8) dobijen je rezultat:

$$|\epsilon_{\beta\gamma}| = 0,036 \pm 0,006$$

Ova vrednost je nešto veća od rezultata ($\epsilon_{\beta\gamma} = 0,023 \pm 0,004$) koji su Rud i ost.⁵⁴⁾ dobili analizirajući odnose redukovanih verovatnoća B(E2).

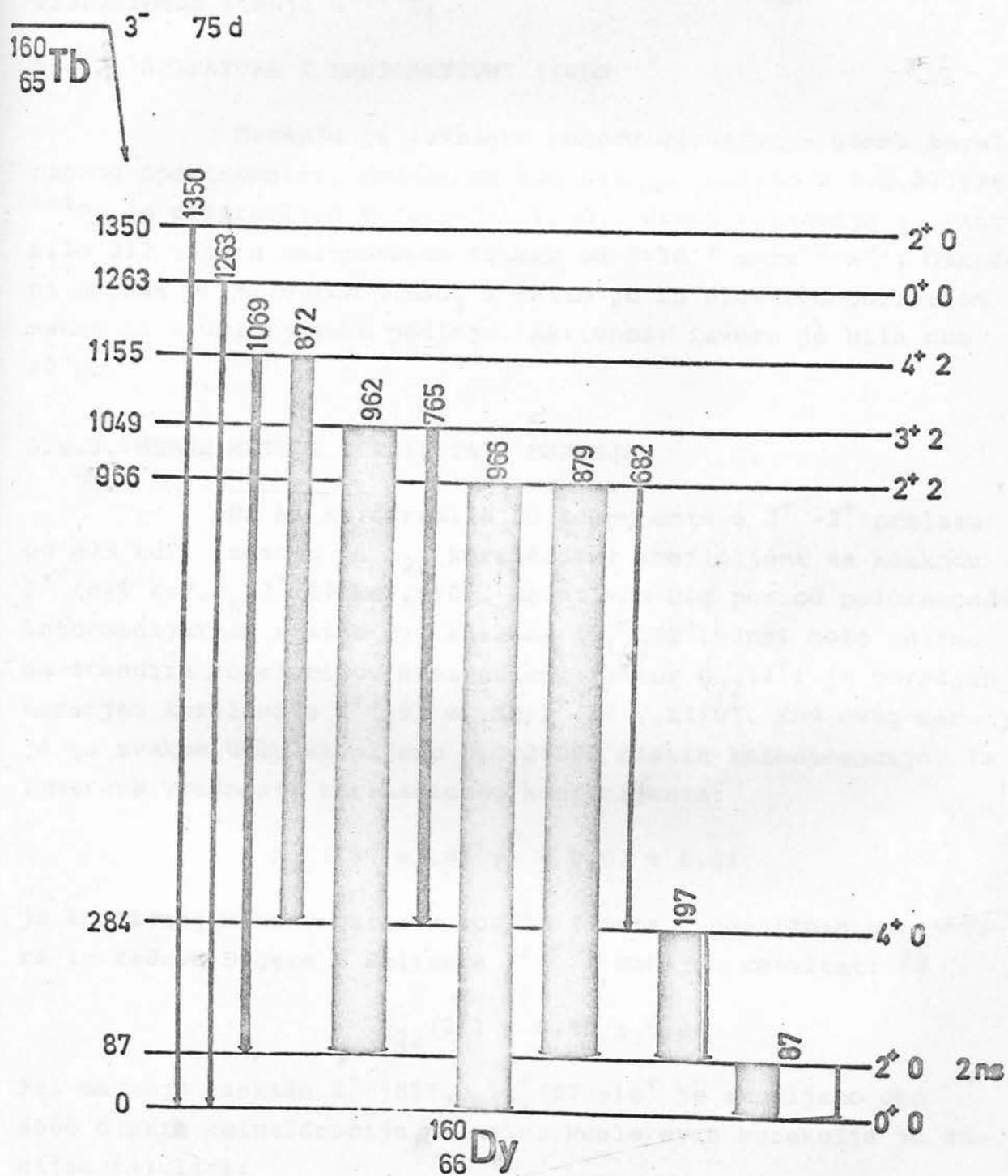
Na kraju se može zaključiti da ni jedan od navedenih modela ne može da kvantitativno predvedi sve izmerene vrednosti, što pokazuje da pitanje E0 deekscitacije pobudjenih nivoa jezgara u prelaznoj oblasti Sm - Gd još ni danas nije teorijski potpuno rasvetljeno.

5c. $2^+ \rightarrow 2^+$ PRELAZ U ^{160}Dy

5.c.1. UVOD

Prema kolektivnim modelima jezgra je adijabatsko razdvajanje rotacionih i vibracionih pobudjenja najopravdanije pri opisivanju jezgara sa velikom ravnotežnom deformacijom. U slučaju ^{160}Dy , koji se nalazi u sredini oblasti deformisanih jezgara, modelske veličine bi trebale biti znatno bliže eksperimentalnim rezultatima nego kod "mekog" vibratora ^{154}Gd . Šema

raspada ^{160}Dy je temeljno ispitana ⁶⁶⁻⁷³⁾ i spinovi stanja su poznati (slika 10.). $2^+ \rightarrow 2^+$ prelaz od 879 keV koji se ispituje



S1.10. Šema raspada ^{160}Dy .

u ovom radu vodi sa 2^+ gamma vibracionog stanja od 966 keV na osnovno rotaciono 2^+ stanje od 87 keV. Odredjivanje E0 komponente u ovom prelazu je poduzeto radi testiranja "čistoće" 2^+ gamma vibracionog stanja u ^{160}Dy .

5.c.2. APARATURA I RADIOAKTIVNI IZVOR

Merenje je izvršeno pomoću elektron - gamma korelacionog spektrometra, podešenog kao što je opisano u 5.b.2. Izvor ^{160}Dy je pripremljen ozračenjem Tb_2O_3 . Vreme ozračenja je iznosilo 312 sati u neutronskom fluksu od $3 \times 10^{13} \text{n} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$. Ozračeni uzorak je rastvoren u HNO_3 i zatim je Tb elektrodepozicijom nanet na aluminijsku podlogu. Aktivnost izvora je bila oko $10 \mu\text{C}$.

5.c.3. MERNE METODE I REZULTATI MERENJA

Da bi se odredila E0 komponenta u $2^+ \rightarrow 2^+$ prelazu od 879 keV, izmeren je A_{22} korelacioni koeficijent za kaskadu $2^+ (879 \text{ keV}, e_K) 2^+ (87 \text{ keV}, \gamma) 0^+$. Relativno dug period poluraspada intermedijarnog stanja ove kaskade ($T_{1/2}(2^+) = 2\text{ns}$) može znatno da atenuira korelaciju. Atenuacioni faktor $G_{22}(2^+)$ je određen merenjem korelacije $4^+ (197 \text{ e}_K, E2) 2^+ (87 \gamma, E2) 0^+$. Kod ovog merenja je na svakom uglu skupljeno oko 25000 čistih koïncidencija. Iz izmerene vrednosti korelacionog koeficijenta:

$$A_{22}(197 e_K, 87 \gamma) = 0,07 \pm 0,01$$

je korišćenjem konverzionih koeficijenata i čestičnih parametara iz radova Hagera i Seltzera ^{58,60} dobijen rezultat:

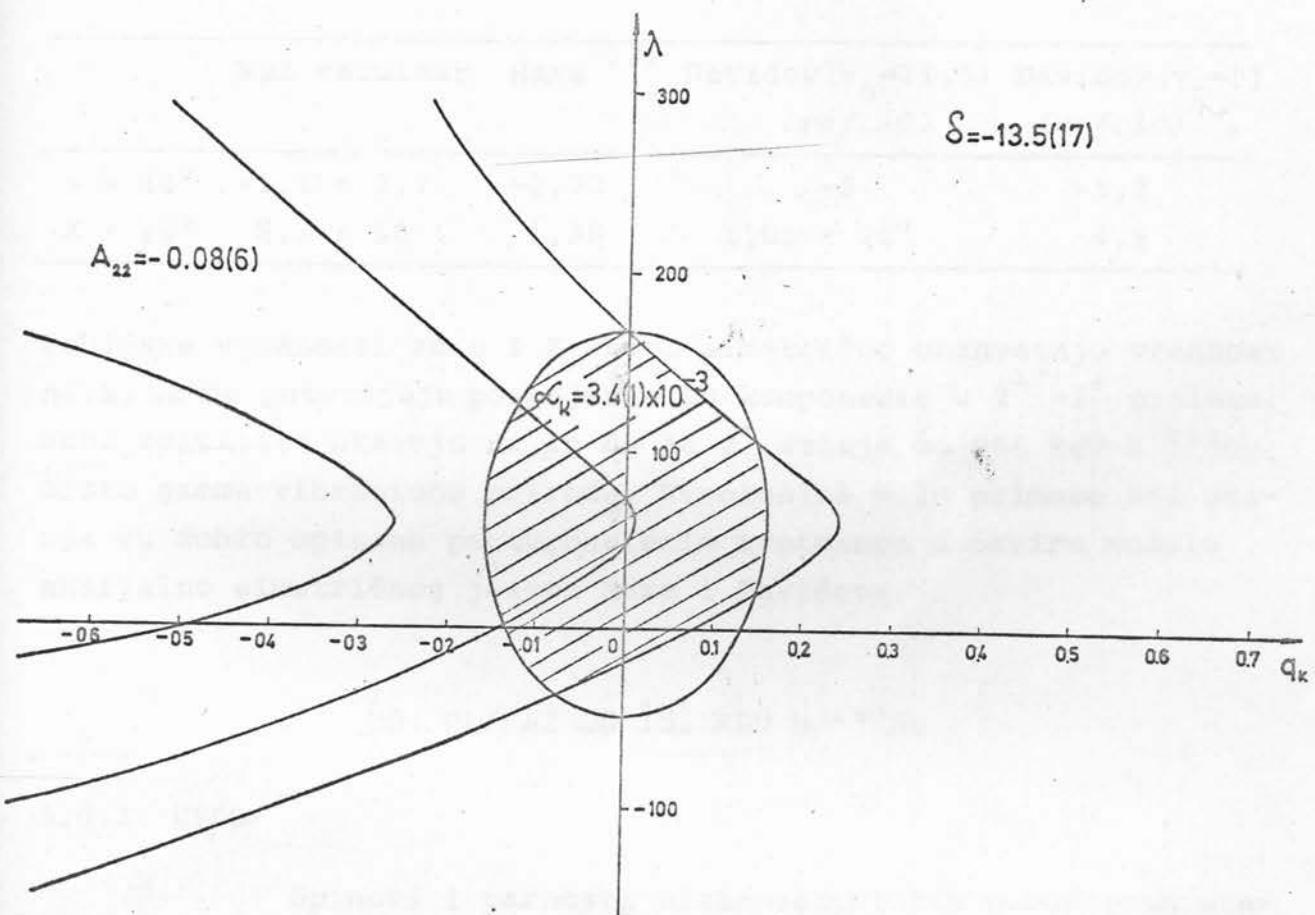
$$G_{22}(2^+) = 0,40 \pm 0,06$$

Pri merenju kaskade $2^+ (879 e_K) 2^+ (87 \gamma) 0^+$ je skupljeno oko 4000 čistih koïncidencija po uglu. Posle svih korekcija je dobijen rezultat:

