UNIVERZITET U NOVOM SADU
PRIRODNO - MATEMATIČKI FAKULTET
INSTITUT ZA FIZIKU

DIPLOMSKI RAD

ISTRAŽIVANJE SLABIH γ- PRELAZA U RASPADU ^{60}Co

Mentor:
Dr Ištvan Bikit

Kandidat:
Karolina Fabrik

Novi Sad, 1991. god.

Zahvaljujem se osoblju
laboratorije za nuklearnu fiziku
Instituta za fiziku u Novom Sadu
na pomoći koju su mi pružili u
toku izrade diplomskog rada.

Sadržaj:

1. Uvod

Radioaktivni ^{60}Co spada u najčešće korišćene kalibracione izvore u γ- spektroskopiji. Raspada se sa periodom poluraspada τ=5,271 godina na pobuđena stanja ^{60}Ni. Za kalibraciju spektrometara se koriste prelazi od 1173 keV-a i 1332 keV-a, koji se emituju u kaskadi: $4^+ \rightarrow 2^+ \rightarrow 0^+$. Apsolutni inteznzitet oba ova prelaza je veoma blizak jedinici.

Istraživanja novijeg datuma su pokazala da β- raspad ^{60}Co prati emisija još nekoliko γ-kvanata sa znatno manjom intezitetom. U tu grupu spadaju i prelazi od 347 keV-a i 2159 keV-a, koji se prema publikovanim šemama raspada emituju u kaskadi: $4^+ \rightarrow 2^+ \rightarrow 0^+$.

Osnovni cilj ovog rada bilo je istraživanje ove slabe kaskade, tj. da se direktno ustanovi dali se ovi kvnti emituju u kaskadi i da se proveri njihov intenzitet. Izvršena merenja su iskorišćena kako za diskusuju prirode pobuđenih stanja ^{60}Ni tako i za testiranje koincidentnih performansi NaJ-Ge koincidentnog γ- spektrometra

2. Verovatnoća β-raspada

Posle otkrića nuklearnog zračenja (BECQUEREL, 1896) istraživanja su ubrzo pokazala da jednu od vrsta zračenja što dolazi iz jezgra, β-zračenje, čine elektroni. Pokazalo se da ostala nuklearna zračenja α i γ *imaju diskretan energetski spektar*. Kvantni α- i γ-zračenja imaju tačnu energiju što je posledica toga što se promena u jezgru vrši između određenog početnog i krajnjeg stanja sa tačno određenim energijama.

Prilikom radioaktivnog raspada nastaju elektroni različitog porekla, jedni su atomskog porekla sa točno određenim energijama, a drugi su nuklearnog porekla i imaju *kontinualan spektar* i to su β-zraci. Njihova energija se kreće od energije mirovanja m_oc^2 do maksimalne energije E_{max}. Promena u jezgru usled čega nastaje β-raspad, takođe mora da se dešava između određenog početnog i krajnjeg stanja. β-zraci ne nose celokupnu energiju koja se oslobađa prilikom prelaza nego samo jedan deo. Jedna od mogućih objašnjenja je bilo to da ostala energija odlazi ili u obliku toplote što se predaje okolini ili u obliku γ-zračenja, međutim ni jedna ni druga nije tačna, pošto nije pronađeno kontinualno γ-zračenje što prati β-zračenje, a ni u obliku toplote nije pronađena nedostajuća energija. Javljala se još jedna teškoća, neodržanje momenta impulsa kod β-raspada.

Pri raspadu ^{14}C koji ima celobrojan spin 0, dobijamo ^{14}N koji ima takođe celobrojan spin 1 i β-elektron sa polucelim spinom 1/2. Znači samo elektron sa polucelim spinom ne može promeniti spin sa 0 na 1.

	$^{14}C \rightarrow$	$^{14}N +$	β
spin	0	1	1/2

Ovaj problem je rešio *Pauli* 1931.godine *pretpostavkom neutrina*. Prema Pauli-u prilikom β-raspada elektron nikada ne izleće sam iz jezgra nego u društvu jedne neutralne čestice sa polucelim spinom (1/2) koji se zove *neutrino*.

Pomoću neutrina možemo da objasnimo kontinualan spektar β-zračenja. *Tačno određena* energija koja se oslobađa β-raspadom deli se na elektrone i neutrine. Energija koju dobija elektron *razlikuje se kod svakog raspada* i tako se dobija kontinualan spektar, a prividno nedostajuću energiju odnosi neutrino.

Osobine koje treba da ima neutrino:

- **nulto naelektrisanje**
- **približno nultu masu mirovanja**
- **poluceli moment impulsa**
- **vrlo slabu interakciju sa materijom**
- **određen helicitet**

Pri β-raspadu jezgro emituje β^- ili β^+-česticu, ili zahvata orbitalni elektron, što možemo napisati na sledeći način:

$$n \rightarrow p + \beta^- + \bar{\nu} \qquad 2.1.$$
$$p \rightarrow n + \beta^+ + \nu$$
$$p + e^- \rightarrow n + \nu$$

ili

$$ {}_{Z}X^{A} \rightarrow {}_{Z+1}Y^{A} + e^{-} + \tilde{\nu} \quad (\beta^{-}) \qquad 2.2. $$

$$ {}_{Z}X^{A} \rightarrow {}_{Z-1}Y^{A} + e^{+} + \nu \quad (\beta^{+}) \qquad 2.3. $$

$$ {}_{Z}X^{A} + e^{-} \rightarrow {}_{Z-1}Y^{A} + \nu \quad \text{(elektronski zahvat)} \qquad 2.4. $$

Na osnovu gore napisanih relacija možemo videti da su neutron i proton u jezgru jedna ista čestica u različitim stanjima.β- raspad se tumači slabom interakcijom unutar samih nukleona.

Fermijeva teorija β-raspada

Osnova Fermi-eve teorije je formiranje elektrona i neutrina prilikom prelaza neutrona u proton ili obrnuto, u jezgru. Pre prelaza jezgro je u početnom stanju sa talasnom funkcijom ψ_i, pa β-raspadom promeni stanje i prelazi u krajnje stanje sa talasnom funkcijom ψ_f.

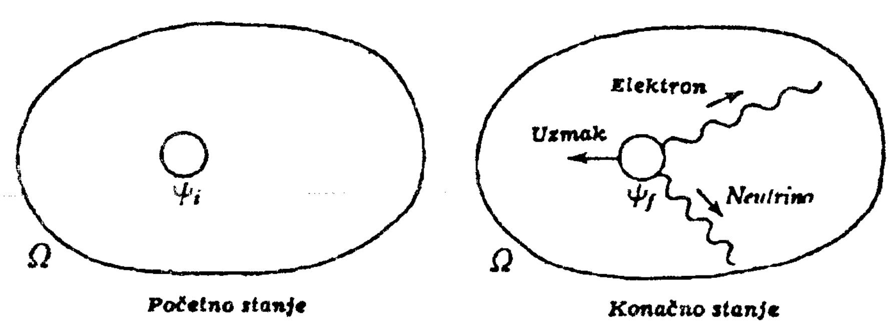
Verovatnoću prelaza možemo napisati na sledeći način:

$$ P = 2\pi/h \ast |H_{fi}|^{2} \rho(E) \qquad 2.5. $$

H_{fi} izražava matrični element interakcije.

$$ H_{fi} = \int \psi_f^{*} H' \psi_i d\Omega \qquad 2.6. $$

gde je H' operator perturbacije, a $\rho(E)=dn/dE_o$ gustina konačnog stanja.



Sl. br.1 Proces β-raspada. U početnom stanju jedan nukleon zauzima stanje sa talasnom funkcijom Ψ_i u jezgru na $r = 0$. U krajnjem stanju nukleon suprotne vrste zauzima stanje sa talasnom funkcijom Ψ_f u jezgru, pri čemu izlaze elektronski i neutrinski talas. Ti talasi su kvantnovani u proizvoljne zapremine Ω.

sl. br. 1. proces β-raspada

Uzmaknuto jezgro ima znatno veću masu od elektrona tako da prima mali deo energije, međutim moment para elektron, neutrino ($p_\nu + p_e$) nije potpuno određen zbog momenta jezgra. Ako je E_0 totalna energija raspada, uz zanemarivanje energije uzmaka jezgra sledi

$$E_o=E_\beta+E_\nu \tag{2. 7.}$$

za elektron

$$E_\beta{}^2=p_\beta{}^2c^2+m_\beta{}^2c^4 \tag{2. 8.}$$

a za neutrino

$$E_\nu=cp_\nu \tag{2. 9.}$$

gde E_β i E_ν su energije elektrona i neutrina, a p_β i p_ν impulsi elektrona i neutrina, a **c** brzina svetlosti i $m_\beta c^2$ energija mirovanja elektrona.

Broj konačnih stanja se može izračunati pomoću Heisenberg-ovog principa neodređenosti i faznog prostora.

$$\Delta x * \Delta p \sim h \tag{2. 10.}$$

U šestodimenzionom faznom prostoru definisanom sa (x, y, z, p_x, p_y, p_z):

$$\Delta x\ \Delta y\ \Delta z * p_x\ p_y\ p_z \sim h^3 \tag{2. 11.}$$

broj stanja elektrona u zapreminskom elementu faznog prostora iznosi:

$$dn_\beta=\Omega 4\pi p_\beta{}^2 dp_\beta/h^3 \tag{2. 12.}$$

gde je Ω= dx dy dz, a broj stanja neutrina iznosi:

$dn_\nu=\Omega 4\pi p_\nu{}^2 dp_\nu/h^3$

Ukupan broj stanja:

$$dn= n_\beta * dn_\nu \tag{2. 13.}$$

a gustina konačnih stanja:

$$dn/dE_o=dn_\beta\ dn_\nu/dE_o=16\pi^2/h^6 * \Omega^2 p_\beta{}^2 p_\nu{}^2 * dp_\beta dp_\nu/dE_o \tag{2. 14.}$$

A pošto je:

$$p_\nu=1/c\ (E_o-E_\beta) \tag{2. 15.}$$

dobijamo:

$$dn/dE_o = 16\pi^2/c^3h^6 * \Omega(E_o-E_\beta)^2 p_\beta{}^2 dp_\beta \qquad 2.16.$$

Sa verovatnoćom prelaza proporcionalan je broj čestica emitovanih po jedinici impulsa, i njima možemo pripisati funkciju verovatnoće N(p)dp kojom je raspodela impulsa određena.

$$N(p_\beta)dp_\beta = 2\pi/\hbar \; |H_{fi}|^2 \, dn/dE_o \qquad 2.17.$$

Ako sad u ovu jednačinu zamenimo gustinu konačnih stanja dn/dE_o dobijamo:

$$N(p_\beta)dp_\beta = 16\pi^2/c^3h^7 \; \Omega^2 |H_{fi}|^2 (E_o-E_\beta)^2 p_\beta{}^2 \, dp_\beta \qquad 2.18.$$

Potrebno je znati brojnu vrednost matričnog elementa H_{fi}, za izračunavanje β-spektra.

$$H_{fi} = \int \psi_f{}^* H' \psi_i d\Omega \qquad 2.19.$$

Talasna funkcija $\psi_i = u_i$ opisuje početno stanje sistema, a operator H' treba da kreira konačno stanje koje je opisano talasnom funkcijom $\psi_f = u_f \psi_\beta \psi_n$, gde je u_f talasna funkcija jezgra u konačnom stanju.

