

Spinsko-izospinska pobuđenja u atomskim jezgrama

Zorić, Maja

Master's thesis / Diplomski rad

2009

Degree Grantor / Ustanova koja je dodijelila akademski / stručni stupanj: **University of Zagreb, Faculty of Science / Sveučilište u Zagrebu, Prirodoslovno-matematički fakultet**

Permanent link / Trajna poveznica: <https://um.nsk.hr/um:nbn:hr:217:547161>

Rights / Prava: [In copyright](#) / [Zaštićeno autorskim pravom.](#)

Download date / Datum preuzimanja: **2024-04-16**



Repository / Repozitorij:

[Repository of the Faculty of Science - University of Zagreb](#)



SVEUČILIŠTE U ZAGREBU
PRIRODOSLOVNO-MATEMATICKI FAKULTET
FIZICKI ODSJEK

SMJER: DIPLOMIRANI INŽENJER FIZIKE

Maja Zorić

Diplomski rad

SPINSKO-IZOSPINSKA POBUĐENJA
U ATOMSKIM JEZGRAMA

Voditelj diplomskog rada: prof. dr. sc. Nils Paar

Zagreb, 2009.

Sadržaj

1	Uvod	3
2	Teorijski model	4
2.1	Relativistički Hartree-Bogoliubov model	4
2.2	Relativistička kvazičestična aproksimacija slučajnih faza	9
2.3	Mezon-nukleon funkcije vezanja ovisne o gustoći	11
3	Gamow-Tellerovi prijelazi	13
3.1	Uvod	13
3.2	Rezultati i rasprava	14
4	Spin-dipolni prijelazi	21
4.1	Uvod	21
4.2	Rezultati i rasprava	21
5	Neutronske omotač izotopa kositra	44
5.1	Uvod	44
5.2	Rezultati i rasprava	45
6	Zaključak	47

1 Uvod

U ovom radu želimo opisati kolektivna pobuđenja u atomskoj jezgri koja uključuju spinske i izospinske stupnjeve slobode, koristeći relativističku aproksimaciju slučajnih faza (RQRPA, **Relativistic Quasi-particle Random Phase Approximation**), baziranu na relativističkom Hartree-Bogoliubov modelu (RHB). Statička i dinamička svojstva srednje teških i teških jezgara s velikim brojem valentnih neutrona su najbolje opisana u okviru samosuglasnih relativističkih modela srednjeg polja (RMF, **Relativistic Mean Field Model**). U RMF pristupu promatra se pojedini nukleon u usrednjenom polju mezona kojeg generiraju preostali nukleoni. Koriste se globalne efektivne interakcije, prilagođene na empirička svojstva simetrične i asimetrične nuklearne materije, te na svojstva određenog skupa sferičnih jezgara. Karakteristike jezgara daleko od doline stabilnosti izrazito ovise o upotrebi efektivnog RMF Lagrangiana u ph (čestica-šupljina, **particle-hole**) kanalu, kao i o korelacijama sparivanja u pp (čestica-čestica, **particle-particle**) kanalu. RHB model omogućava ujedinjeni opis korelacija sparivanja i srednjeg polja. U RHB modelu osnovno stanje jezgre možemo opisati u kvazičestičnoj bazi, ili pak u kanonskoj bazi koja je lokalizirana i dijagonalizira matricu gustoće. RQRPA je ovdje formulirana u kanonskoj jednočestičnoj bazi. Da bi se zaobišli problemi u izovektorskom kanalu, nastali zbog uvođenja nelinearnog samodjelovanja mezonskih polja koje kvantitativno opisuje mnogočestične efekte, uvedena su mezon-nukleon vezanja ovisna o gustoći. Ona uvode dodatne članove preraspodjele u jednočestičnoj Diracovoj jednadžbi i u rezidualnoj RQRPA interakciji. RQRPA jednadžbe opisuju amplitude poništenja i kreacije kvazičestičnog ph para, te njegove energije.