$$A_{22}(879 e_K, 87 \gamma) = -0,08 \pm 0,06$$

5.c.4. DISKUSIJA

Vrednost parametra q_K je odredjena iz izmerene vrednosti koeficijenta A_{22} (879 e_K, 87 γ), pri čemu su veličine α_K (879 keV) = $(3,38 \pm 0,10) \times 10^{-3}$ i δ (879 keV) = $-13,5 \pm 0,7$ izračunate kao otežane srednje vrednosti rezultata iz radova 70 - 72) odnosno 67 - 69). Vrednosti A_{22} i α_K su analizirane u $q_K - \Lambda$ ravni (slika 11.). Dobijena je oblast rešenja sa granicama:



S1.11. Koeficijenti A_{22} i α_K predstavljeni u $q_K - \Lambda$ ravni.

$$+165 > \Lambda > -20$$

$$+0,154 > q_K > -0,154$$

Ako se za penetracioni parametar usvoji najverovatnija vrednost $\Lambda = 0$ dobija se rezultat:

$$q_K = -0,03 \pm 0,10$$

Vrednosti za ρ i X koje su dobijene iz navedene vrednosti q_K i iz podataka $W_{\gamma}(E2) = (1,7 \pm 1,2) \times 10^{12} \text{ s}^{-1}$ (izračunatog iz ref. 77) su navedene u tabeli 8.

TABELA 8

Eksperimentalne i teorijske vrednosti ρ i X

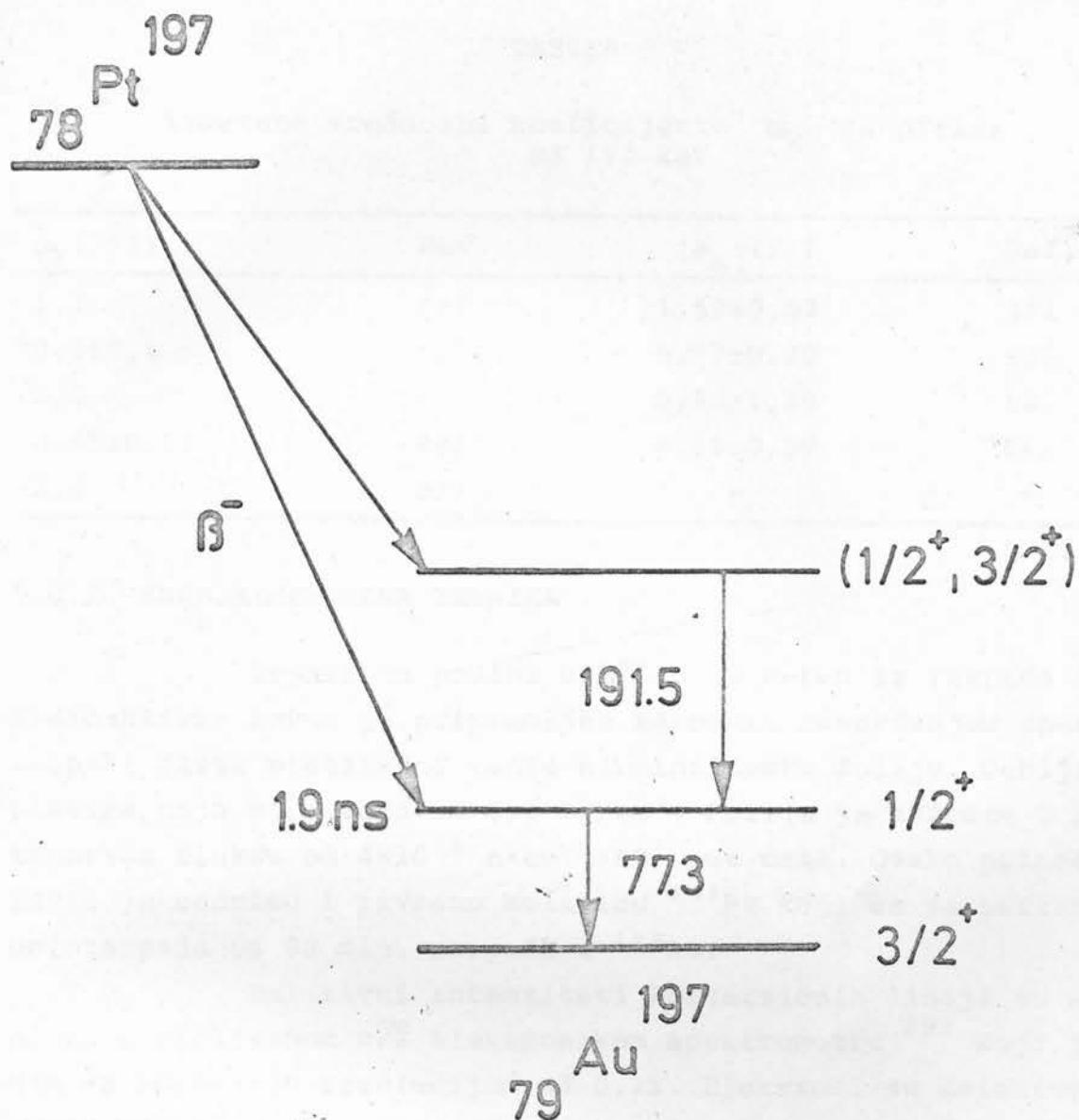
Naš rezultat	Hara ¹³⁾	Davidov ($\gamma_0 = 11,5$) (ref. 10)	Davidov ($\gamma_0 = 0$) (ref. 10)
$\rho \times 10^2$	$-1,1 \pm 3,7$	-0,73	-2
$X \times 10^4$	$8,3 \pm 50$	1,38	$1,05 \times 10^3$

Dobijene vrednosti za ρ i X skoro simetrično obuhvataju vrednost nula, te ne potvrđuju postojanje E0 komponente u $2^+ \rightarrow 2^+$ prelazu. Naši rezultati ukazuju na to da je 2^+ stanje od 966 keV u ^{160}Dy čisto gamma vibracione prirode. Eventualne male prime se K=0 stanja su dobro opisane perturbacionim tretmanom u okviru modela aksijalno simetričnog jezgra Hare i Davidova.

5.D. PRELAZ OD 191 KEV U ^{197}Au

5.d.1. UVOD

Spinovi i parnosti niskoenergetskih pobudjenih stanja jezgara koja se dobijaju raspadom relativno dugoživećeg pretka su po pravilu pouzdano izmereni i teoretski objašnjeni. Jedan od retkih izuzetaka je spin stanja od 286 keV u ^{197}Au (slika 12.). Prema modelu Braunsteina i De Shalita⁷⁸⁾ niskoenergetska pobudjenja u ^{197}Au nastaju dipol-dipol interakcijom nesparenog protona u orbiti $d_{3/2}$ sa 2^+ kolektivnim pobudjenjem parno-parnog "ostatka" i spin stanja od 286 keV treba da bude $3/2$. Međutim u nekoliko radova⁷⁹⁻⁸²⁾ je na osnovu izmerene vrednosti konverzionog koeficijenta $\alpha_K(191 \text{ keV})$ zaključeno da



Sl.12. Šema raspada ^{197}Au .

je prelaz od 191 keV koji vodi na $J = 1/2$ stanje od 77 keV multipolnosti M1+E0, te da je spin stanja od 268 keV jednak $1/2$, Imajući u vidu da je multipolnost prelaza od 191 keV u svim objavljenim radovima određen samo na osnovu izmerene vrednosti koeficijenta α_K (tabela 9) i da su pri tom zanemareni mogući penetracioni efekti u procesu M1 konverzije, odlučili smo da detaljnije ispitamo multipolnost ovog prelaza.

U ovom radu je multipolnost prelaza od 191 keV određena merenjem konverzionog koeficijenta α_K i konverzionalih odnosa K/L_I i $K/(L_I + L_{II})$.

TABELA 9

Izmerene vrednosti koeficijenta α_K za prelaz
od 191 keV

α_K (191)	Ref.	α_K (191)	Ref.
1,7	79)	$1,59 \pm 0,07$	82)
$0,9 \pm 0,1$	83)	$0,77 \pm 0,20$	85)
2,5	80)	$0,93 \pm 0,20$	85)
$0,65 \pm 0,15$	84)	$0,69 \pm 0,07$	86)
2,0	81)	-	-

5.d.2. EKSPERIMENTALNA TEHNIKA

Ispitivan prelaz u ^{197}Au je meren iz raspada ^{197}Pt . Radioaktivni izvor je pripremljen katodnim raspršenjem spektro-skopski čiste platine na tanku aluminijumsku foliju. Debljina platine nije bila veća od $0,1 \text{ mg/cm}^2$. Folija je zračena u neutronskom fluksu od $4 \times 10^{13} \text{ n} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ pet dana. Ovako pripremljen izvor je sadržao i izvesnu količinu ^{199}Pt koji se sa periodom poluraspada od 30 min. raspada u ^{199}Au .