Matrični element u ovom slučaju ima sledeći oblik:

$$H_{fi} = \int u_f{}^* \psi_\beta{}^* \psi_\nu{}^* H' u_i d\Omega \qquad 2.20.$$

Slaba interakcija ima domet koji je znatno manji od dimenzije jezgra. Ako se ona smatra tačkastim, njegov operator se može smatrati konstantnim. Kada je operator interakcije H' konstantna veličina onda se dobija:

$$H_{fi} = g \int u_f{}^* \psi_\beta{}^* \psi_\nu{}^* u_i d\Omega \qquad 2.21.$$

gde je **g** konstanta.

Posle interakcije elektron i neutrino su slobodne čestice (ako se zanemari Kulonova interakcija elektrona) te se mogu opisati ravnim talasima.

$$\psi_\beta = N_\beta \exp\{i\vec{k}_\beta\vec{r}\} \quad \text{gde je } \vec{k}_\beta = \vec{p}_\beta/h \qquad 2.22.$$

$$\psi_\nu = N_\nu \exp\{i\vec{k}_\nu\vec{r}\} \quad \text{gde je } \vec{k}_\nu = \vec{p}_\nu/h \qquad 2.23.$$

N_β i N_ν su normalizacioni faktori i imaju vrednost:

$$N_\beta = N_\nu = \Omega^{-1/2} \qquad 2.24.$$

Sada talasne funkcije razvijamo u red oko r=0

$$\psi_b(r) = \Omega^{-1/2}\{1 + i(\vec{k}_\beta\vec{r}) + \ldots\} \qquad 2.25.$$

$$\psi_\nu(r)=\Omega^{-1/2}\{1+i(\vec{k}_\nu\vec{r})+\ldots\} \qquad 2.26.$$

Osim prvog člana svi članovi u razvoju zavise od impulsa elektrona i određuju verovatnoću za zabranjene β-raspade. Zbog dimenzije jezgra drugi član možemo zanemariti, tako da matrični element dobija oblik:

$$H_{fi}=gM_{fi}/\Omega \qquad 2.27.$$

gde je

$$M_{fi}=\int u_f^* u_i d\Omega \qquad 2.28.$$

Matričnim elementom jezgra određuje se dozvoljenost odnosno zabranjenost prelaza. Njegova vrednost kod dozvoljenih prelaza ne zavisi od energije elektrona.

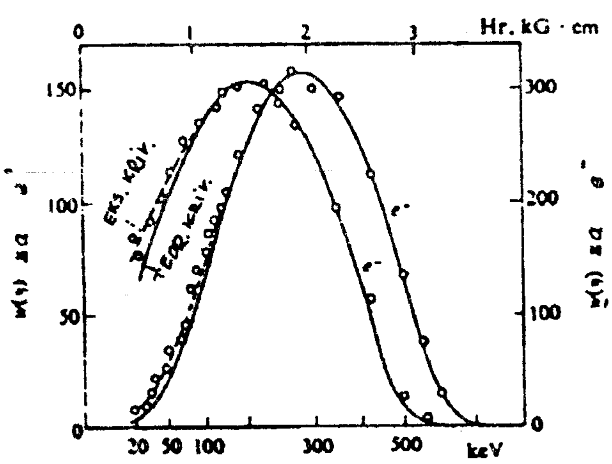
Ako uvrstimo matrični element prelaza u jednačinu za spektar emitovanih β-čestica, dobijamo:

$$N(p_\beta)dp_\beta=g^2/(2\pi^3c^3h^7)\ |M_{fi}|^2(E_0-E_\beta)^2p_\beta^2dp_\beta \qquad 2.29.$$

U ovoj jednačini Kulonova interakcija β-čestica i jezgra nije uzeta u obzir. Emitovanoj čestici je pripisivan ravan talas ($\psi_\beta(0)$), koja u domenu jezgra ima konstantnu vrednost, međutim usled Kulonove interakcije $\psi_\beta(0)$ postaje energetski zavisan. Korekcija se vrši pomoću Fermi-eve funkcije F(E,Z)(sl.br.2), koja predstavlja odnos gustine elektrona na jezgru potomku i gustine slobodnih elektrona u beskonačnosti i ima oblik:

$$F(E,Z)=2\pi\eta/(1-\exp(-2\pi\eta)) \qquad 2.30.$$

gde je $\eta=Ze^2/hv_\beta^-$ za elektron i $\eta=-Ze^2/hv_\beta^+$ za pozitron, v je brzina emitovanih čestica, Z je redni broj jezgra.



Slika br. 2

Ako uvrstimo Kulonov korekcioni faktor u izraz za spektar β-čestica, dobijamo da je oblik β-spektra za dozvoljene prelaze određen formulom:

$$N(p_\beta)dp_\beta = g^2/(2\pi^2 c^3 h^7)\ |M_{fi}|^2 F(E,Z)(E_0-E_\beta)^2 p_\beta^2 dp_\beta$$

Izborna pravila za β-raspad

Pri emisiji iz jezgra elektron nosi sa sobom određen moment količine kretanja $\vec{L}=\vec{r}\times\vec{p}$. Na osnovu zakona održanja momenta količine kretanja, $\vec{L}$ mora biti jednak za elektron pre i posle emisije.

Gornja granica za moment količine kretanja elektrona u jezgru:

$$L_0 = R_0 * P_e \qquad 2.31.$$

Kinetička energija elektrona u jezgru je
$T = 1\mathrm{MeV}$
a poluprečnik jezgra
$R_0 = 6 * 10^{-15}\mathrm{m}$
Za L_0 dobijamo

$$L_0 = 3 * 10^{-23}\mathrm{MeV} * \mathrm{s} \qquad 2.32.$$

To je gornja granica za **L**

Kvantna mehanika dozvoljava da se emituju čestice sa $l = 0, 1, \ldots$, tako da je maksimalna vrednost momenta količine kretanja $L=\hbar l$

$$\text{za } l = 1 \Rightarrow L = 65{,}8 * 10^{-23}\mathrm{MeV} * \mathrm{s}. \qquad 2.33.$$

Znači za elektron koji nosi angularni moment 1, količina kretanja posle emisije je veća nego u jezgru ($L > L_0$), što je zabranjeno sa stanovišta zakona održanja u klasičnoj fizici. Emisija elektrona sa $l = 1$ je očigledno moguća samo putem kvantno-mehaničkog tunel efekta, kod kojeg elektron penetrira kroz tzv. centrifugalnu barijeru. S obzirom da se transparentnost barijere znatno smanjuje sa povećanjem vrednosti l, možemo kvalitativno zaključiti da će verovatnoća za emisiju elektrona sa većim vrednostima l biti veoma mala. Kao što je već rečeno, verovatnoća emisije elektrona sa $l \neq 0$ se opisuje višim članovima u razvoju (2.21 i 2.22).

Na osnovu L(u jedinicama $\hbar$) možemo klasificirati prelaze

L = 0 — DOZVOLJENI PRELAZI

L = 1 — JEDNOSTRUKO ZABRANJENI PRELAZI

L = 2 — DVOSTRUKO ZABRANJENI PRELAZI

Ukupan spin emitovanih čestica može biti

0 - u slučaju antiparalelnih spinova, i

1 - u slučaju paralelnih spinova.

Totalan moment impulsa je jednak zbiru spinskog i orbitalnog momenta

$$\vec{I} = \vec{L} + \vec{S} \tag{2. 34.}$$

odnosno ako početno stanje sistema označimo sa indeksom **i**, a krajnje stanje sa **f** onda možemo napisati:

za S = 0 $\vec{I_f} = \vec{I_i} + \vec{L} + 0$ — FERMI-EVI PRELAZI

za S = 1 $\vec{I_f} = \vec{I_i} + \vec{L} + \vec{1}$ — GAMMOV - TELLER-OVI PRELAZI.

Parnost sistema je određena angularnim momentom sistema dve čestice.

$$\pi_{\nu\beta} = \pi_i * \pi_f = (-1)^L \tag{2. 35.}$$

Tabelarno na sledeći način možemo prikazati izborna pravila:

	Fermi-evi prelazi S=0			Gammov-Teller-ovi prelazi S=1		
Kategorija prelaza	L	ΔI	Δπ	L	ΔI	Δπ
Dozvoljeni	0	0	Ne	0	1	Ne
Jedanput zabranjeni	1	1	Da	1	0,1,2	Da
Dvaput zabranjeni	2	2	Ne	2	1,2,3	Ne

Konstanta radioaktivnog raspada λ, se dobija na sledeći način:

$$\lambda = \int_0^{p_{max}} N(p_\beta)dp_\beta = g^2/(2\pi^3 c^3 \hbar^7) \int_0^{p_{max}} |M_{fi}|^2 F(E_0 - E_\beta)^2 p_\beta^2 dp_\beta \tag{2. 36.}$$

Ako totalnu energiju izrazimo u jedinicama $m_\beta c^2$ dobijamo:

$$W = (E + m_\beta c^2)/m_\beta c^2 \tag{2. 37.}$$

$$W_0 = (E_0 + m_\beta c^2)/m_\beta c^2 \tag{2. 38.}$$

a impuls u $m_\beta c$ jedinicama:

$$p_\beta = m_\beta c\sqrt{W^2-1} \tag{2.39}$$

tada je: 2. 40.

$$\lambda = g^2 m_\beta^5 c^4/(2\pi^3\hbar^7)\ |M_{fi}|^2 \int_0^{W_0} F(W,Z)(W_0-W)^2(W^2-1)^{1/2} W\,dW \tag{2.41}$$

Ovo možemo napisati kao:

$$\lambda = 1/\tau_0\ |M_{fi}|^2 f(W_0,Z) \tag{2.42}$$

gde su:

$$f(W_0,Z) = \int_0^{W_0} F(W,Z)(W_0-W)^2(W^2-1)^{1/2} W\,dW \tag{2.43}$$

$$\tau_0 = 2\pi^3\hbar^7/g^2 m_\beta^5 c^4 \approx 7000\ \mathrm{s}$$

i naziva se univerzalna vremenska konstanta β-raspada.

Pošto znamo vezu između konstante raspada i perioda poluraspada, period poluraspada možemo napisati:

$$T_{1/2} = \ln 2/\lambda = \tau_0 \ln 2/|M_{fi}|^2 * 1/f(W,Z) \tag{2.44}$$

Pošto, kao što vidimo, period poluraspada zavisi od energije prelaza, uvodimo novu veličinu, koja ne zavisi od energije prelaza i nazivamo: *komparativni period poluraspada* ili samo *ft-vrednost*,

$$ft = f(W_0,Z) * T_{1/2} = \tau_0 \ln 2/|M_{fi}|^2 \approx 5000/|M_{fi}|^2\ (s) \tag{2.45}$$

ft-vrednost se koristi za sistematizaciju β-prelaza, u obliku log*ft*, pošto se vrednosti komparativnog perioda poluraspada kreću u veoma širokom intervalu.

Prema ft-vrednostima, β-prelazi se mogu klasificirati na sledeći način:

Klasifikacija β- prelaza	
Kategorija prelaza	Interval vrednosti *log ft*
Super dozvoljeni	2,9 - 3,7
Dozvoljeni	4,4 - 6
Jedanput zabranjeni	6 - 10
Dvaput zabranjeni	10 - 13
Triput zabranjeni	>15

3. Elektromagnetni prelazi u jezgru

Emisija γ-zraka obično je povezana sa emisijom α- i β-zraka. γ-zračenje je elektromagnetno zračenje. Usled emisije α- i β-čestice vrši se energetsko preuređenje jezgra, i novonastalo jezgro može ostati u eksitovanom stanju i prelazeći u osnovno stanje emituje γ-kvant.