Koristeći određene operatore, možemo promatrati kolektivne prijelaze različitog multipolariteta, spina i izospina, te izračunati raspodjele snage po energiji. Od glavnog interesa u ovom radu su Gamow-Tellerovi (GT) i spin-dipolni (SD) prijelazi, koji uključuju spinske i izospinske stupnjeve slobode. Nukleoni suprotno orijentiranih spinova mogu oscilirati u fazi i izvan faze ($S = 0$ i $S = 1$, spinska pobuđenja). Također, spinska pobuđenja mogu biti izovektorska ($T = 0$) i izoskalarna ($T = 1$). Oba prijelaza koja gledamo su spinsko-izospinska pobuđenja, s tim da u GT prijelazima nukleoni pri oscilacijama ne mijenjaju svoju orbitalnu kutnu količinu gibanja, dok je u SD prijelazima mijenjaju za $\Delta L = 1$. U okviru ovog rada izračunate su odzivne funkcije GT prijelaza, za jezgre ^{120}Sn , ^{132}Sn i ^{136}Sn . Proučavana je struktura pojedinih vrhova u odzivnoj funkciji za ^{120}Sn i ^{136}Sn . Zatim su izračunate odzivne funkcije SD prijelaza, za jezgre ^{90}Zr , ^{112}Sn , ^{116}Sn , ^{124}Sn , ^{128}Sn , ^{132}Sn , ^{136}Sn i ^{208}Pb , te su uspoređene s eksperimentalnim podacima. Također je proučavana struktura dominantnog rezonantnog i niskoležećeg vrha za izotope kositra daleko od doline stabilnosti (^{124}Sn , ^{128}Sn , ^{132}Sn i ^{136}Sn). U zadnjem dijelu rada prikazana je ovisnost veličine neutronskeg omotača o položaju centroida SD odzivne snage, te usporedba eksperimentalne i teorijske ovisnosti veličine neutronskeg omotača o masenom broju.

2 Teorijski model

2.1 Relativistički Hartree-Bogoliubov model

Relativistički Hartree-Bogoliubov model je definiran na razini Lagrangiana kojeg možemo podijeliti u tri glavna dijela:

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_N + \mathcal{L}_M + \mathcal{L}_{int}. \quad (1)$$

Prvi član je nukleonski član slobodnog fermionskog polja:

$$\mathcal{L}_N = \bar{\psi}(i\gamma^\mu \partial_\mu - M)\psi, \quad (2)$$

gdje je M masa nukleona. Drugi član u (1) predstavlja sumu doprinosa slobodnih bozonskih polja:

$$\mathcal{L}_\sigma = \frac{1}{2}(\partial_\mu \sigma \partial^\mu \sigma - m_\sigma^2 \sigma^2) \quad (3)$$

$$\mathcal{L}_\omega = \frac{1}{2}(\Omega_{\mu\nu} \Omega^{\mu\nu} - m_\omega^2 \omega^\mu \omega_\mu) \quad (4)$$

$$\mathcal{L}_\rho = \frac{1}{2}(\vec{R}_{\mu\nu} \vec{R}^{\mu\nu} - m_\rho^2 \vec{\rho}^\mu \vec{\rho}_\mu) \quad (5)$$

$$\mathcal{L}_A = -\frac{1}{2}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu}. \quad (6)$$

Izovektorska polja su prikazana s oznakom vektora. Tenzori polja koji se pojavljuju u gornjem izrazu su, za polja ω -mezona, ρ -mezona i fotona:

$$\Omega^{\mu\nu} = \partial^\mu \omega^\nu - \partial^\nu \omega^\mu \quad (7)$$

$$\vec{R}^{\mu\nu} = \partial^\mu \vec{\rho}^\nu - \partial^\nu \vec{\rho}^\mu \quad (8)$$

$$F^{\mu\nu} = \partial^\mu A^\nu - \partial^\nu A^\mu. \quad (9)$$

Treći član opisuje interakciju mezona i nukleona:

$$\mathcal{L}_{int} = -g_\sigma \bar{\psi} \sigma \psi - g_\omega \bar{\psi} \gamma_\mu \omega^\mu \psi - g_\rho \bar{\psi} \gamma_\mu \vec{\tau} \vec{\rho}^\mu \psi - e \bar{\psi} \gamma_\mu A^\mu \psi. \quad (10)$$