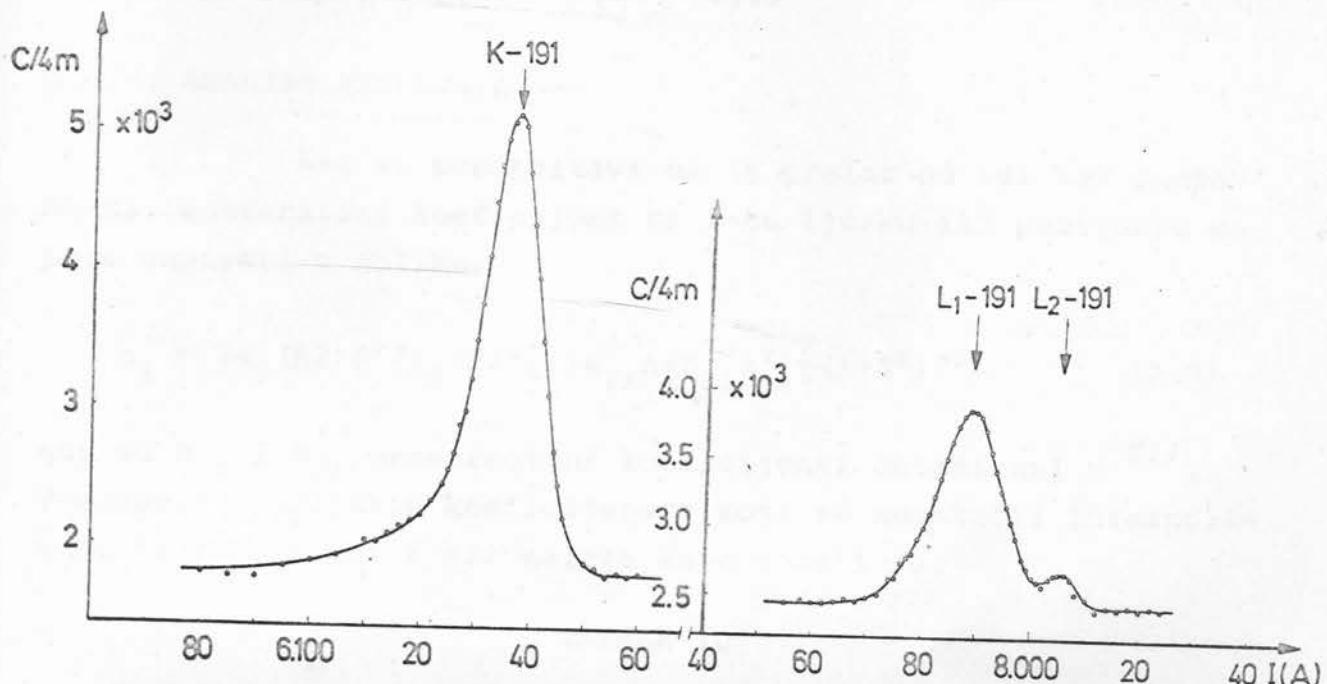
Relativni intenziteti konverzionih linija su mereni na bezželjeznom $\pi\sqrt{2}$ elektronskom spektrometru ²⁹⁾ koji je radio sa impulsnom rezolucijom od 0,2%. Elektroni su detektovani sa GM brojačem koji je imao prozor od mylar folije debljine $0,45 \text{ mg/cm}^2$.

Relativni intenziteti gamma prelaza su izmereni sa koaksijalnim Ge(Li) detektorom zapremine 20 cm^3 . Kriva efikasnosti za ovaj detektor je odredjena merenjem prelaza od 110, 118, 130, 177, 198, 261 i 303 keV u ^{169}Tm čiji su relativni intenziteti poznati ^{87, 88)}. Kroz izmerene tačke je metodom najmanjih kvadrata povučena kubna parabola. Na osnovu standardne devijacije merenih tačaka je greška izračunate krive efikasnosti procenjena na 2%.

5.d.3. REZULTATI MERENJA

a) Konverzionalni odnosi.

Izmerene konverzionalne linije prelaza od 191 keV su prikazane na slici 13. Relativni intenziteti linija su određeni



S1.13. Konverzionalne linije prelaza od 191 keV.

sabiranjem odbroja svedenih na isti interval impulsa. Predpostavljeno je da je beta spektar pod konverzionalnim linijama ravan i njegov intenzitet je određen iz odbroja na ivici sa višom energijom. Konverzionalne linije L_I i L_{II} nisu bile sasvim razdvojene u spektru i relativni intenzitet L_I linije je određen grafičkom separacijom. Posle pet nezavisnih merenja su dobijeni sledeći rezultati:

$$K/L_I = 6,08 \pm 0,08 ; \quad K/(L_I + L_{II}) = 5,64 \pm 0,05$$

b) Konverzionalni koeficijent.

Konverzionalni koeficijent $\alpha_K(191)$ je određen normiranjem elektronskih i gamma intenziteta. Za standard je izabran

čist⁸⁹⁾ E2 prelaz od 158 keV iz raspada $^{199}\text{Au} \rightarrow ^{199}\text{Ag}$. Relativni intenziteti $N_{eK}(191)/N_{eK}(158)$ i $N_{\gamma}(158)/N_{\gamma}(191)$ su izmereni sa istim izvorom, pa se $\alpha_K(191)$ mogao odrediti bez poznavanja relativne količine ^{197}Pt i ^{199}Au u izvoru. Iz pet merenja je dobijen rezultat:

$$\alpha_K(191) = 0,86 \pm 0,03$$

5.d.4. ANALIZA REZULTATA

Ako se predpostavi da je prelaz od 191 keV smeša M1+E2, konverzionalni koeficijent za i-tu ljušku ili podljušku se može napisati u obliku;

$$\alpha_i = \{\alpha_i(E2)\delta^2 + \beta_i(M1)[1+B_{1i}\Lambda + B_{2i}\Lambda^2]\}/(1+\delta^2)^{-1} \quad (5.9)$$

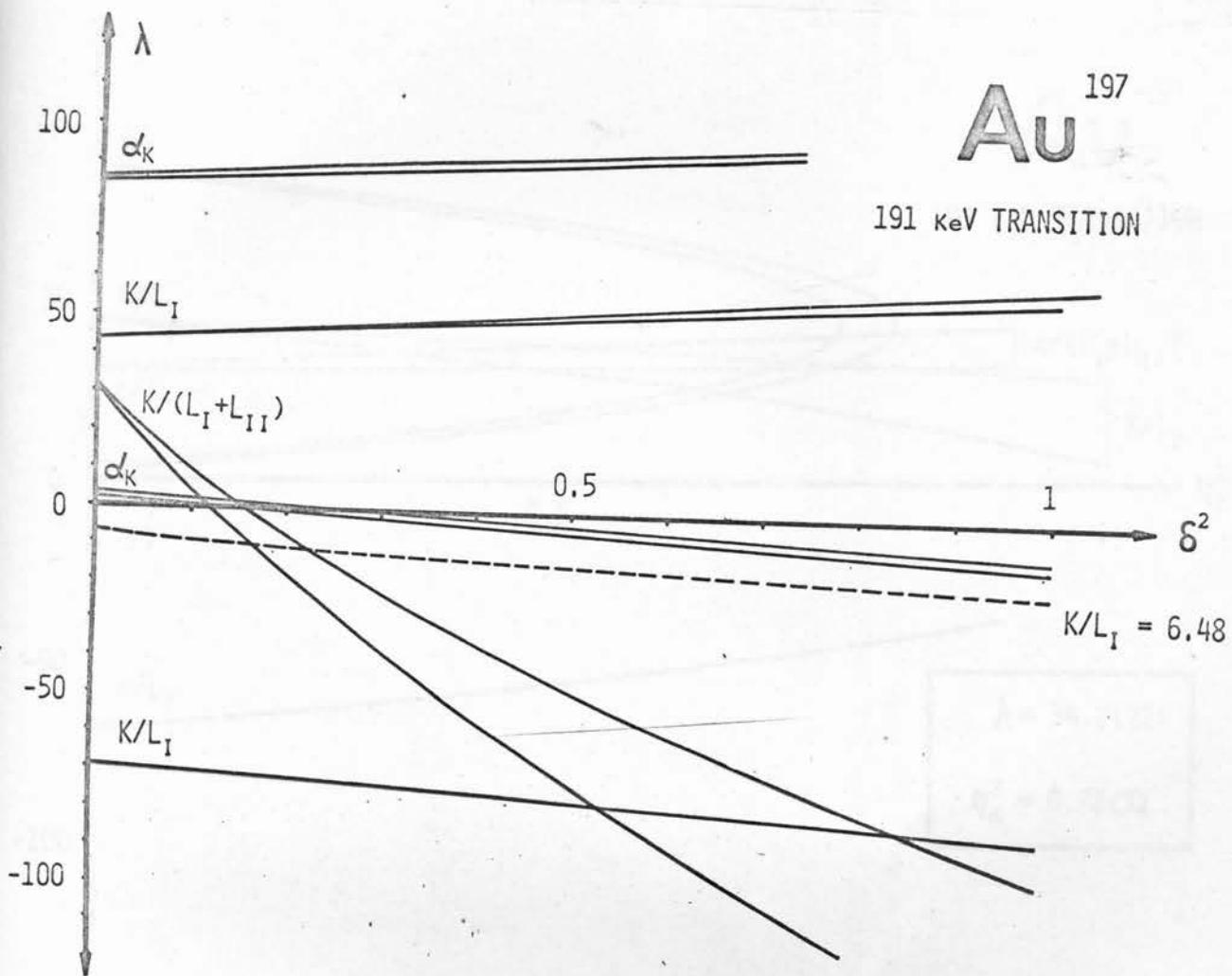
gde su B_{1i} i B_{2i} penetracioni koeficijenti definisani u⁶¹⁾. Vrednosti teorijskih koeficijenata koji su numerički interpolirani iz radova 58) i 61) nalaze se u tabeli 10.