Verovatnoća emisije γ-kvanta obrnuto je proporcionalna periodu poluraspada pobuđenog stanja sa kojeg se vrši emisija(2.39).

$$t_{1/2}=\ln 2/\lambda(s^{-1})=6{,}6*10^{-16}/\Gamma_g\ (eV)$$

λ-parcijalna verovatnoća emisije γ-zraka.
$\Gamma\gamma$-parcijalna širina pobuđenog stanja sa kojeg se vrši prelaz.

Verovatnoća emisije je određena razlikom energija početnog i krajnjeg stanja, spinovima i parnošću početnog i krajnjeg stanja.

Teorijske vrednosti izračunatih verovatnoća prelaza direktno zavise od izbora modela jezgra, a kako se oni razlikuju, i verovatnoće se razlikuju.

Elektromagnetni prelazi nastaju interakcijom elektromagnetnog polja i naelektrisanja (namagnetisanja) jezgra.

Jezgro oko sebe obrazuje elektromagnetno polje odgovarajućih multipola, koje interagujući sa sistemom naelektrisanja prevodi sistem iz početnog stanja ψ_i u krajnje stanje ψ_f uz emisiju fotona.

Na osnovu zakona održanja momenta impulsa možemo napisati

$$\vec{I}_i = \vec{I}_f + \vec{L}$$

gde su I_i i I_f totalni momenti impulsa jezgra, a L je moment koju odnosi foton, i može imati vrednosti L = 1, 2, 3, ..., a multipolnost radijacije određena je sa 2^L (tab. br.3).

Vrednost L	Multipolnost 2^L	Prelaz
0	1	Monopol
1	2	Dipol
2	4	Kvadrupol
3	8	Oktopol
4	16	Heksadekapol

Tab.br. 3.

Za vrednost totalnog momenta impulsa možemo napisati *selekciono pravilo.*

$$|I_i - I_f| < L < |I_i + I_f| \qquad 3.\ 1.$$

Emitovane radijacije su podeljene na električne i magnetne, jer emitovane radijacije istog multipolnog reda mogu se razlikovati po parnosti.

Električna multipolna radijacija L-tog reda ima parnost

$$\pi_E = (-1)^L \quad 3.2.$$

a magnetna

$$\pi_M = (-1)^{L+1} \quad 3.3.$$

Verovatnoća prelaza je grubo proporcionalna sa $(R/\lambda\!\!\!^-)^{2L}$, gde je R poluprečnik jezgra a $\lambda\!\!\!^-$ racionalizovana talasna dužina, znači verovatnoća se smanjuje sa povećanjem L($R << \lambda\!\!\!^-$). Verovatnoće električnih multipolnih radijacija imaju veće vrednosti od odgovarajućih magnetnih.

Ako iskoristimo Heisenberg-ov princip neodređenosti

$$R * mv \sim \hbar \quad 3.4.$$

$$R \sim \hbar / mv \quad 3.5.$$

i to uvrstimo u izraz za električno polje dipola, dobijamo

$$E_{dip}(E)=e\hbar/mvr*1/\lambda\!\!\!^{-2} \quad 3.6.$$

a odgovarajuće polje magnetnog dipola

$$E_{dip}(M)=e\hbar/mcr*1/\lambda\!\!\!^{-2} \quad 3.7.$$

odakle je

$$E(M)/E(E)=v/c \quad 3.8.$$

Znači da je verovatnoća nastanka magnetnih radijacija M(L) redukovana faktorom v/c prema električnim radijacijama. Ovaj zaključak važi i za radijacije više multipolnosti.

Weisskopf i Blatt primenom kvantne elektrodinamike izračunali su verovatnoću multipolnih električnih prelaza u jezgru. Njihov model je zasnovan na modelu nezavisne čestice. Vezu između multipolnosti, energije i verovatnoće prelaza dobili su na sledeći način

$$\lambda(L)=8\pi(L+1)/(L(2L+1)!!)^2 * 1/\hbar^2*(E\gamma/\hbar c)^{2L+1}*B_{eg}(L) \quad 3.9.$$

$B_{eg}(L)$ je redukovana verovatnoća. Redukovani matrični element nosi obeležje modela i procenjuje se za svaki model posebno.

Redukovanu verovatnoću procenili su *Weisskopf i Moszkowski* nezavisno. Weisskopf je koristio jednočestični model jezgra, prema kome se proton kreće u jezgru nezavisno u polju ostalih nukleona, a prelaz se realizuje promenom kvantnih stanja protona.

Procena redukovane verovatnoće po Weisskopf-u za električne i magnetne radijacije iznosi

$$B(EL)=e^2/4\pi*(3R^L/L+3)^2 \qquad 3.10.$$

$$B(ML)=10(\hbar/M_pcR)^2B(EL) \qquad 3.11.$$

A pošto je

$$R=1,2*10^{-13}A^{1/3}\ cm \qquad 3.12.$$

$$B(E2)=6*10^{-4}A^{2/3}e^2*10^{-48}\ cm \qquad 3.13.$$

Radijacione širine jednočestičnog stanja

$$\Gamma\gamma(E1)=0,07E\gamma^3A^{2/3} \qquad 3.14.$$

$$\Gamma\gamma(M1)=0,021E\gamma^3 \qquad 3.15.$$

$$\Gamma\gamma(E2)=4,9*10^{-8}E\gamma^5A^{2/3} \qquad 3.16.$$

Γ je data u eV ako je $E\gamma$ dato u MeV.

Radijacioni prelazi mogu biti dozvoljeni i zabranjeni. Dozvoljenost ili zabranjenost nekog prelaza jezgra meri se verovatnoćom. Prelaz je dozvoljen ako je vrednost verovatnoće prelaza velika, i obrnuto. Totalna zabrana za radijacioni prelaz postoji, kada je $I_B = I_A = 0$.

Verovatnoća radijacionog prelaza između dva stanja (sa vrednostima spina I_A i I_B) zavisi od momenta impulsa kojeg radijacija odnosi. Za manje L, verovatnoća je veća (3.10).

U tabeli br.4 su prikazani izborna pravila za γ-prelaze.

$\Delta I = I_A - I_B$	Menja parnost	Dominantan	Slab
Parno (sem nule)	Ne	$E\Delta I$	$M(\Delta I+1)$, odsutan ako je $I_A=0$ ili $I_B=0$
Parno (sem nule)	Da	$M\Delta I$	$E(\Delta I+1)$, odsutan ako je $I_A=0$ ili $I_B=0$
0	Ne	M_1	E2, odsutan ako je $I_A= I_B=1/2$
0	Da	E_1	M2,odsutan ako je $I_A= I_B=1/2$
Neparno	Da	$E\Delta I$	$M(\Delta I+1)$, odsutan ako je $I_A=0$ ili $I_B=0$
Neparno	Ne	$M\Delta I$	$E(\Delta I+1)$, odsutan ako je $I_A=0$ ili $I_B=0$

Tab. br. 4.

Unutrašnja konverzija

Pobuđeno jezgro ne mora emitovati γ-zračenje prelazeći u osnovno stanje, već postoji još jedna mogućnost, a to je proces unutrašnje konverzije.

Unutrašnja konverzija je proces, u kome jezgro interaguje sa elektronom iz omotača, predajući energiju prelaza elektronu. Najverovatnije je da će jezgro interagovati sa K-elektronom.

Uslov za interakciju je to, da energija pobuđenog stanja jezgra bude veća od energije veze K-, L-, M-, ..., elektrona. Ako je ovaj uslov zadovoljen, prazno mesto, koje je ostavio za sobom elektron, biće popunjeno sa elektronom iz neke druge orbite, što je praćeno emisijom γ-zraka ili drugim rečima Auger-ovim efektom.

4. *Eksperimentalni podaci o raspadu ^{60}Co*

^{60}Co je jedan od najpozatijih radioaktivnih izvora. Njegov raspad je proučavan u mnogim eksperimentima jer ima dug period poluraspada.

Najnoviji *podaci o γ-zracima emitovanim u ovom raspadu dati su u sledećoj tabeli:

E_γ keV	E(nivo) keV	P_γ(%)	MULTIPOLNOST	α(konverzioni koeficijent)
346,93	2505,766	0,0076		
826,28	2158,82	0,0076	M_1+E_2	
1173,237	2505,766	99,90	$E_2(+M_3)$	$1,77*10^{-4}$
1332,501	1332,517	99,9820	E_2	$1,33*10^{-4}$
2158,77	2158,82	0,00111		
2505	2505,766	$2,0*10^{-6}$	E_4	

Tab. br.5

Šema raspada za ^{60}Co je prikazana na slici br.3 .

Na osnovu šeme raspada ^{60}Co, prema ft-vrednostima prelaze možemo klasificirati na sledeći način:

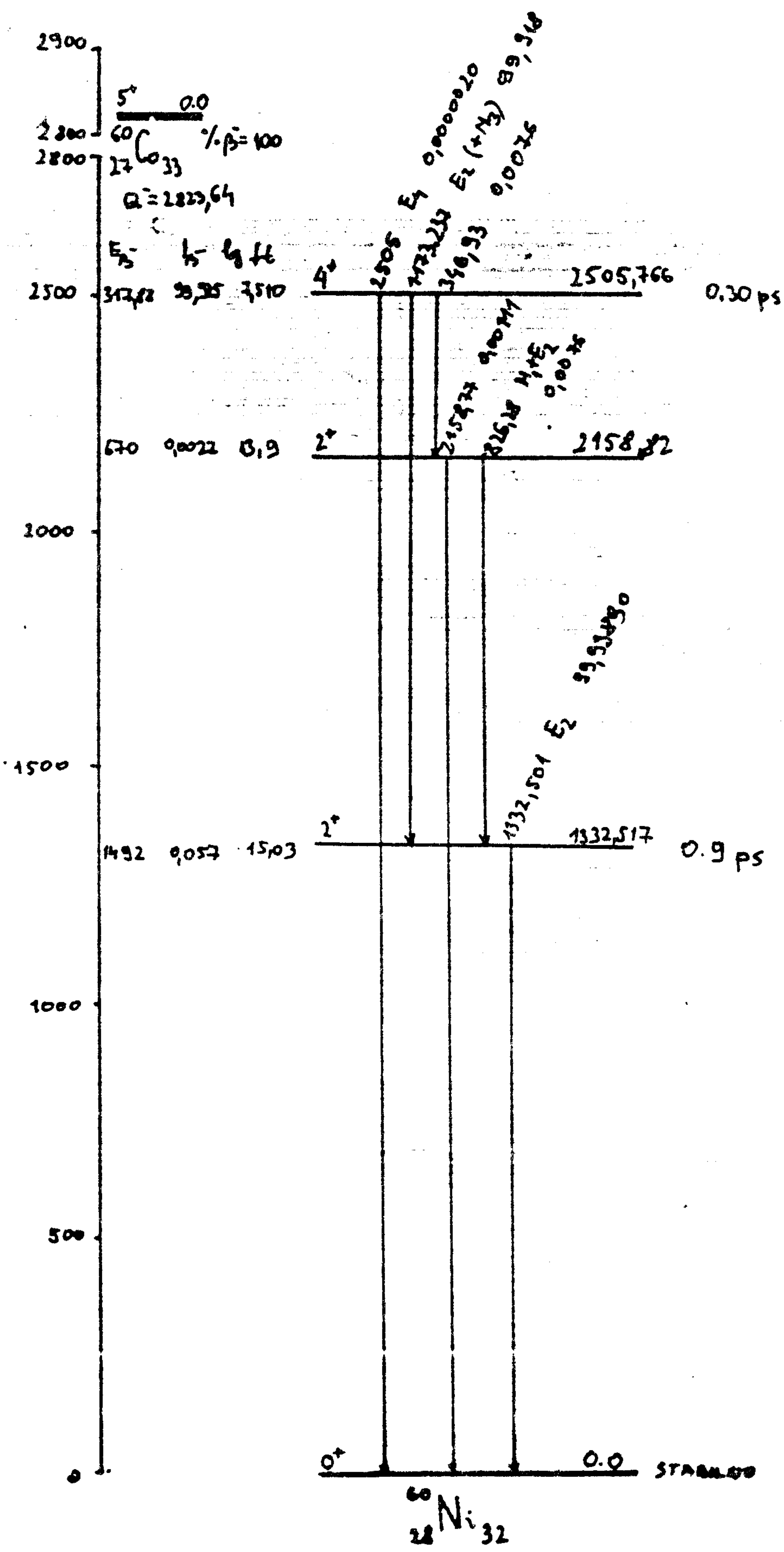
E_β keV	$I_i \rightarrow I_f$	log(ft)	Tip prelaza:
317	$0^+ \rightarrow 4^+$	7,510	JEDANPUT ZABRANJEN
670	$0^+ \rightarrow 2^+$	>13,9	DVA ILI TRI PUT ZABRANJ.
1492	$0^+ \rightarrow 2^+$	15,03	TRI PUT ZABRANJEN