Mase mezona $m_\sigma, m_\omega, m_\rho$, te faktori vezanja $g_\sigma, g_\omega, g_\rho$ su slobodni parametri modela, koji su za potrebe istraživanja u ovom radu prilagođeni na svojstva beskonačne nuklearne materije i osnovnih stanja određenog skupa konačnih jezgri. Treba napomenuti da polje izovektorskog pseudoskalaranog π -mezona lomi paritet, te ga se ne uzima u obzir na Hartreevoj razini aproksimacije. π -mezon je posrednik sile dugog doseg a i mora biti eksplicitno uveden u opisivanju sparivanja za jezgre s otvorenim ljuskama, kao i na Hartree-Fockovoj razini aproksimacije. Iako bi izmjena dvaju ili parnog broja π -mezona dala dobar paritet, ipak se preferira umjesto toga uvođenje fenomenološkog izoskalaranog skalarnog σ -mezona, koji prenosi silu srednjeg doseg a. Izoskalaran vektorski ω -mezon prenosi silu kratkog doseg a, dok izovektorski vektorski ρ -mezon omogućuje izospinsku ovisnost nuklearne sile. Osim navedenih mezonskih polja, u ref. [2] se razmatra uvođenje interakcije posredstvom izovektorskog skalarnog δ -mezona. Međutim, eksperimentalni rezultati u okviru proučavanja spin-orbit cijepanja, te teorijski rezultati u okviru proučavanja DDRH

modela (Density Dependent Relativistic Hadron field theory) ne opravdavaju njegovo uvođenje. Još jedan problem, naveden u ref. [3] je nepoznavanje relativnih doprinosa vektorske i skalarne snage u izovektorskom kanalu na temelju svojstava osnovnog stanja jezgre. No izračuni karakteristika raznih multipolnih pobudjenja, te njihova usporedba s eksperimentom, bi mogli postaviti dodatna ograničenja na konstante vezanja za dodatne mezone.

Velika većina istraživanja u prošlom stoljeću je pokazala da je uključanje nelinearnih članova samodjelovanja, kao što je u ref. [1] učinjeno sa σ -mezonom, nužno za opis osnovnog stanja sferičnih i deformiranih jezgara. No ograničenja tog pristupa nastaju u slabom postavljanju granica na izovektorski kanal, kao i sustavno precjenjivanje razlike srednjeg radijusa protonske i neutronske raspodjele u jezgrama, te neispravno reproduciranje jednadžbe stanja za beskonačnu neutronska materiju [2]. Uspješna alternativa uvođenju nelinearnih samodjelovanja je teorija s funkcijama vezanja eksplicitno ovisnima o gustoći medija.

Dinamika sustava je određena varijacijskim principom, koji vodi na Euler-Lagrangeove jednadžbe:

$$\partial_\mu \left(\frac{\mathcal{L}}{\partial(\partial_\mu q_i)} \right) - \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial q_i} = 0. \quad (11)$$

Ovdje su generalizirane koordinate q_i nukleonska i mezonska polja. Variranjem Lagrangiana (1) s obzirom na ψ dobivamo jednočestičnu Diracovu jednadžbu:

$$[\gamma^\mu (i\partial_\mu - \Sigma_\mu) - (m - \Sigma)]\psi = 0. \quad (12)$$

Vektorski Σ_μ i skalarni Σ članovi u jednočestičnoj Diracovoj jednadžbi su:

$$\Sigma = g_\sigma \sigma \quad (13)$$

$$\Sigma_\mu = g_\omega \omega_\mu + g_\rho \vec{\rho}^\mu \vec{\tau} + e \frac{1 - \tau_3}{2} A_\mu + \Sigma_\mu^R. \quad (14)$$

Kako su u ovom pristupu funkcije vezanja funkcionali operatora barionskih polja, njihovo variranje s obzirom na te operatore ima za posljedicu pojavu dodatnog člana preraspodjele Σ_μ^R u vektorskom članu jednočestične Diracove jednadžbe:

$$\Sigma_\mu^R = \frac{j_\mu}{\rho_v} \left(\frac{\partial g_\omega}{\partial \rho_v} \bar{\psi} \gamma^\nu \psi \omega_\nu + \frac{\partial g_\rho}{\partial \rho_v} \bar{\psi} \gamma^\nu \vec{\tau} \psi \vec{\rho}_\nu + \frac{\partial g_\sigma}{\partial \rho_v} \bar{\psi} \psi \sigma \right). \quad (15)$$