TABELA 10

Teorijske vrednosti interpolirane iz 58) i 61) upoređene su ovom radu

E_{γ} (keV)	ljuska	$\beta_i(M1)$	$\alpha_i(E2) \times 10^2$	$B_{2i} \times 10^4$	$A_i(E0)$
191	K	0,975	0,191	-4,51	$5,14 \quad 0,254 \times 10^{-8}$
	L _I	0,147	0,0241	-4,79	$5,79 \quad 0,438 \times 10^{-9}$
	L _{II}	0,0145	0,0993	-2,09	$1,12 \quad 0,775 \times 10^{-11}$

Na slici 14 su eksperimentalni rezultati analizirani u $\Lambda-\delta^2$ ravni. Vidi se da ne postoji oblast vrednosti Λ i δ^2 koji su saglasni sa sva tri eksperimentalna rezultata, što pokazuje da rezultati merenja ne odgovaraju predpostavljenoj smeši M1+E2. Jedina linija koja se sa izmenom eksperimentalne vrednosti dovoljno brzo približava jedinstvenom preseku, je linija koja odgovara gornjoj granici vrednosti odnosa K/L_I. Međutim kao što je prikazano ni povećanje ove vrednosti za pet standardnih devijacija ne dovodi do jedinstvenog preseka.



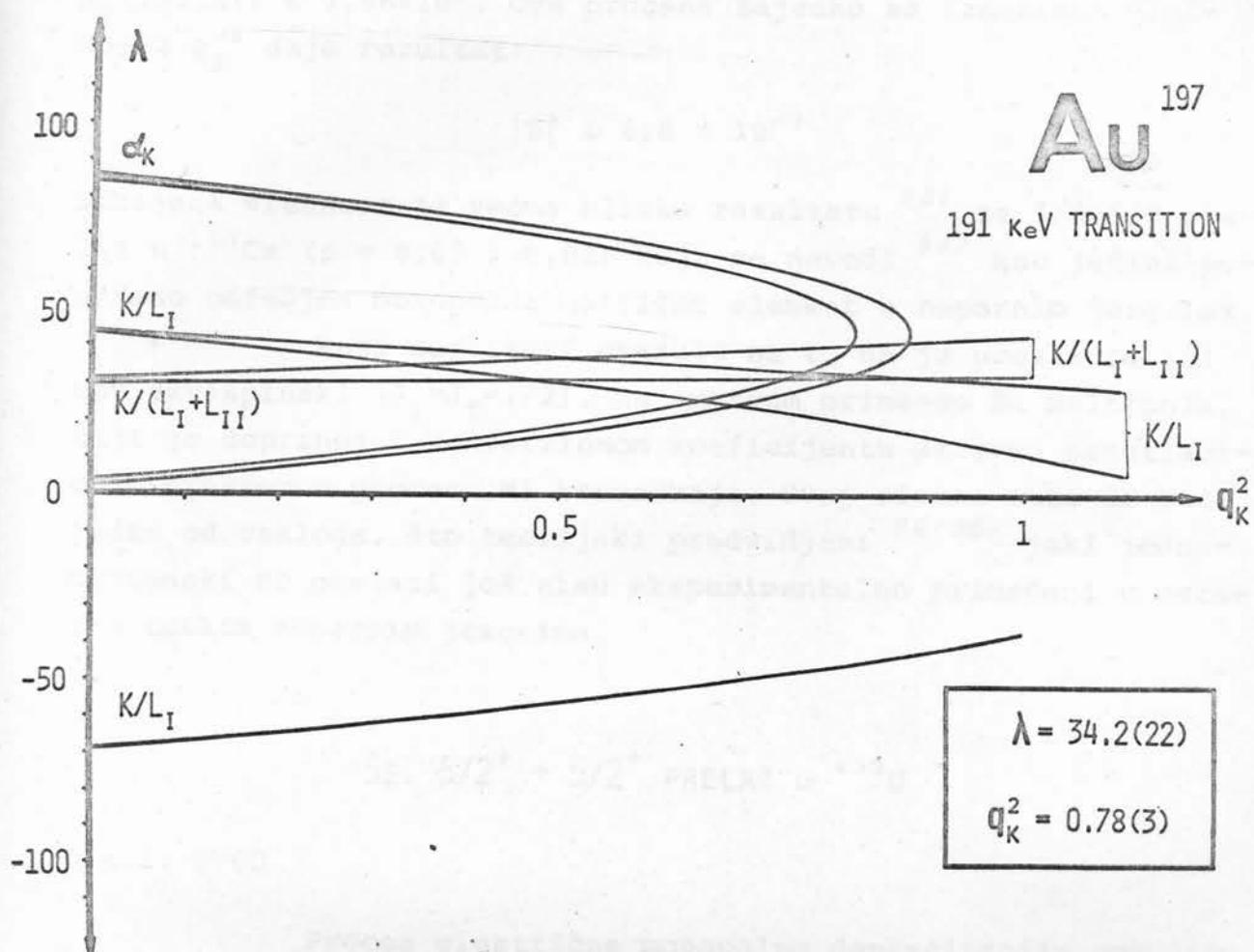
S1.14. Eksperimentalni rezultati analizirani u $\Lambda-\delta^2$ ravni.

Ako se predpostavi da je ispitivan prelaz smeša M_1+E_0 za konverzije koeficijente se dobija izraz:

$$\alpha_i = \left\{ \left[A_i(E_0) / A_K(E_0) \right] q_K'^2 + \beta_i(M_1) [1 + B_{1i}\Lambda + B_{2i}\Lambda^2] \right\} (1 + \delta^2)^{-1} \quad (5.10)$$

gde je $q_K'^2 = W_K(E_0) / W_\gamma(M_1)$. Analiza eksperimentalnih rezultata u $\Lambda-q_K'^2$ ravni (slika 15.) pokazuje da postoji jedinstvena oblast rešenja, koja obuhvata vrednosti:

$$\Lambda = 34,2 \pm 2,2 \quad ; \quad q_K'^2 = 0,78 \pm 0,03$$



Sl.15. Eksperimentalni rezultati analizirani u $\Lambda-q_K^2$ ravni.

5,d,5. DISKUSIJA

U prethodnom poglavlju smo analizom eksperimentalnih rezultata došli do zaključka da prelaz od 191 keV sadrži znatnu primesu E0 multipola. Vrednost monopolnog matričnog elementa za ovaj prelaz se ne može direktno odrediti, jer ne postoje podaci o periodu poluraspada nivoa od 268 keV. Međutim gornja granica vrednosti ρ se može proceniti na osnovu izmerenih ^{90,91)} podataka za prelaz od 77 keV ($T_{1/2} = 1,9 \times 10^{-9}$ s, $\delta^2 = 0,11$, $\Lambda = 3,4$) koji je u odnosu na Weisskopfovou jedinicu usporen 255 puta. Kako je $\Lambda(191) > \Lambda(77)$ može se predpostaviti da usporenje

prelaza od 191 keV nije manje od 255, što dovodi do procene $W_\gamma(191, M1) \leq 7,96 \times 10^8$. Ova procena zajedno sa izmerenom vrednošću $q_K^{''2}$ daje rezultat:

$$|\rho| \leq 6,8 \times 10^{-2}$$

Dobijena vrednost je veoma bliska rezultatu⁹²⁾ za $5/2 \rightarrow 5/2$ prelaz u ^{131}Cs ($\rho = 0,07 \pm 0,02$) koji se navodi⁹³⁾ kao jedini pouzdano određen monopolni matrični element u neparnim jezgrima,

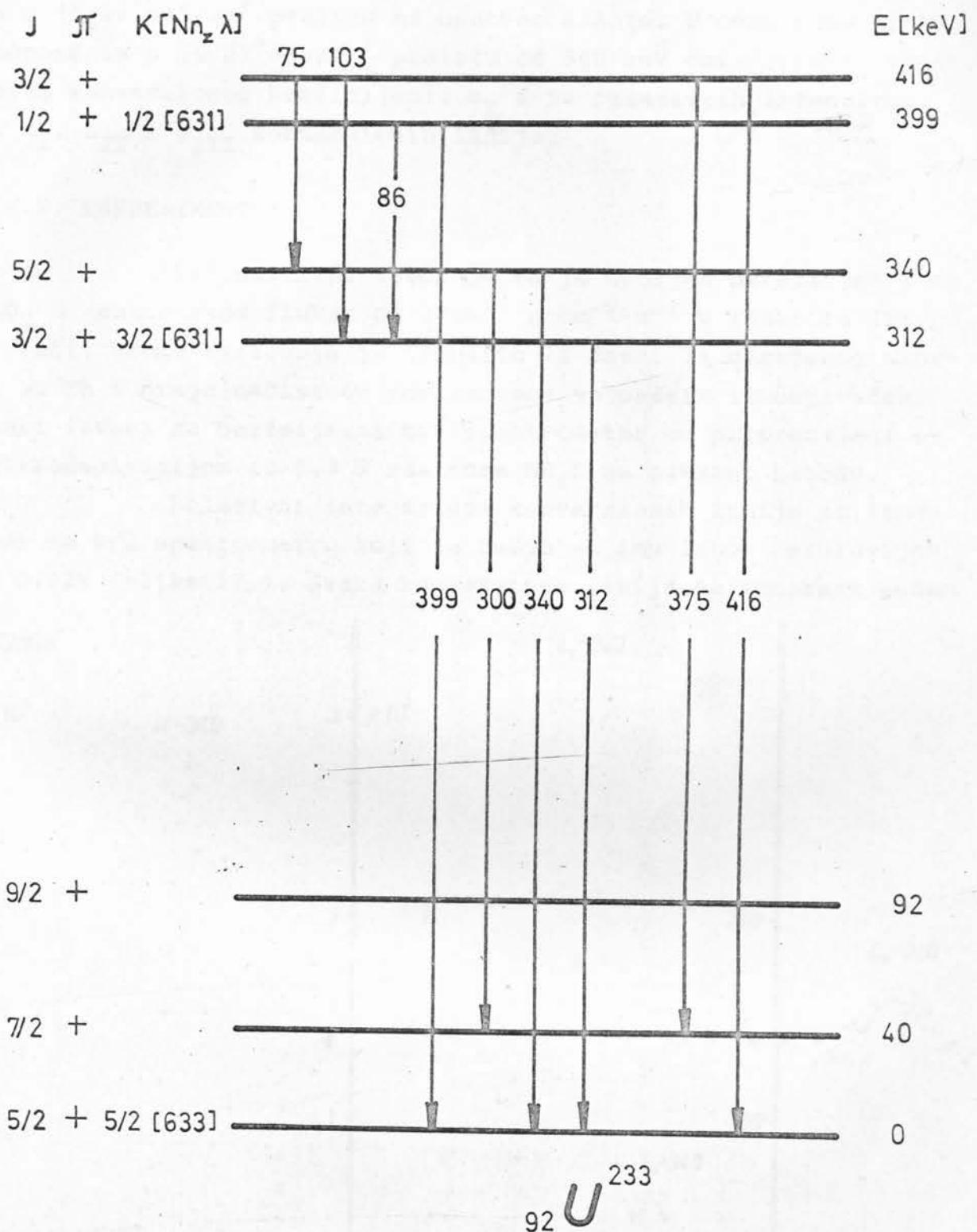
Naši rezultati ukazuju na to da je prelaz od 191 keV ekvispinski ($J_i = J_f = 1/2$), sa znatnom primesom E0 multipoila, čiji je doprinos K konverzionom koeficijentu skriven penetracionim efektom u procesu M1 konverzije. Ovaj efekat može da bude jedan od razloga, što teorijski predviđeni⁹⁴⁻⁹⁶⁾ jaki jednoprotonski E0 prelazi još nisu eksperimentalno primećeni u ostalim teškim neparnim jezgrima.