Tab. br.6

Neposredan cilj ovog rada je da se proveri dali su γ-zraci od 347 keV-a i 2159 keV-a emituju u kaskadi, te da se koincidentnom metodom odredi proizvod verovatnoće za ove prelaze (pγ1 pγ2).

Slika broj 3.

* *Nuclear Data Sheets*


2900
2800
2500
2000
1500
1000
500
0
5+ 0.0
%β- = 100
Q- = 2823,64
4+ 2505,766
0,30 ps
2+ 2158,82
2+ 1332,517
0.9 ps
0+ 0.0
STABILNO

5. Analiza pobuđenih stanja ^{60}Ni

Na osnovu eksperimentalnih podataka je utvrđeno da je ^{60}Ni parno-parno jezgro. Ima 28 protona i 32 neutrona u jezgru, a to znači da je magično jezgro. U osnovnom stanju ovog parno-parnog magičnog jezgra su svi spinovi spareni i jezgro ima sferno simetričan oblik. Sferno simetrična parno-parna jezgra u niskoenergetskom spektru pretežno imaju samo vibraciona pobuđenja, odn. nukleoni vrše kolektivno kretanje na niskim energijama.

Kolektivne vibracije parno -parnih sfernih jezgara

Za kolektivan model kretanja površinu jezgra bi mogli opisati sledećom formulom

$$R=R_0[1+\sum_{\lambda=0}^{\infty}\sum_{\mu=-\lambda}^{\lambda}\alpha_{\lambda\mu}Y_\lambda^\mu(\theta,\phi)] \qquad 5.\ 1.$$

θ i ϕ su polarni uglovi, a $\alpha_{\lambda\mu}$ je deformacioni parametar i ima ulogu koordinate.
U kvadratnoj aproksimaciji, kinetička energija ima formu:

$$T=1/2 \sum_{\lambda,\mu} B_\lambda|\dot{\alpha}_{\lambda\mu}|^2 \qquad 5.\ 2.$$

$|\dot{\alpha}_{\lambda\mu}|^2$ određuje brzinu promene oblika jezgra.
U slučaju stalne gustine jezgra

$$B_\lambda=\rho R_0^5/\lambda \qquad 5.\ 3.$$

gde je ρ gustina. A potencijalnu energiju možemo napisati:

$$V=1/2 \sum_{\lambda,\mu} C_\lambda|\alpha_{\lambda\mu}|^2 \qquad 5.\ 4.$$

Za klasičnu tečnost sa površinskim naponom

$$C_\lambda^{(1)}=SR_0^2(\lambda-1)(\lambda+1) \qquad 5.\ 5.$$

gde je S vrednost površinskog napona. Ako je tečnost naelektrisana i to moramo uzeti u obzir.

$$C_\lambda^{(2)}=3/2\pi\ Z^2e^2/R_0\ (\lambda-1)/(2\lambda+1) \qquad 5.\ 6.$$

$$C_\lambda=C_\lambda^{(1)}-C_\lambda^{(2)} \qquad 5.\ 7.$$

Takvu procenu za C_λ možemo uspešno iskorstiti za jezgro, pod uslovom da koristimo odgovarajuće vrednosti za R_0 i S, koji se baziraju na semiempirijskoj formuli za masu.

Energija oscilovanja sa datim parametrom λ je

$$E_\lambda=1/2 \sum_{\lambda\mu}(C\alpha_{\lambda\mu}^2+B\dot{\alpha}_{\lambda\mu}^2) \qquad 5.\ 8.$$

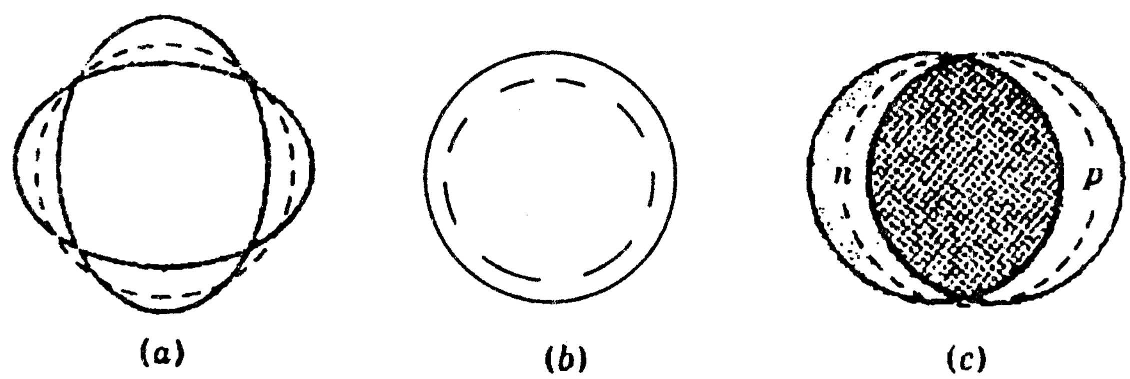
frekvencija je povezana sa promenjivom $\alpha_{\lambda\mu}$ na sledeći način

$$\omega_\lambda=(C_\lambda/B_\lambda)^{1/2} \tag{5. 9.}$$

Iz relacija (5.3) i (5.7) se vidi da je $\omega=0$ za $\lambda=0$ i $\lambda=1$ (ovo nisu načini niskoenergetske pobude, sl. br.4,b i c). Iz izraza za zapreminu jezgra:

$$V=V_0(1+3\alpha_0/\sqrt{4\pi}) \tag{5. 10.}$$

sledi da $\lambda=0$ opisuje oscilaciju gustine za sferna jezgra(sl.br.4,b). Takve oscilacije mogu nastati, ali na mnogo većim energijama nego u slučaju nestišljivih vibracija. Term sa λ = 1 opisuje vibraciju centra mase jezgra. Neutroni i protoni se kreću na suprotnu stranu (sl.br.4,c), i ovakva pobuda jezgra zahteva takođe visoke energije. Znači niskoenergetska kolektivna pobuđena stanja, parno-parnih sfernih jezgara su po prirodi kvadrupolne kolektivne vibracije sa $\lambda=2$ (sl.br.4,a)



Slika broj 4..

Ova razmatranja su klasična ali za harmonijski oscilator lako je doći do kvantiziranog rezultata, što je neophodno za kap atomske dimenzije. Kolektivna stanja nuklearne kapi imaju eksitacionu energiju

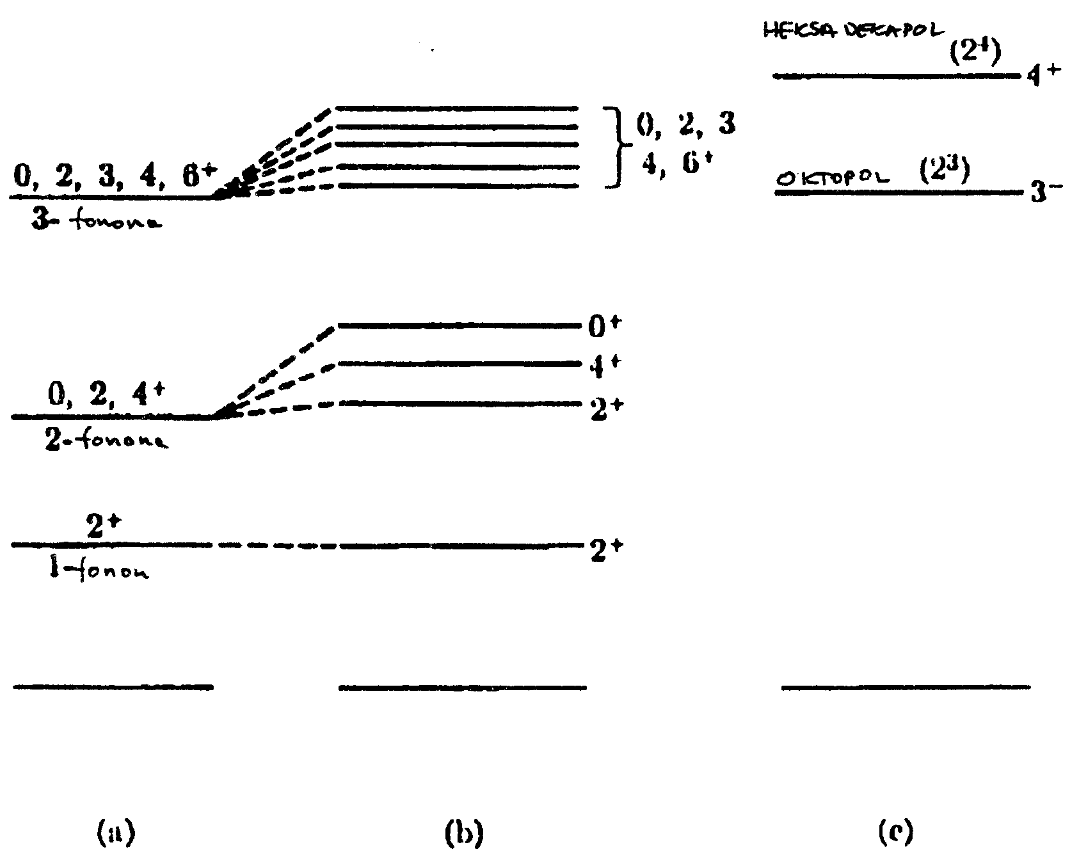
$$\sum_\lambda n_\lambda \hbar\omega_\lambda \tag{5. 11.}$$

Stanje sa n_λ = 1 je (2λ + 1) puta degenerisano, i ima angularni moment λ. Fonon tipa λ_μ nosi angularan moment kvantnog broja λ sa Z-komponentom μ i parnost $(-1)^\lambda$. Energija $\hbar\omega_\lambda$ je prilično brzo rastuća funkcija od λ. Ako koristimo klasične hidrodinamičke izraze (5.3) i (5.5), možemo videti da je $\omega_3 \approx 2\omega_2$ i $\omega_4 = 3\omega_2$.

Ako imamo jezgro koje može oscilovati kolektivno u sfernom obliku, prvo pobuđeno vibraciono stanje za jedan fonon sa λ = 2 biće 2^+ stanje. Jedan fonon sa angularnim momentom λ = 3 ima otprilike istu energiju kao 2 fonona sa λ = 2, znači drugo vibraciono stanje biće ili 3^- stanje ili jedan od stanja 0^+, 2^+, 4^+, koje dobijamo kuplovanjem dva angularna momenta (λ = 2). Degeneracija ovih stanja (0^+,2^+,4^+) biće otklonjena perturbacijama, tako da će težište ova tri nivoa biti na energiji koja je otprilike dva puta veće od energije prvog 2^+ stanja.

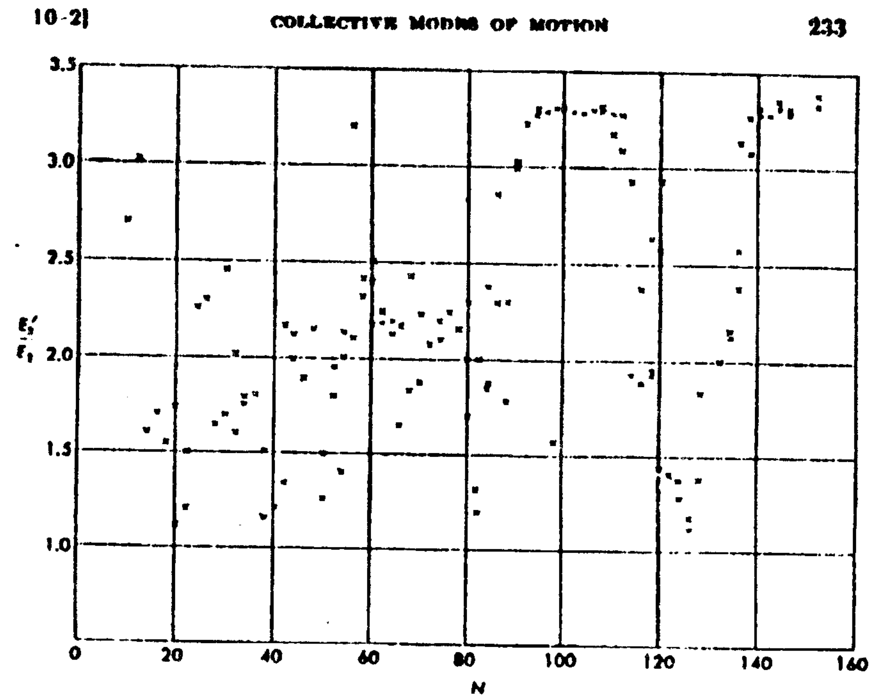
Za grubu procenu eksitacione energije možemo se koristiti aproksimacijom za irotacioni fluid (5.3),(5.5),(5.6).Za A blizu 100, $\hbar\omega$ je preko 2MeV-a, opadajući na oko 1MeV, za A približno 200.Ove energije su nešto manje od čestične eksitacione energije za parno-parna jezgra, specijalno za skoro zatvorene ljuske. Znači možemo zaključiti da su najniži nivoi parno-parnih sfernih nukleona kolektivne vibracije.

Šematski na sledeći način možemo prikazati energetski dijagram za ona parno-parna jezgra za koja očekujemo vibracioni spektar (sl. br.5):



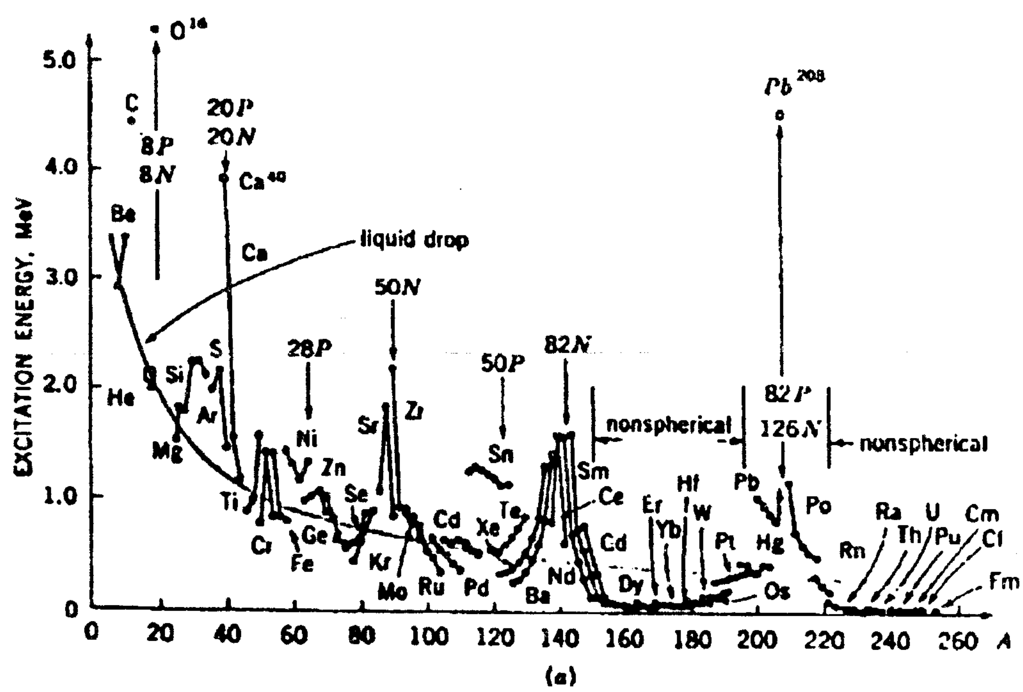
Slika broj 5.

Test za proveru ove hipoteze možemo napraviti formiranjem odnosa energije prvog i drugog 2^+ stanja odn. $E_2{}'/E_2$, čija vrednost bi trebala biti oko 2. Na slici br.6.je prikazan odnos energije prvog i drugog eksitovanog stanja, za parno-parna jezgra u zavisnosti od N.



Slika broj 6.

Sa slike možemo videti da postoji oblast gde je ovaj odnos oko 2, i postoji oblast sa naglim skokom gde je ovaj odnos čak oko 3,3. Za jezgro za koje je E_2'/E_2 oko 2, energija E_2 je manja od one koja je data hidrodinamičkom proračunom za faktor oko 2, ali ovo nije sasvim nekonzistentno sa pretpostavkom o vibracionom karakteru nivoa, već pokazuje da hidrodinamička procena za vrednosti C_λ i B_λ nije najbolja. Na slici br.7. poakazana je vrednost energije E_2 u zavisnosti od A, i vidi se opadanje E_2, kao što i teorija predviđa. Verovatnoće elektromagnetnih prelaza takođe potvrđuju da su nivoi 2^+ i 0^+, 2^+, 4^+, jedno-odnosno dvo-fononska kvadrupolna vibraciona stanja .



Slika br. 7

Izraz $Ze^2R_0^2\alpha^*_{2\mu}$ predstavlja E_2 operator za prelaze između vibracionih stanja. $\alpha^*_{2\mu}$ je operator koji kreira kvadropolne fonone, a njegov matrični element između stanja sa 1 fononom i osnovnog stanja je:

$$<1|\alpha_{2\mu}{}^*|0>=|\hbar\omega/2C_2|^{1/2} \qquad 5.\ 12.$$

gde je C_2 parametar potencijalne energije. Znači verovatnoća prelaza za raspad prvog 2^+ stanja je:

$$T(2^+\rightarrow 0^+)=4\pi/75 * 1/\hbar * (\omega/c)^5(Ze)^2R_0^4\hbar\omega/2C_2 \qquad 5.\ 13.$$

Zbog faktora Z^2 ovaj prelaz je ubrzan u odnosu na jednočestičnu procenu. Verovatnoća raspada dvofononskih stanja opisuje se E_2 operatorom, koji u sebi sadrži kvadratne članove po $\alpha_{2\mu}$ koji opisuju anihilaciju 2 fonona. Ova verovatnoća će biti znatno manja od verovatnoće jedno-fononskog prelaza zbog ekstra multiplikativnog faktora $\hbar\omega/2C_2$ koji je znatno manji od 1. Prelaz sa dvo-fononskog 2^+ na jedno-fononsko 2^+ stanje bi se moglo vršiti i emisijom M_1 fotona međutim to se ne dešava zbog toga što poništavanju kvadrupolnog fonona odgovara emisija γ- kvanta multipolnosti E_2. Drugim rečima ova stanja jezgra nastaju kvadrupolnim oscilacijama pa se i raspadaju emisijom kvadrupolnih fonona. Kao što se vidi model predviđa da redukovani matrični element za $2^{+\prime} \rightarrow 2^+$ prelaz treba da bude veće od matričnog elementa $2^{+\prime} \rightarrow 0^+$ prelaza.

TESTIRANJE VIBRACIONOG MODELA ZA ^{60}Ni

Primenjivost vibracionog modela na pobuđena stanja ^{60}Ni može se testirati pomoću sledećih parametara:

a) energija prvog pobuđenog 2^+ stanja

$$E(2^+)=1332{,}517\text{keV} \qquad 5.\ 14.$$

Po hidrodinamičnom modelu to bi trebalo biti za faktor 2 veće od eksperimentalne vrednosti.

b) Odnos energije $E_2{}^{+\prime}/E_2{}^+$

Sa šeme raspada(sl.br.3) možemo očitati E_2 i $E_2{}'$

$$E_2=1332{,}517\text{keV} \qquad 5.\ 15.$$
$$E_2'=2158{,}82\text{keV}$$
$$E_2/E_2'=1{,}67$$

Po hidrodinamičkom modelu ovaj odnos bi trebao biti oko 2.

c) Odnos redukovanih verovatnoća prelaza

Na osnovu formule 3.9 odnos verovatnoća prelaza, za E_2 prelaze možemo napisati na sledeći način:

$$\lambda(E\gamma_1)/\lambda(E\gamma_2)=(E\gamma_1)^5/(E\gamma_2)^5*B(E\gamma_1)/\ B(E\gamma_2) \quad 5.16.$$

Odnos apsolutnih verovatnoća:

$$\lambda(2159)/\lambda(826)=(2159)^5/(826)^5 * B(2159)/B(826) \quad 5.17.$$

odnosno sa šeme raspada:

$$\lambda(2159)/\lambda(826)=0{,}00111/0{,}0076=0{,}146 \quad 5.18.$$

Odakle vidimo da je odnos redukovanih verovatnoća prelaza mnogo veći od jedan.

$$B(826)/B(2159)=122/0{,}146=835 \quad 5.19.$$

Prelaz od 2159keV-a je dvo-fononski prelaz, dok je prelaz od 825keV-a jedno-fononski prelaz. Eksperimentalno određen odnos redukovanih matričnih elementa potvrđuje modelsku pretpostavku da su dvo-fononski prelazi mnogo manje verovatni od jedno-fononskih.

d) Poređenje verovatnoće jednočestičnog i vibracionog prelaza

$$\lambda(1173)/\lambda_{sp}(1173) \quad \text{i} \quad \lambda(346)/\lambda_{sp}(346) \quad 5.20.$$

Raspad nivoa 4^+ od 2506 keV-a odvija se sa srednjim životom τ=0.3 ps.