5E. $5/2^+ \rightarrow 5/2^+$ PRELAZ U ^{233}U

5.e.1. UVOD

Proces električne monopolne deeksitacije pobudjenih stanja neparnih atomskih jezgara je nedovoljno ispitana. Na osnovu jednočestičnog modela jezgra se merljive vrednosti monopolnog matričnog elementa mogu očekivati^{1, 2)} samo u jednoprotonskim prelazima. Međutim Grečuhin⁴⁾ je pokazao da kolektivna kvadrupolna pobudjenja mogu uzrokovati E0 prelaze sa monopolnim matričnim elementom reda veličine $(\frac{3}{4\pi}) Z \bar{\beta}^2$ ($\bar{\beta}$ je efektivna deformacija jezgra) i u jezgrima sa nesparenim elektronima.

Niskoenergetska pobudjena stanja ^{233}U (slika 16.) se najčešće klasifikuju na osnovu Nilssonovog⁹⁷⁾ jednočestičnog modela. Malmskog i Höjeberg⁹⁸⁾ su pokazali da se izmereni odnosi redukovanih verovatnoća E2 prelaza u ^{233}U ne mogu protumačiti u okviru ovog modela interakcijom tipa rotacija-čestica. Bežganov i ost.⁹⁹⁾ su na ^{233}U primenili neadijabatski model u kojem se pobudjena stanja jezgra tumače interakcijom nesparenog nukleona sa parno-parnim "ostatkom" koji ima kolektivne stepene slobode. Oni su zaključili da se u ovom jezgru vibraciona stanja



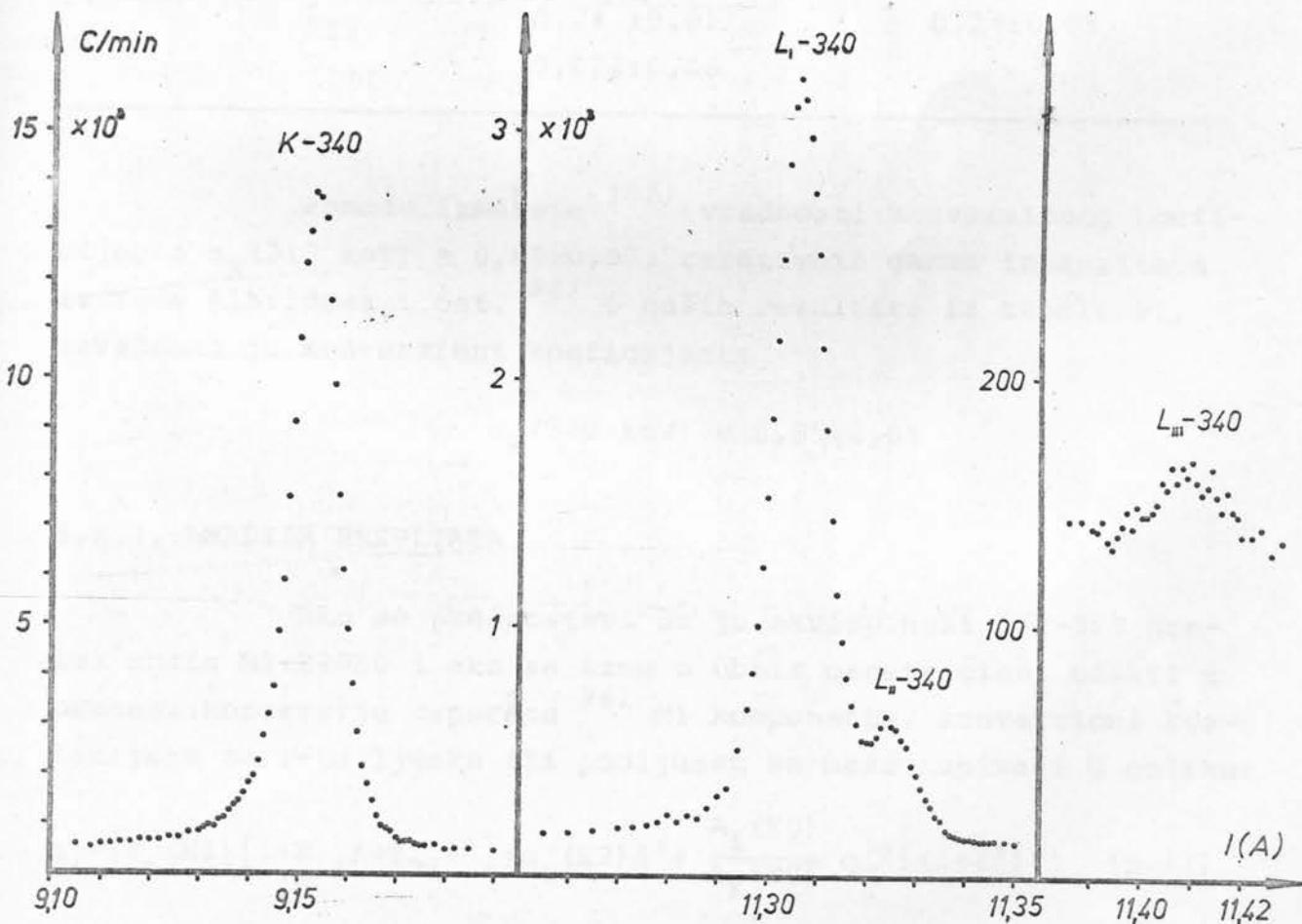
Sl.16. Šema raspada ^{233}U .

mogu očekivati iznad 300 keV. Vibracione prime se u talasnoj funkciji stanja od 340 keV mogli bi se ispoljiti preko E0 komponente u $(5/2)^+ \rightarrow (5/2)^+$ prelazu na osnovno stanje. U ovom radu je E0 komponenta u $(5/2)^+ \rightarrow (5/2)^+$ prelazu od 340 keV odredjena iz vrednosti konverzionalog koeficijenta α_K i iz relativnih intenziteta K, L_I , L_{II} i L_{III} konverzionalih linija.

5.e.2. EKSPERIMENT

Radioaktivni izvor ^{233}Pa je dobijen ozračenjem 3 mg ThO_2 u neutronskom fluksu od $3 \times 10^{13} \text{ n} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ u reaktoru IBK u Vinči. Vreme ozračenja je iznosilo 72 časa. Iz ozračenog uzorka su Th i druge nečistoće odstranjene anjonskim izmenjivačem. Tanki izvori za bezželjezni $\pi\sqrt{2}$ spektrometar su pripremljeni elektrodepizicijom iz 0,3 N rastvora NH_4F na bakarnu katodu.

Relativni intenziteti konverzionalih linija su izmereni na $\pi\sqrt{2}$ spektrometru koji je radio sa impulsnom rezolucijom od 0,02% (slika 17.). Svaka konverziona linija je izmerena sedam



S1.17. Konverzione linije prelaza od 340 keV.

puta. Relativni intenziteti linija su odredjeni sabiranjem odbroja svedenih na isti interval impulsa. Intenzitet β spektra pod linijama je odredjen iz odbroja na ivici sa višom energijom. Niskoenergetski "repovi" linija su odsečeni na odbrojima koji su bili manji od desetine maksimuma. Pri grafičkoj separaciji L_I i L_{II} linija je predpostavljeno da su niskoenergetski "repovi" ovih linija identični. Rezultati merenja su prikazani u tabeli 11.