Za ovaj nivo možemo napisati

$$\lambda=\lambda(2505)+\lambda(1173)+\lambda(347) \quad 5.21.$$

pošto je:

$$\lambda(2505)<<\lambda(1173)+\lambda(347) \quad 5.22.$$

dobijamo:

$$\lambda=\lambda(1173)+\lambda(347) \quad 5.23.$$

Veza između vremena života i verovatnće je:

$$\lambda=1/\tau \quad 5.24.$$

$$\lambda=1/(0{,}3*10^{-12})\ s^{-1} \quad 5.25.$$

Znamo odnos verovatnoća

$$\lambda(347)/\lambda(1173)=0{,}0076/99{,}918 \qquad 5.26.$$

Iz ovih jednačina možemo naći verovatnoće:

$$\lambda(1173)=3{,}333*10^{12}\ s^{-1} \qquad 5.27.$$

$$\lambda(347)=2{,}535*10^{8}\ s^{-1} \qquad 5.28.$$

Ove vrednosti treba uporediti sa vrednostima iz jednočestičnog modela.

Weisskopf-ova procena poluživota nivoa za multipolnost 2, ako je $E\gamma$ dato u MeV-ima ima sledeći oblik:

$$T_{1/2}(E_2)=9{,}523*A^{-4/3}E\gamma^{-5}*10^{-9}\ s \qquad 5.29.$$

Ako u gornji izraz zamenimo naše energije(347keV i 1173keV) dobijamo:

$$T_{1/2}(0{,}347)=8{,}06*10^{-9}\ s \qquad 5.30.$$

$$T_{1/2}(1{,}173)=1{,}82*10^{-11}\ s \qquad 5.31.$$

Znamo vezu između vremena života i vremena poluraspada (2.39)

$$T_{1/2}=\tau\ \ln 2=\ln 2/\lambda \qquad 5.32.$$

odavde verovatnoće za naše energije su:

$$\lambda_{sp}(1173)=4{,}7*10^{10}\ s^{-1} \qquad 5.33.$$

$$\lambda_{sp}(347)=0{,}86*10^{8}\ s^{-1} \qquad 5.34.$$

Sad možemo uporediti jednočestičnu vrednost i vibracionu vrednost verovatnoće.

$$\lambda(1173)/\lambda_{sp}(1173)=70{,}9>1 \qquad 5.35.$$

$$\lambda(347)/\lambda_{sp}(347)=2{,}95>1 \qquad 5.36.$$

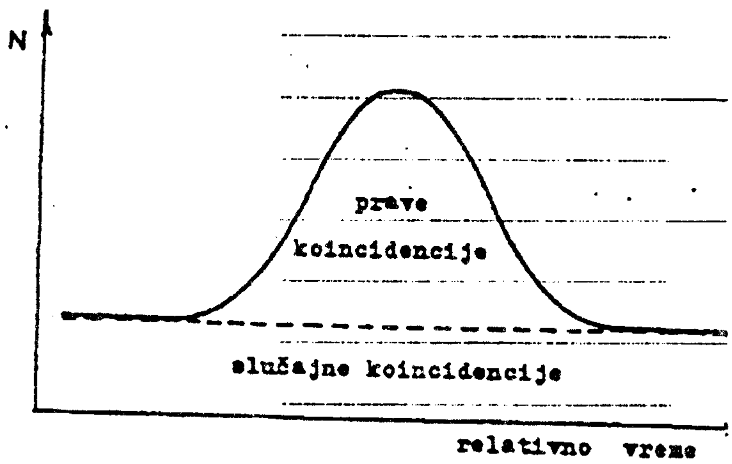
U skladu sa modelom, verovatnoća prelaza od 1173 i 347keV-a je veća od jednočestične procene.

Na osnovu izloženih argumenata možemo zaključiti da je vibracioni model primenljiv za kvalitativno opisivanje osobina pobuđenih stanja ^{60}Ni.

6. Merna tehnika

Za proučavanje malo verovatnih prelaza kod ^{60}Co koristili smo koincidentnu mernu tehniku.

Koincidencije su oni događaji, koji se dešavaju ili istovremeno ili unutar vremena razlaganja koincidentnog kruga. Postoje prave i slučajne koincidencije. Ukupan broj koincidentnih događaja, pri merenjima, je uvek jednak zbiru pravih i slučajnih koincidencija (sl.br.8).



Slika broj 8.

Merna tehnika se sastoji iz sistema detektora, predpojačavača, pojačavača, brzih diskriminatora, jednokanalnih analizatora, TAC-a i ADC-a. Šema vezivanja ovih uređaja je na slici br.10.

Radioaktivni izvor se stavlja između detektora. Za postizanje koincidencije potrebna su bar dva detektora. Mi smo imali jedan **Ge**-i detektor i sistem(PLAG+ANULUS) **NaJ**-og detektora.

Elektronski uređaji su povezani u brzo i sporo kolo.

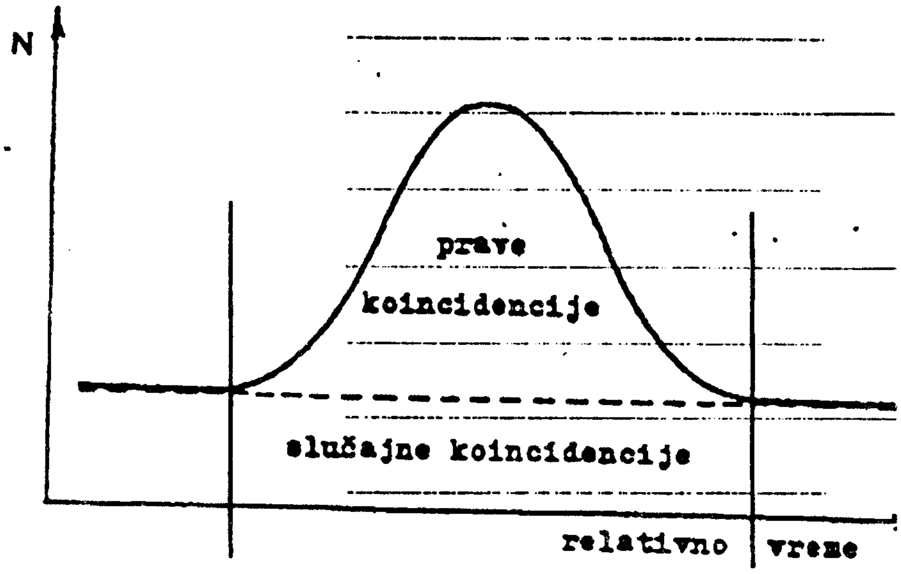
U brzom kolu signal iz detektora prevodimo u vremenski signal pomoću B DISC-a i uvodimo u TAC gde možemo posmatrati koincidenciju između svih događaja iz **NaJ**-og sa svim događajima iz **Ge**-og detektora.

U sporom kolu iz **NaJ**-og detektora, signal se pojačava i pomoću jednokanalnog analizatora biramo određenu vrednost energije sa kojim želimo da uspostavimo koincidenciju.

Iz **Ge**-a signal posle pojačanja dovodi u ADC.

U TAC je ugrađen JA na kome treba namestiti prozor tako da biramo oblast pravih koincidencija (sl.br.9). TAC se okida sa signalima iz sporog kola tako iz njega dobijamo signale u slučaju koincidencija između svih događaja u **Ge**-detektoru i izabrane energije u **NaJ**-detektoru.

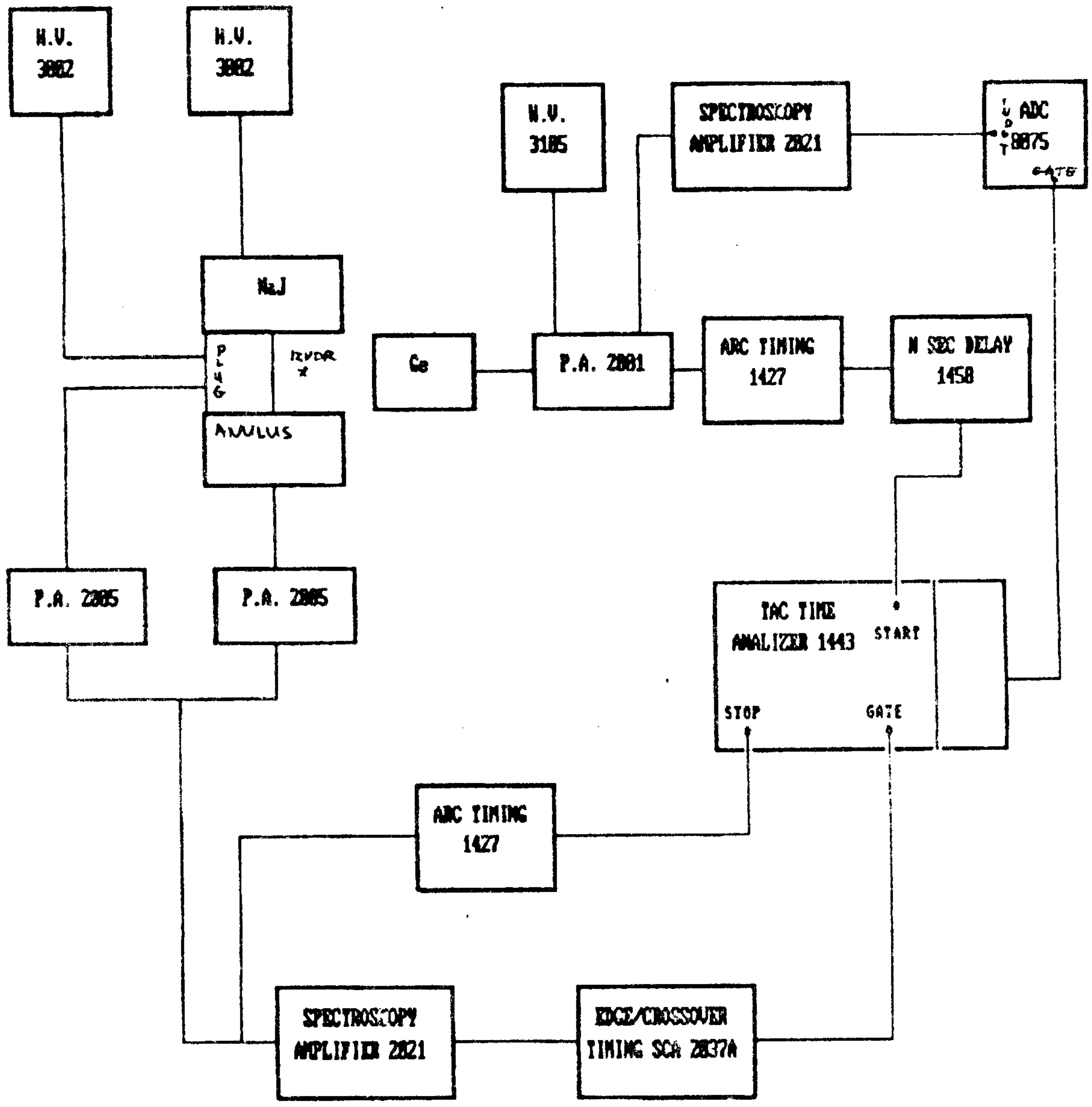
Slika broj 9.



Slika br.9

U ADC prozor je otvoren samo za signale iz TAC-a, gde smo odabrali prave koincidencije, tako da u ADC dobijamo spektar **Ge**-detektora koji je koincidentan sa izabranom energijom u **NaJ**-detektoru.

Koincidenciju bismo mogli uspostaviti i sa sporom granom, međutim u tom slučaju vremensko razlaganje koincidentnog kruga bi bilo vrlo veliko, odn. sa manjem tačnošću bi mogli odrediti trenutak koincidencije.



Slika broj 10.

Elektronski uređaji u toku eksperimenta bili su podešeni na sledeći način:

Izvori visokog napona:

H.V.3002	-na PLAC-u	- 1050 V
H.V.3002	-na ANULUS-u	- 850 V
H.V.3105	-na Ge	- 4000 V

Pojačavač na NaJ-u
SPECTROSCOPY AMPLIFIER 1413
-COARSE GAIN 100
-FINE GAIN 0
-SHAPING TIME 0,5 μs
-RANGE 10V
-POLARITY POSITIVE
-INPUT POLARITY POSITIVE
-RESTORER HI

Jednokanalni analizator na NaJ
EDGE/CROSSOVER TIMING SCA 2037A
E=328
ΔE=54

Brzi diskriminator na NaJ
ARC TIMING 1427
-GAIN 10
-RTR 0
-CL 3m
Pojačavač na Ge
SPECTROSCOPY AMPLIFIER 2021
-FINE GAIN 8,68
-SHAPING TIME 4μs
-COARSE GAIN 10

Brzi diskriminator na Ge
ARC TIMING 1427
-RTR 100
-GAIN 10
-CL 3m
Uređaj za kašnjenje
n sec DELAY
DELAY 0

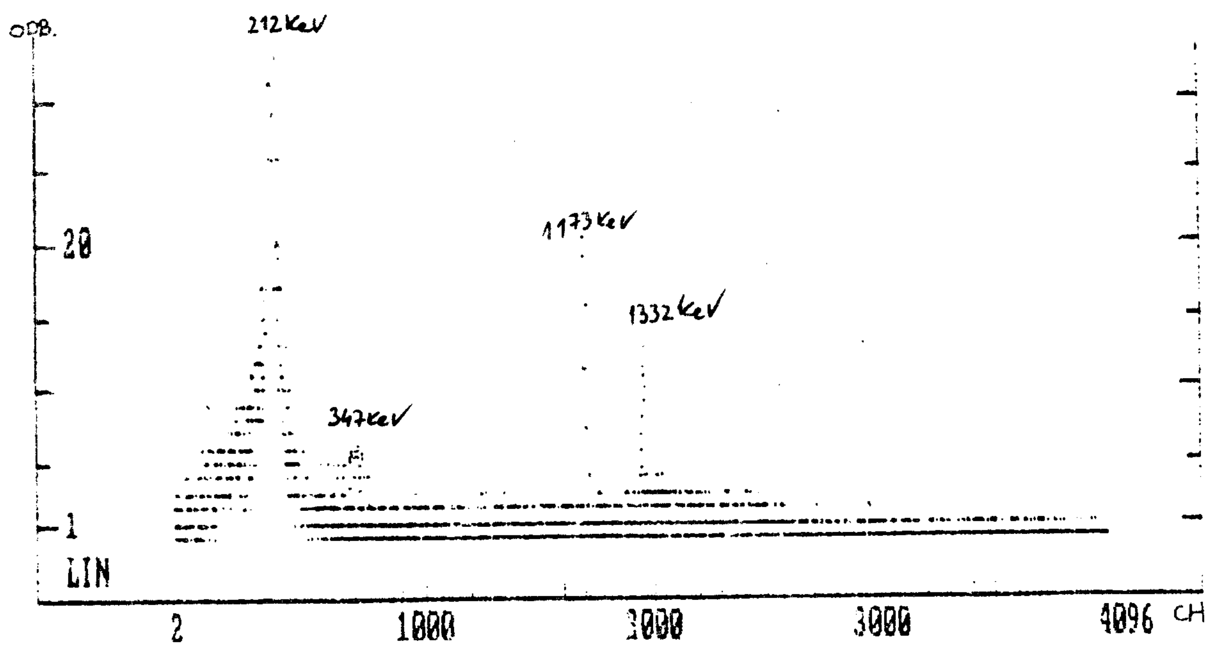
TAC
TIME ANALYZER 1443
T=390

ΔT=277
-RANGE 100
-GATE MODE -COINC

ADC 8075
-CONVERSION GAIN 8192
-GATE COINC

7. Eksperimentalni rezultati

Izvršena su koincidentna merenja, tako da je prozor na JA bio postavljen na 2158 keV-a. Zbog velikog broja koincidencija nastalih rasejanja zračenja između detektora, za merenja se nije mogao koristiti ceo NaJ-detektor već samo njegov centralni (PLAG) deo. Ceo koincidentni spektar registrovan na višekanalnom analizatoru.Urađena su ukupno dva merenja i rezultati su prikazani na slici br.11.



Slika br.11

Izmereni koincidentni intenziteti su predstavljeni u tabeli br.7.

Kaskada	t_m(s)	A±ΔA (ukupno)	$(A\pm\Delta A)*10^{-4}$ s^{-1}	$(A_c\pm\Delta A_c)*10^{-4}$ s^{-1}
$4^+\rightarrow2^{+'}\rightarrow0^+$	71292	13±5,92	1,82±0,83	1,27±0,57
	152907	24±6,78	1,57±0,43	1,10±0,30

Tab. br.7.

U tab. br.7, A_c pretstavlja broj koincidentnih događaja korigovan na broj slučajnih koincidencija u prozoru koincidentne krive (A_c=A k).Parametri koincidentne krive(snimljen je ukupan broj koincidencije između svih detektovanih kvanata u oba detektora, bez prozora na 2158keV-a u NaJ-skoj grani) su prikazani u tabeli br.8.

t_m(s)	I	A	k=A/I
230	30302	21104	0,70

Tab. br.8.
I je ukupan broj impulsa u prozoru koincidentne krive, dok je A čista površina koincidentnog vrha.

U oba eksperimenta je jasno registrovan koincidentni intenzitet linije od 347keV-a što potvrđuje da su prelazi od 347keV-a i 2158keV-a emituju u kaskadi, kao što je to pretpostavljeno u šemi raspada. Vrh na 212 keV potiče od rasejanja zračenja između detektora dok se linije od 1173 i 1332 keV-a javljaju u spektru zbog slučajnih koincidencija.

Iz izmerenih koincidentnih intenziteta se proizvod apsolutnih verovatnoća γ-prelaza($p_{\gamma 1} * p_{\gamma 2}$) u kaskadi može izračunati na dole izložen način.
Broj pravih koincidencija u jedinici vremena:

$$A_P = \varepsilon_{Na}{}^P(2158)\varepsilon_{Ge}(347)\, p_{\gamma 1}\, p_{\gamma 2}\, A\, E_P \qquad 7.1.$$

gde je $\varepsilon_{Na}{}^P(2158)$ predstavlja efikasnost NaJ-og detektora(PLUG) na 2158keV-u, a $\varepsilon_{Ge}(347)$ je efikasnost Ge-og detektora na 347keV-u, A je aktivnost izvora, a E_p je koincidentna efikasnost za prave koincidencije.

A odavde je

$$p_{\gamma 1} p_{\gamma 2} = A_P / \{\varepsilon_{Na}{}^P \varepsilon_{Ge} A E_P\} \qquad 7.2.$$

Da bi iz te formule mogli izračunati $p_{\gamma 1} * p_{\gamma 2}$ potrebno je odrediti, efikasnost za oba detektora ($\varepsilon_{Na}{}^P(2158), \varepsilon_g(347)$) i koincidentnu efikasnost (E_P).

b)ODREĐIVANJE EFIKASNOSTI DETEKTORA($\varepsilon_{Na}{}^P(2158), \varepsilon_G(347)$)

Efikasnost detektora je definisana na sledeći način:

$$\varepsilon = A/(A' p_\gamma) \qquad 7.3.$$

gde je A izmerena aktivnost, a A' je aktivnost koja se izračunava na dan merenja na osnovu poznate aktivnosti(A_O), a p_γ je apsolutna verovatnoća γ- prelaza.

Merenja smo izvršili 5.9.1991 godine, sa ^{60}Co koji je imao aktivnost A_O=6,8μCi(15.5.1970).
Period poluraspada ^{60}Co je:
$T_{1/2}$=5,271 god.=1923,915 dana
Ukupno vreme koje je prošlo do merenja:
t=7778 dana
Aktivnost izvora je definisan izrazom:

$$A' = A_O \exp\{-\ln 2\ t/T_{1/2}\} \qquad 7.4.$$

Ako ubacimo poznate vrednosti u ovaj izraz dobijamo da je aktivnost $A'=0{,}4\ \mu Ci=15262{,}5\ Bq$

Rezultati merenja su prikazani u sledećoj tabeli:

	$A(1173)s^{-1}$	$A(1332)s^{-1}$	t(s)	ε(1173)	ε(1332)
Ge	335,23	299,76	500	0,023	0,024
NaJ^P	323,45	303,07	500	0,022	0,021

Tab. br.9.

Naša merenja su izvršena na energiji od 1173keV-a i 1332keV-a. Međutim za nas je potrebno da znamo efikasnost NaJ-og detektora na 2158 keV i Ge-og detektora na 347 keV-u.

Ove vrednosti možemo proceniti na osnovu ranije izvršenih merenja.

$\varepsilon_{Na}{}^{P}$ je procenjen ekstrapolacijom na osnovu sledećih podataka*:

Izvor	$E\gamma$(keV)	$P\gamma$	A'(kBq)	A(odb./sec)	$\varepsilon*10^{-2}$
^{241}Am	59,5	0,357	403,4	86189,7	59,8
^{137}Cs	661,5	0,852	300,7	175863,4	68,6
^{60}Co	1252,8	2	57,2	27111,1	23,7