TABELA 11

Relativni intenziteti konverzionih linija prelaza od 340 keV

Energija prelaza	Ljuska	$N_e(n)$	
		Naš rezultat	Albridge i ost. ¹⁰⁰⁾
312 keV	K	100	100
340 keV	K	$8,89 \pm 0,05$	$8,52 \pm 1,7$
	L_I	$1,61 \pm 0,01$	$1,85 \pm 0,3$
	L_{II}	$0,24 \pm 0,01$	$0,24 \pm 0,05$
	L_{III}	$0,022 \pm 0,06$	-

Pomoću izmerene ¹⁰¹⁾ vrednosti konverzionog koeficijenta $\alpha_K(312 \text{ keV}) = 0,69 \pm 0,07$, relativnih gamma intenziteta iz rada Albridgea i ost. ⁹⁶⁾ i naših rezultata iz tabele 11, izračunat je konverzioni koeficijent:

$$\alpha_K(340 \text{ keV}) = 0,55 \pm 0,06$$

5.e.3. ANALIZA REZULTATA

Ako se predpostavi da je ekvispinski $5/2 \rightarrow 5/2$ prelaz smeša $M1+E2+E0$ i ako se uzmu u obzir penetracioni efekti u procesu konverzije usporene ⁹⁴⁾ $M1$ komponente, konverzioni koeficijent za i-tu ljusku ili podljusku se može napisati u obliku:

$$\alpha_i = \left\{ \beta_i(M1) [1 + B_{1i}\Lambda + B_{2i}\Lambda^2] + \alpha_i(E2)\delta^2 + \frac{A_i(E0)}{A_K(E0)} q_K^{-2} \right\} (1 + \delta^2)^{-1} \quad (5.11)$$

Kao što vidimo svaka od izmerenih veličina zavisi od tri nepoznata nuklearna parametra (Λ , δ^2 , $q_K'^2$) koji se ne mogu simultano odrediti grafičkom metodom. Zato je u ovom radu razvijen numerički metod pomoću kojeg se iz m nezavisno izmerenih konverzionih koeficijenata i n relativnih konverzionalih intenziteta može izračunati vrednost za najviše $m+n-2$ nuklearnih parametara. Vrednosti parametara su odredjene metodom najmanjih kvadrata, minimalizacijom veličine:

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^m (\alpha_i^E - \alpha_i)^2 w_i + \sum_{j=1}^n (\alpha_j^E - R\alpha_j)^2 w_j \quad (5.12)$$

gde su α_i^E izmerene vrednosti konverzionih koeficijenata, α_j^E izmereni relativni konverzionalni intenziteti a $w_i = (\Delta \alpha_i^E)^{-2}$ su težinski faktori. Normalizaconi parametar R nema direktnog fizickog smisla i uveden je da bi se izbegle nejednoznačnosti oko izbora $n-1$ nezavisnih konverzionalih odnosa. Nelinearne normalne jednačine problema su rešene Newton-Raphsonovom ¹⁰²⁾ iteracionom metodom. Inicijalne vrednosti parametara R , Λ , δ i $q_K'^2$ su dobijene direktnim izračunavanjem približnog minimuma funkcije χ^2 .

Greške parametara su izračunate iz formule:

$$(\Delta p)^2 = \sum_{i=1}^{m+n} \left(\frac{\partial p}{\partial \alpha_i} \right)^2 (\Delta \alpha_i^E)^2 \quad (5.13)$$

gde p simbolizuje bilo koji od određivanih parametara. Vrednosti parcijalnih izvoda $\frac{\partial p}{\partial \alpha_i}$ su izračunate iz varjacija vrednosti parametara p pri izmjeni eksperimentalnih vrednosti α_i^E za 0,2%. Numerička analiza rezultata je obavljena na računaru "VARIAN-V73" Univerziteta u Novom Sadu.

Iz eksperimentalnih rezultata navedenih u 5.e.2. uz pomoć koeficijenata $\alpha_i, \beta_i, B_{1i}, B_{2i}$ i A_i interpoliranih iz radova Hagera i Seltzera dobijene su vrednosti:

$$R = 17 \pm 2$$

$$\Lambda = 8 \pm 3$$

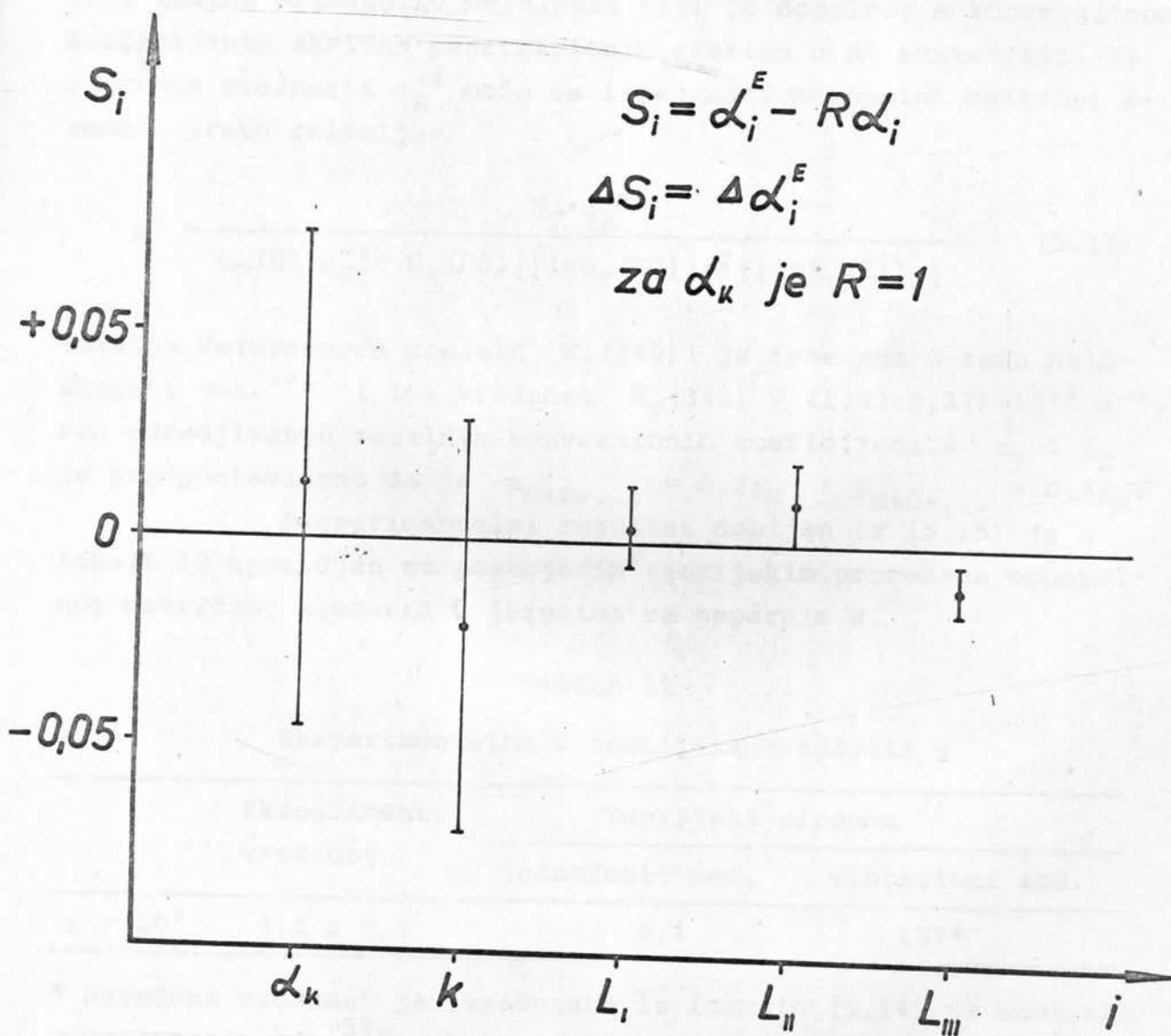
(5.14)

$$\delta^2 = 0,16 \pm 0,04$$

$$q_K'^2 = 0,34 \pm 0,05$$

Sa navedenim vrednostima parametara je za sumu najmanjih kvadra-
ta dobijena vrednost $\chi^2_{\min.} = 4,2$. Imajući u vidu da je uticaj
grešaka teorijskih konverzionih i penetracionih koeficijenata na
veličinu χ^2 zanemaren, uporedjenjem dobijene vrednosti $\chi^2_{\min.}$
sa tablicama ¹⁰³⁾ raspodele χ^2 za jedan stepen slobode (iz pet
merenih veličina je određeno četiri parametra), može se zaklju-
čiti da su eksperimentalni rezultati saglasni sa predpostavlje-
nim multipolnim sastavom.

Odstupanja izmerenih od izračunatih vrednosti
 $s_i = \alpha_i^E - R\alpha_i$ su na slici 18. prikazana za svaku merenu veliči-



S1.18. Odstupanja izmerenih od izračunatih vrednosti.

nu posebno. Skoro simetričan raspored vrednosti S_i oko nule pokazuje da eksperimentalni rezultati nemaju sistematsku grešku.

Pri pokušajima da se eksperimentalni rezultati opisu sa tri parametra R, Λ, δ ili R, Λ, q_K' za veličinu χ^2_{\min} . nisu dobijene vrednosti manje od 22, te se na osnovu našeg eksperimenta može zaključiti da je multipolni sastav $(5/2)^+ \rightarrow (5/2)^+$ prelaza od 340 keV jednoznačno određen vrednostima parametara (5.14).

5.e.4. DISKUSIJA

Dobijeni rezultati pokazuju da $5/2 \rightarrow 5/2$ prelaz sadrži znatnu primesu E0 multipola čiji je doprinos K konverzionom koeficijentu skriven penetracionim efektom u M1 konverziji. Iz izmerene vrednosti $q_K'^2$ može se izračunati monopolni matrični element preko relacije:

$$\rho^2 = \frac{W_T \cdot q_K'^2}{\Omega_T(E0) q_K'^2 + \Omega_K(E0) \{ [1 + \alpha_T(E2)] \delta^2 + [1 + \beta_T(M1)] \}} \quad (5.15)$$

Totalna verovatnoća prelaza $W_T(340)$ je izmerena u radu Malm-skoga i ost.⁹⁴⁾ i ima vrednost $W_T(340) = (1,33 \pm 0,37) \times 10^{10} \text{ s}^{-1}$. Pri određivanju totalnih konverzionih koeficijenata α_T i β_T je predpostavljeno da je $\alpha_{N=0+...} = 0,3\alpha_M$ i $\beta_{N=0+...} = 0,3\beta_M$.

Eksperimentalni rezultat dobiđen iz (5.15) je u tabeli 12 upoređen sa postojećim teorijskim procenama monopolnog matričnog elementa u jezgrima sa neparnim N.

TABELA 12

Eksperimentalne i teorijske vrednosti ρ

Eksperiment.	Teorijska procena ¹⁾	
vrednost	jednočest. mod.	vibracioni mod.
$\rho \times 10^2$	$4,2 \pm 0,6$	0,1
		137*

* Navedena vrednost je izračunata iz formule (5.14) uz upotrebu vrednosti $\bar{\beta} = \frac{5\hbar\omega}{2C_2} = 0,25$ iz rada Mottelsona i Nilssona⁹³⁾.

Izmerena vrednost za ρ je za red veličine veća od jednočestične procene, a za red veličine manja od vrednosti koju na osnovu vibracionog modela predviđa Grečuhin¹⁾. Naš rezultat pokazuje da je nivo od 340 keV u ^{233}U složene prirode i da se njene deekscitacione osobine ne mogu objasniti u okviru postojećih adijabatskih modela.

6. ZAKLJUČAK

Na kraju ovog rada ćemo rezimirati sve važnije zaključke koji se mogu izvući iz izloženih eksperimentalnih rezultata. Prvo ćemo se zadržati na prelazima u parno-parnim jezgrima. U ovim jezgrima je mjerena multipolnost četiri $2^+ \rightarrow 2^+$ prelaza, a E0 komponenta je nadjena samo u prelazima u ^{154}Gd . Najveća vrednost monopolnog matričnog elementa je izmerena u prelazu od 693 keV koji polazi sa 2^+ β -vibracionog nivoa od 816 keV. Ova činjenica pokazuje da su predviđanja kolektivnih modela kvalitativno ispravna, međutim eksperimentalne vrednosti ρ i X za ovaj prelaz su nekoliko puta manje od modelskih. Jedini izuzetak je kolektivni model Aveleda ⁸⁾ koji redukciju vrednosti X tumači efektima jezgrenih deformacija višeg reda. Ovde treba reći da su Gizon i ost. ¹⁰⁴⁾ izmerene vrednosti X u ^{178}Hf analizirali u okviru ovog modela i da su dobili vrednosti deformacionih parametara β_2 , β_4 i β_6 koji se ne slažu sa rezultatima ¹⁰⁵⁾ iz (α, α') eksperimenta. Navedeni radovi pokazuju da se Aveledovo objašnjenje redukcije vrednosti X ne može prihvati bez rezerve. Mikroskopski model Kumara i Barangera ¹⁶⁾ za $2_{\beta}^+ \rightarrow 2_g^+$ prelaz daje vrednosti koje su nešto bliže eksperimentalnim rezultatima, međutim naša merenja ukazuju na to da ρ u ovom modelu ima pogrešnu fazu.

Na osnovu male vrednosti E0 komponente u prelazima od 873 keV u ^{154}Gd , 879 keV u ^{160}Dy i 296 keV u ^{192}Pt može se reći da ovi prelazi povezuju 2^+ članove gamma vibracione (po Davidovu anomalno rotacione) i osnovne rotacione familije. U ovim prelazima se E0 komponenta javlja usled rotaciono-vibracione interakcije. Naša merenja pokazuju da je ova interakcija najizrazitija na početku oblasti deformisanih jezgara, dok je u sredini (^{160}Dy) i na kraju ove oblasti (^{192}Pt) znatno slabija. Kolektivni model Hare ¹⁴⁾ je najuspešniji u predviđanju vrednosti monopolnog matričnog elementa za $2_{\gamma}^+ \rightarrow 2_g^+$ prelaze. Rezultati njegove teorije su za sva tri mjerena prelaza veoma bliski eksperimentalnim rezultatima. No ako se potsetimo da Harin model

bazira na formuli (3.33) u kojoj koristi adijabatsku vrednost matričnog elementa $\rho(\beta \rightarrow g)$ koja je dva do tri puta veća od eksperimentalne, uspešnost ove teorije može nas iznenaditi, ali ne i zadovoljiti. Model Davidova ¹⁰⁾ takodje dosta uspešno opisuje E0 raspodjelju gamma vibracionih (tj. anomalno-rotacionih) nivoa. Po ovom modelu su jezgra ¹⁵⁴Gd i ¹⁶⁰Dy aksijalno simetrična u osnovnom stanju, dok ¹⁹²Pt poseduje permanentnu neaksijalnu deformaciju. Kumar i Baranger za $2_2 \rightarrow 2_1$ prelaz u ¹⁹²Pt i za $2_3 \rightarrow 2_1$ prelaz u ¹⁵⁴Gd predviđaju bliske vrednosti monopolnog matričnog elementa. Dok je eksperimentalni rezultat za ¹⁹²Pt u saglasnosti sa njihovim računom, u prelazu od 873 keV u ¹⁵⁴Gd je izmeren monopolni matrični element koji je za red veličine veći od predviđenog.

Na kraju diskusije o E0 prelazima u parno-parnim jezgrima moramo još jednom konstatovati, da ni jedna od postojećih teorija jezgra ne može da objasni sve izmerene rezultate. Uzrok neuspela teorije treba pre svega tražiti u previše uprošćenom obliku kolektivnog monopolnog operatora (3.9). No ako ni novi teorijski rezultati sa operatorom, koji za buduće račune predlaže Kumar ¹⁷⁾ ne budu bliži eksperimentu, verovatno će se morati detaljnije ispitati uticaj kompresibilnosti nuklearne materije na verovatnoću E0 prelaza.

Istraživanja na neparnim jezgrima su dovela do pomalo neočekivanih rezultata. Naime u oba ispitivana prelaza je pronađena E0 komponenta, mada se prelazi ne odlikuju velikim K konverzionim koeficijentima. Na osnovu izmerenih konverzionih koeficijenata bi se moglo reći da su to M1 prelazi sa malom primesom E2 multipola. Međutim izmereni konverzioni odnosi ukazuju na to da je prelaz od 191 keV u ¹⁹⁷Au smeša M1+E0, a prelaz od 340 keV u ²³³U smeša M1+E2+E0. U oba prelaza je M1 konverzija usporena penetracionim efektima i na taj način je skriven doprinos E0 elektrona konverzionom koeficijentu. Treba istaći da se navedeni zaključci baziraju na teorijskim vrednostima konverzionalnih koeficijenata koje su sa numeričkom tačnošću od 10^{-3} izračunali Hager i Seltzer ⁵⁸⁾. Greške od nekoliko procenata u njihovim tablicama mogle bi bitno da utiču na naše zaključke. No imajući u vidu, da se nezavisno izračunate teorijske vrednosti konverzionalnih koeficijenata Hagera i Seltzera i Paulija ¹⁰⁶⁾ me-

djusobno veoma dobro slažu i da ne postoji eksperimentalna evidencija o njihovoj neispravnosti u oblasti jezgara i energija prelaza koji su ispitivani u našim radovima, smatramo da su ovakve greške veoma malo verovatne, te da su vrednosti nuklearnih parametara korektno odredjene. U svakom slučaju, bilo bi poželjno da se naši rezultati za prelaz od 340 keV u ^{233}U potvrde i merenjem gamma-gamma i elektron-gamma korelacija. Nažalost slična merenja na prelazu od 191 keV u ^{197}Au se ne mogu izvršiti iz raspada ^{197}Pt , jer intermedijarno stanje jedine kaskade u ovom raspadu ima spin 1/2, što anulira svaku korelaciju.

Teorija E0 prelaza u neparnim jezgrima se još uvek nalazi na početku razvoja, te se iz izmerenih vrednosti monopolnog matričnog elementa nisu mogli izvući kvalitativni zaključci o strukturi ovih jezgara. Naši rezultati se znatno razlikuju od postojećih prostih teorijskih procena što potvrđuje, da su verovatnoće E0 prelaza osetljive na fine detalje nuklearne strukture i da će se dobijeni podaci moći uspešno upotrebiti za testiranje fundamentalnijih teorija neparnih atomskih jezgara.

REFERENCE

- 1) D. Grečuhin, Ž.E.T.F. 32 (1957) 1036
- 2) V. Weisskopf, Phys. Rev. 83 (1951) 1073
- 3) A. Reiner, Nucl. Phys. 27 (1961) 115
- 4) D. Grečuhin, Nucl. Phys. 24 (1961) 576
- 5) J. Rasmussen, Nucl. Phys. 19 (1960) 85
- 6) R. Graetzer, G. Hagemann, K. Hagemann i B. Elbek, Nucl. Phys. 76 (1966) 1
- 7) K. Kumar u knjizi: *The Electromagnetic Interaction in Nuclear Physics*, editor: W.D. Hamilton, North-Holland, Amsterdam, (1974) str. 75
- 8) C. Aveledo i J. Davidson, Phys. Rev. C 2C (1973) 1934
- 9) A. Davidov i V. Rostovski, Nucl. Phys. 60 (1964) 529
- 10) A. Davidov, *Vozbuždenije sastojanija atomnih jader*, Atomizdat, Moskva, (1967)
- 11) A. Davidov i A. Čaban, Nucl. Phys. 20 (1960) 499
- 12) J. Davidson, Nucl. Phys. 86 (1965) 561
- 13) A. Davidov i G. Filippov, Nucl. Phys. 8 (1958) 237
- 14) Ken-Ji Hara, Nucl. Phys. 46 (1963) 385
- 15) A. Faessler, W. Greiner i R. Sheline, Nucl. Phys. 70 (1965) 33
- 16) K. Kumar i M. Baranger, Nucl. Phys. A122 (1968) 273
- 17) vidi ref. 7) strana 89
- 18) C.W. Reich, J.A. Merrill i E.D. Kelma, Nucl. Instr. & Meth. 23 (1963) 36
- 19) M.J.L. Yates, u knjizi: α , β , γ Ray Spectroscopy, editor: K. Siegbahn, North Holland, Amsterdam, (1965) str. 1691
- 20) S. Frankel, Phys. Rev. 83 (1951) 673
- 21) F. Gimmi, E. Heer i P. Scherrer, Z. Phys. 138 (1954) 394
- 22) G. Scharff-Goldhaber i J. Wenner, Phys. Rev. 98 (1955) 212
- 23) A. Bohr i B. Mottelson, Mat. Fys. Med. Dan. Vid. Selsk. 27 (1952) No 16
- 24) M. Sakai, Nucl. Phys. A104 (1967) 301