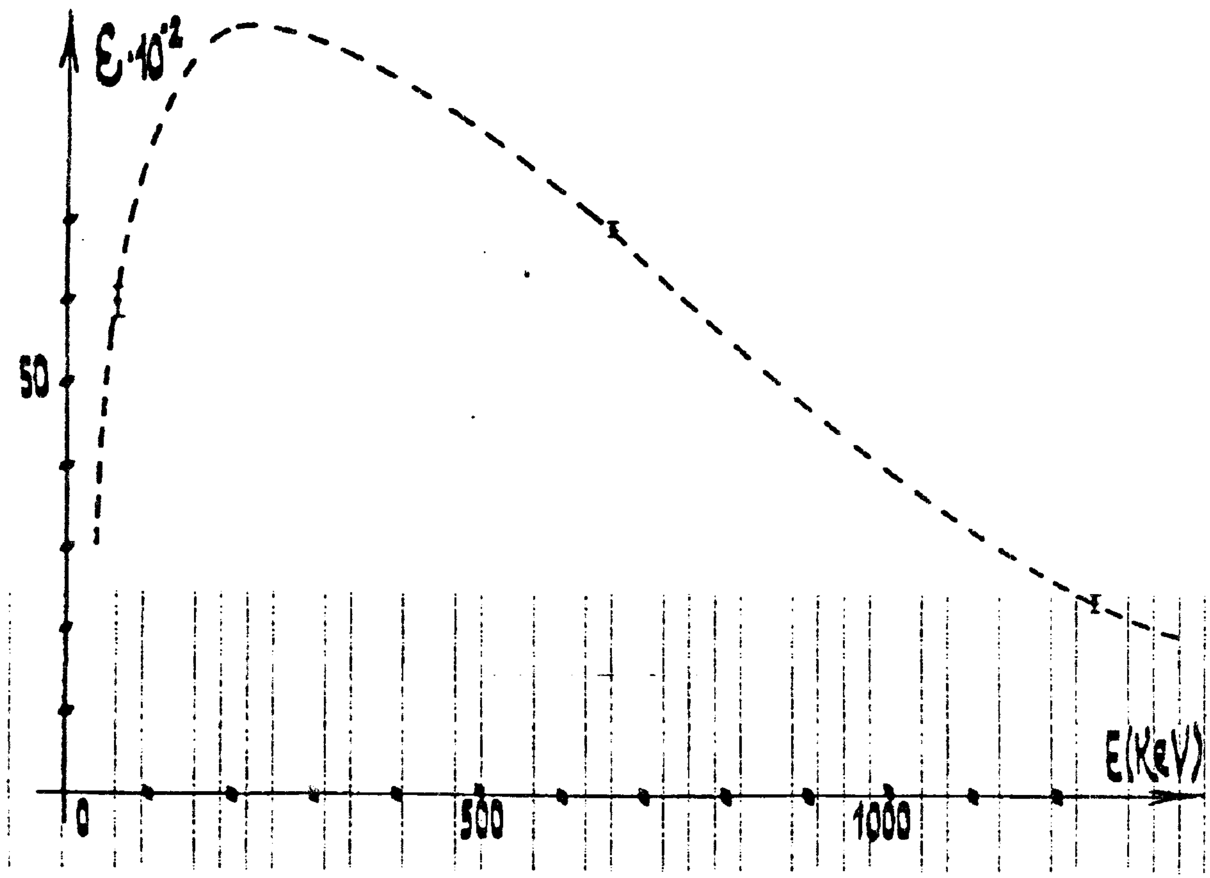
Tab. br. 10.

gde je $E\gamma$ energija zračenja,$p\gamma$ je gama prinos, A' je aktivnost izvora na dan merenja, A je odbroj u jedinici vremena(izmerena aktivnost),ε je efikasnost detektora.

* *Diplomski rad Petljanski Dragoslave*

Na osnovu prethodnih rezultata nacrtan je grafikon(sl.br.12).

Vrednost $\varepsilon_{Na}{}^{P}(2158)$ možemo proceniti ekstrapolacijom sa slike br.12.
$\varepsilon_{Na}{}^{P}(2158) \approx 0{,}1$



Slika br. 12

Efikasnost Ge-skog detektora na 347 keV-se može dobiti iz sledeće tabele:*

* *merenje izvršeno 09.12.1990.*

E_γ(keV)	$\varepsilon * 10^{-3}$
40	6,6
45	14,0
50	22,7
55	30,6
60	36,7
70	42,8
80	43
90	42
100	39
110	37
120	34,8
130	32,8
140	31,0
160	28,0
180	25,6
200	23,6
250	19,9
300	17,3
350	15,4
400	13,9
500	11,6
600	10,1
700	8,9
800	8,03
1000	6,71
1200	5,77
1400	5,08
1600	4,53
1800	4,09
2000	3,7

Tab. br.11.

Ova merenja su izvršena na rastojanju od 10 cm od izvora, a naša merenja na nultom rastojanju, tako da moramo i to uzeti u obzir, izračunavanjem korekcionog faktora, pomoću poznate vrednosti efikasnosti ($\varepsilon_{Ge}{}^{0}$(1173)=0,023).

Znači prvo moramo izračunati efikasnost kada je rastojanje 10 cm za 1173 keV-a. A to se dobije interpolacijom.

$$1000=a*6{,}71+b \qquad 7.\ 5.$$

$$1200=a*5{,}77+b \qquad 7.\ 6.$$

Iz ovog dobijamo koeficijent za parametre **a** i **b**

$$a=-212{,}76 \qquad 7.7.$$

$$b=2427{,}61 \qquad 7.8.$$

Sad možemo izračunati nepoznatu efikasnost.

$$\varepsilon_g^{10}(1173)=0{,}0059 \qquad 7.9.$$

Odnos efikasnosti na nultom rastojanju i na rastojanju od 10 cm:

$$k=\varepsilon_g^{10}(1173)/\varepsilon_g^{0}(1173)=0{,}0059/0{,}023=0{,}25\ 6 \qquad 7.10.$$

I to nam je korekcioni faktor.

Sad treba naći vrednost $\varepsilon_g^{10}(347)$ i podeliti sa **k**. $\varepsilon_g^{10}(347)$ nalazimo interpolacijom iz sledećih podataka:

$$300=a*17{,}3+b \qquad 7.11.$$

$$350=a*15{,}4+b \qquad 7.12.$$

Koeficijenti **a** i **b** su:

$$a=-26{,}3 \qquad 7.13.$$

$$b=755{,}26 \qquad 7.14.$$

Efikasnost na rastojanju od 10 cm za Ge detektor za 347 keV:

$$\varepsilon_g^{10}(347)=0{,}015 \qquad 7.15.$$

Na nultom rastojanju ta efikasnost je:

$$\varepsilon_g^{0}(347)=\varepsilon_g^{10}(347)/k \qquad 7.16.$$

$$\varepsilon_g^{0}(347)=0{,}015/0{,}256=0{,}059 \qquad 7.17.$$

Na ovaj način smo odredili nama potrebne efikasnosti.

a) ODREĐIVANJE KOINCIDENTNE EFIKASNOSTI

koincidentna efikasnost za prave koincidencije se određuje iz formule:

$$E_P=R_P^E/R_P \qquad 7.18.$$

Gde je R_P^E eksperimentalno dobijen broj pravih koincidencija, a R_P izračunata vrednost pravih koincidencija.

$$R_P = A * p\gamma(1173) * p\gamma(1332) * \varepsilon(1173) * \varepsilon(1332) \tag{7. 19.}$$

Rezultati merenja su prikazani u tabeli br.12.

	R_P	R_P^E	E_P
P	7,08	0,773	0,109

Tab.br.12.

Međutim moramo uzeti u obzir da su ova merenja izvršena sa kaskadom $4^+ \rightarrow 2^+ \rightarrow 0^+$, a ne sa našom$(4^+ \rightarrow 2^+ \rightarrow 0^+)$. Zbog toga možemo uzeti da je greška za koincidentnu efikasnost otprilike 10%. Na osnovu ovih podataka i formule 7.2 dobijeni su rezultati koji su prikazani u tabeli 13.

	Naš rezultat	Podatak iz: Nuclear Data Sheets	δ %	δ' %
$p\gamma 1 * p\gamma 1$	$1{,}28*10^{-5}$	$8{,}44*10^{-6}$	51	49
	$1{,}11*10^{-5}$	$8{,}44*10^{-6}$	31	33

Tab. br.13.

Greške za $\varepsilon_{Na}^P(2158)$ i $\varepsilon_{Ge}(347)$ su ≈10%. δ je relativno odstupanje imeđu dva rezultata (Nuclear Data Sheets).

$$\delta = \frac{\Delta}{(P_{\gamma 1} P_{\gamma 2})_{NDS}} = \frac{|P_{\gamma 1} P_{\gamma 2} - (P_{\gamma 1} P_{\gamma 2})_{NDS}|}{(P_{\gamma 1} P_{\gamma 2})_{NDS}} \tag{7. 20.}$$

δ' je srednja kvadratna greška u procentima

$$\delta' = \sqrt{\left(\frac{\partial P_{\gamma 1} P_{\gamma 2}}{\partial A_P}\right)^2 (\Delta A_P)^2 + \left(\frac{\partial P_{\gamma 1} P_{\gamma 2}}{\partial \varepsilon_{Na}^P(2158)}\right)^2 (\Delta \varepsilon_{Na}^P)^2 + \left(\frac{\partial P_{\gamma 1} P_{\gamma 2}}{\partial \varepsilon_g(347)}\right)^2 (\Delta \varepsilon_g)^2 + \left(\frac{\partial P_{\gamma 1} P_{\gamma 2}}{\partial A}\right)^2 (\Delta A)^2 + \left(\frac{\partial P_{\gamma 1} P_{\gamma 2}}{\partial \varepsilon_P}\right)^2 (\Delta \varepsilon_P)^2} \tag{7. 21.}$$

$$\delta' = P_{\gamma 1} P_{\gamma 2} \sqrt{\frac{1}{A_P^2}(\Delta A_P)^2 + \frac{1}{(\varepsilon_{Na}^P)^2}(\Delta \varepsilon_{Na}^P)^2 + \frac{1}{\varepsilon_g^2}(\Delta \varepsilon_g)^2 + \frac{1}{A^2}(\Delta A)^2 + \frac{1}{\varepsilon_P^2}(\Delta \varepsilon_P)^2}$$

Iz gore navedenih podataka vidimo da se naši rezultati razlikuju od rezultata ranijih merenja za ~40%, ali se u okviru eksperimentalne greške rezultati dobro slažu. Bolje poznavanje efikasnosti detekcije i koincidentne efikasnosti, kao i duže vreme merenja bi omogućilo određivanje $p_{\gamma 1}$ * $p_{\gamma 2}$ sa manjom greškom.

8. Zaljučak

U ovom diplomskom radu je izvršena analiza prirode pobuđenih stanja jezgra ^{60}Ni. Na osnovu postojećih eksperimentalnih podataka je pokazano da se niskoenergetska pobuđena stanja ovog jezgra mogu dobro opisati samo delom kolektivnih kvadrupolnih vibracija. Takođe izvršeno koincidentno merenje na kaskadi: $4^+ \rightarrow 2^{+'} \rightarrow 0^+$, i dokazano je da se prelazi od 347 i 2159 keV-a emituju u kaskadu. Izmereni su apsolutni intenziteti ovih prelaza i dobijeno je relativno dobro slaganje sa publikovanim rezultatima iz jednodetektorskih merenja. Ovim rezultatom je demonstrirana visoka osetljivost koincidentnog uređaja i pokazano je da se kalibracija uređaja sa intenzivnom kaskadom: $4^+ \rightarrow 2^+ \rightarrow 0^+$ može relativno dobro primeniti i na određivanje intenziteta kaskade drugih energija.

9. Literatura:

1. C. Michael Lederer, Wirginia S. Sherley: Table of Isotopes (Seventh edition) John Wiley & Sons, 1978

2. Walter E. Meyerhof: Elements of Nuclear Phisics

3. W. E. Burcham: Nuklearna fizika (uvod), Naučna knjiga, Beograd, 1974

4. Dr Lazar Marinkov: Osnovi nuklearne fizike, Novi Sad, 1976

5. Diplomski rad, Petljanski Dragoslava: Niskofonska primena 9" x 9" NaJ(Tl) detektora oblika jame, Novi Sad, 1991

6. Diplomski rad, Tomić Vesna: Određivanje karakteristika anti-komptonskog spektometra, Novi Sad, 1991

7. The electromagnetic interaction in Nuclear Spectroscopy, editor: W. D. Hamilton, North-Holland, 1975

8. *48* (1986) Nuclear Data Sheets.

9. B. L. Cohen: Concepc of Nuclear Physics, Mc Graw-Hill, New York, 1970

10. H. A. Enge: Introdukcion to Nuclear Physics, Addison-Wesley, London, 1969

11. M. A. Preston: Physics of the Nucleus, Addison-Wesley, London, 1965