- 25) E. Church i J. Weneser, *Phys. Rev.*, 103 (1956) 1035
- 26) S. Alwyn i D. Butt, *Nucl. Phys.*, A100 (1967) 177
- 27) H. Ikegami, T. Hirose, M. Sakai, T. Yamazaki i K. Sugiyama, u knjizi: *Proc. Conf. Nucl. Structure, Tokyo*, (1967) str. 167
- 28) A. Kukoč, L. Marinkov, Dj. Krmpotić i R. Vukanović, *Bul. Inst. Nucl. Sci. "B. Kidrič"* 18 (1967) 9
- 29) M. Mladjenović, *Nucl. Instr. & Meth.*, 7 (1960) 79
- 30) A. Kukoč i L. Marinkov, *Nucl. Instr. & Meth.*, 37 (1965) 77
- 31) B. Čobić, D. Tošić i B. Perović, *Nucl. Instr. & Meth.*, 24 (1963) 358
- 32) M.E. Rose, *Internal Conversion Coefficients*, North-Holland, Amsterdam, (1958)
- 33) R. Steffen, *Ang. Corr. Handbook* 1 (1965)
- 34) L. Sliv i I. Band, u knjizi: α , β , γ *Ray Spectroscopy*, editor: K. Siegbahn, North-Holland, Amsterdam, (1965) str. 1639
- 35) I. Band, privatno saopštenje
- 36) S. Nilsson i J. Rasmussen, *Nucl. Phys.*, 5 (1958) 617
- 37) H. Ikegami i M. Hirata, u knjizi: *Proc. Conf. Nucl. Structure, Tokyo*, (1967) str. 639
- 38) D. Butt i D. Jackson, *Proc. Phys. Soc.*, 86 (1965) 31
- 39) R. Bežganov, D. Gladišev, A. Islamov i S. Rakovickij, u knjizi: *Vozbuždenije sastojanija atomnih jader*, FAN, (1967)
- 40) T. Hirose, S. Morinobu i H. Ikegami, *Nucl. Phys.*, A146 (1970) 220
- 41) H. Doubt, W. Hamilton, *Nucl. Phys.*, A177 (1971) 418
- 42) J. Holm, *Nucl. Phys.*, A206 (1973) 614
- 43) N. Vojnova, D. Kamniker i Yu. Sergeenkov, *Len. Nucl. Phys. Inst.* 124, 1/III - 1974
- 44) I. Liu, O. Nielsen, P. Salling i O. Skilbreid, *Izv. Akad. Nauk, SSSR, ser. fiz.* 31 (1967) 63
- 45) J. Hamilton, T. Katoh, W. Brantley i E. Zganjar, *Phys. Lett.*, 13 (1964) 43
- 46) R.A. Meyer, *Phys. Rev.*, 170 (1968) 1089
- 47) J.H. Hamilton, *Phys. Rev. Lett.*, 22 (1969) 65

- 48) J. Hamilton, A. Ramayya, L. Whitlock i A. Meulenberg, *Phys. Rev. Lett.* 19 (1967) 1484
- 49) J. Hamilton, A. Ramayya i L. Whitlock, *Phys. Rev. Lett.* 22 (1969) 65
- 50) W. Brantley, J. Hamilton, T. Katoh, E. Zganjar, *Nucl. Phys.* A118 (1968) 677
- 51) L. Ng, K. Mann i T. Walton, *Nucl. Phys.* A116 (1968) 433
- 52) J. Hamilton i J. Manthuruthil, *Ark. Fys.* 33 (1966) 361
- 53) G. Anderson i G. Ewan, *Nucl. Phys.* A123 (1969) 609
- 54) N. Rud, H. Nielsen i K. Wilsky, *Nucl. Phys.* A167 (1971) 401
- 56) R. Steininger i M. Deutsch, *Phys. Rev.* 121 (1961) 1484
- 57) vidi ref. 51)
- 58) R. Hager i E. Seltzer, *Nucl. Data* A4 (1968) 1
- 59) L. Riedinger, Disertacija, Vanderbilt University, Nashville, Tennessee, USA, (1969)
- 60) R. Hager i E. Seltzer, *Nucl. Data* A4 (1968) 397
- 61) R. Hager i E. Seltzer, *Nucl. Data* A6 (1969) 1
- 62) N. Rud i K.B. Nielsen, *Nucl. Phys.* A158 (1970) 546
- 63) D. Bes, *Nucl. Phys.* 49 (1963) 544
- 64) J. Davidson, u knjizi: *Proceedings of the Conference on Nuclear Spin-Parity Assignments*, editori: N. Gove i R. Robinson, Acad. Press, New York, (1966) str. 446
- 65) L. Riedinger, N. Johnson i J. Hamilton, *Phys. Rev.* 179 (1969) 1214
- 66) S. Gupta, N. Saha, *Nucl. Phys.* 70 (1965) 203
- 67) J. Jaklevic, E. Funk i J. Mihelich, *Nucl. Phys.* A99 (1967) 83
- 68) C. Günter, G. Strube, U. Wehmann, W. Engels, H. Blumberg, H. Luig, R. Lieder, E. Bodenstedt i H. Körner, *Z. Physik* 183 (1965) 472
- 69) K. Krane i R. Stefen, *Nucl. Phys.* A164 (1971) 439
- 70) G. Keller i E. Zganjar, *Nucl. Phys.* A147 (1970) 527
- 71) J. Jansen, J. Hamilton i E. Zganjar, u knjizi: *Internal Conversion Processes*, editor: J. Hamilton, Acad. Press, New York, (1966) str. 257

- 72) M. Ludington, J. Reidy, M. Widenbeck, D. McMillan, J. Hamilton i J. Pinajian, *Nucl. Phys.* A119 (1968) 398
- 73) E. Grigorijev, K. Gromov, Z. Zelev, T. Islamov, V. Kalinikov U. Nazarov i S. Sabirov, *Izv. Akad. Nauk. SSSR, ser. fiz.* 33 (1969) 635
- 77) Y. Yoshizawa, B. Elbek, B. Herskind, M. Olsen, *Nucl. Phys.* 73 (1965) 273
- 78) A. Braunstein i A. de Shalit, *Phys. Lett.* 1 (1962) 264
- 79) O. Huber, F. Humber, H. Schneider, A. de Shalit i W. Zunti, *Helv. Phys. Act.* 24 (1951) 127
- 80) V. Potnis, C. Mandeville i J. Burlew, *Phys. Rev.* 101 (1956) 753
- 81) M. Joshi i B. Thosar, u knjizi: *Preceedings of the International Conference on Nuclear Sturcture*, North-Holland, Amsterdam, (1960) str. 623
- 82) V. Potnis, E. Nieschmidt, C. Mandeville, L. Ellsworth i D. Bornemeier, *Phys. Rev.* 136B (1964) 919
- 83) R. Joly, J. Bruner, J. Halter i O. Huber, *Helv. Phys. Act.* 28 (1955) 403
- 84) L. Feuvris, *Ann. Phys.* 5 (1960) 181
- 85) R. Helmer i L. McIsaac, *Phys. Rev.* 137B (1965) 223
- 86) A. Haverfield; H. Easterday i J. Hollander, *Nucl. Phys.* 64 (1965) 379
- 87) P. Alexander i F. Boehm, *Nucl. Phys.* 46 (1963) 108
- 88) J. Brown i E. Hatch, *Nucl. Inst. & Meth.* 47 (1967) 185
- 89) C. Herrlander i R. Graham, *Nucl. Phys.* 58 (1964) 544
- 90) L. Roberts i J.O. Thomson, *Phys. Rev.* 129 (1963) 664
- 91) D. Krpić, R. Stepić, I. Bikit, J. Milanović i R. Vukanović Z. *Physik* 243 (1971) 452
- 92) S. Sen, S. Rizvi i D. Dohan, Z. *Physik* 209 (1968) 254
- 93) A. Aldušenkov i N. Voinova, *EO perehodi v atomnjih jadra*, Akademija Nauk SSSR, Leningrad, (1971)
- 94) vidi ref. 1)
- 95) J. Hamilton, K. Kumar, L. Varnell, A. Ramayya, P. Little i N. Johnson, *Phys. Rev.* 10C (1974) 2540

- 96) B. Silvester-Brac i R. Piepenbring, *Phys. Lett.* 44B (1973) 357
- 97) B.R. Mottelson i S.G. Nilsson, *Mat. Fys. Skr. Dan. Vid. Selsk.* 1 (1959) No 8
- 98) G. Malmskog i M. Höjeberg, *Ark. Fys.* 35 (1967) 197
- 99) R. Bežganov, A. Salahtidinov i S. Šaripov, *Izv. Akad. Nauk. SSSR, ser. fiz.* 36 (1972) 2597
- 100) R. Albridge, J. Hollander, S. Gallagher i J. Hamilton, *Nucl. Phys.* 27 (1961) 529
- 101) K. Bisgard, P. Dahl, P. Hornshoj i A. Knutsen, *Nucl. Phys.* 41 (1963) 21
- 102) B. Carnahan, H. Luther i J. Wilkes, *Applied Numerical Methods*, John Wiley & Sons inc., New York, (1969) str. 319
- 103) B. Dželepov, *Metodi razrabotki složnjih shem raspada*, "Nauka", Leningrad, (1974) str. 179
- 104) J. Gizon, H. Ohlsson, J. Valetin i R. Lombard, *Nucl. Phys.* A185 (1972) 321
- 105) D. Hendrie i ost., *Phys. Lett.* 26B (1968) 127
- 106) H.C. Pauli, *Tables of Conversion Coefficients*, Purdue University, Report COO-1420-137 (1967)
- 107) J. Manthuruthil i J. Hamilton, u knjizi: *Radioactivity in Nuclear Spectroscopy*, Gordon & Breach, New York, (1972) str. 753

REFERENCE KOJE SE NE NAVODE U TEKSTU

- 108) A. Ahiezer i V. Berestetskij, *Kvantovaja elektrodinamika*, Nauka, Moskva, (1969)
- 109) J. Eisenberg i W. Greiner, *Mehanizmi vozbuždenija jadra*, Atomizdat, Moskva, (1973)
- 110) S. Moskovski, *Theory of Multipole Radiation*, u knjizi: α , β , γ Ray Spectroscopy, editor: K. Siegbahn, North-Holland, Amsterdam, (1965) str. 863
- 111) E. Church i J. Weneser, *Ann. Rev. of Nucl. Sci.* 10 (1960) 193
- 112) V. Solovjev, *Teorija složnjih jader*, Nauka, Moskva, (1971)
- 113) L. Borisoglebskii, *Uspehi fiz. nauk.* 81 (1963) 271
- 114) H.C. Pauli, K. Alder i R. Steffen, *The Theory of Internal Conversion*, u knjizi: *The Electromagnetic Interaction in Nuclear Spectroscopy*, editor: W.D. Hamilton, North-Holland, Amsterdam, (1975) str. 341