Ovdje je upotrijebljena pretpostavka ovisnosti funkcija vezanja o vektorskoj gustoći:

$$\rho_v = \sqrt{j_\mu j^\mu}, \quad j_\mu = \bar{\psi} \gamma_\mu \psi. \quad (16)$$

Ovisnost o vektorskoj gustoći ima prednost pred ovisnošću o skalarnoj gustoći $\bar{\psi} \psi$, zbog boljeg reproduciranja rezultata za poznate jezgre, te pružanja direktnije povezanosti vektorskog i skalarnog člana dobivenog u (15) s rezultatom Dirac-Bruecknerovog računa [2]. Uvođenjem aproksimacije srednjeg polja pretpostavljamo da se nukleoni ponašaju kao nezavisne čestice u srednjem polju mezona, pri čemu zanemarujemo kvantne fluktuacije polja aproksimirajući ih srednjim vrijednostima. Tada Diracova jednadžba (12) vrijedi za

svaki nukleon posebno. Variranjem (1) po mezonskim poljima dobivamo Klein-Gordonove jednađbe s raznim gustoćama i strujama kao izvorima,

$$(\partial_\mu \partial^\mu + m_\sigma^2)\sigma = -g_\sigma \rho_s \quad (17)$$

$$(\partial_\mu \partial^\mu + m_\omega^2)\omega^\mu = -g_\omega j^\mu \quad (18)$$

$$(\partial_\mu \partial^\mu + m_\rho^2)\rho^\mu = -g_\rho \vec{j}^\mu \quad (19)$$

$$\partial_\nu \partial^\nu A^\mu = e j_c^\mu. \quad (20)$$

Skalarna gustoća, te vektorska, izovektorska i elektromagnetska struja su redom definirane sa:

$$\rho_s(\mathbf{r}, t) = \sum_i^A \bar{\psi}_i(\mathbf{r}, t) \psi_i(\mathbf{r}, t) \quad (21)$$

$$j^\mu(\mathbf{r}, t) = \sum_i^A \bar{\psi}_i(\mathbf{r}, t) \gamma^\mu \psi_i(\mathbf{r}, t) \quad (22)$$

$$\vec{j}^\mu(\mathbf{r}, t) = \sum_i^A \bar{\psi}_i(\mathbf{r}, t) \gamma^\mu \vec{\tau} \psi_i(\mathbf{r}, t) \quad (23)$$

$$j_c^\mu(\mathbf{r}, t) = \sum_i^A \bar{\psi}_i(\mathbf{r}, t) \gamma^\mu \frac{1}{2} \tau_3 \psi_i(\mathbf{r}, t). \quad (24)$$

Gornje sume računaju se u tzv. "no-sea" aproksimaciji, gdje se ne uzimaju u obzir negativna stanja Diracovog mora. Uključenje tih stanja vodi na divergencije, koje se mogu otkloniti za beskonačnu nuklearnu materiju renormalizacijom, dok se za konačne jezgre mora prilagodbom parametara "no-sea" Lagrangiana na poznate eksperimentalne podatke "oponašati" polarizacija vakuuma, o čemu je više napisano u ref. [1]. Ovisno o gornjem indeksu A možemo računati svojstva beskonačne i konačne nuklearne materije. Nezauzeta stanja u Diracovom moru se uzimaju u obzir u vremenskoj evoluciji nuklearnog sustava, u prisustvu harmoničke smetnje, tj. RPA računu. Klein-Gordonove jednađbe uključuju pretpostavku zanemarivanja efekata retardacije, što je opravdano za velike mezonske mase. Rješenja jednađbi (17-20) su dana s:

$$\sigma(\mathbf{r}, t) = \int g_\sigma(\rho_v) D_\sigma(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \rho_s(\mathbf{r}', t) d^3 r' \quad (25)$$

$$\omega_\mu(\mathbf{r}, t) = \int g_\omega(\rho_v) D_\omega(\mathbf{r}, \mathbf{r}') j_\mu(\mathbf{r}', t) d^3 r' \quad (26)$$

$$\vec{\rho}_\mu(\mathbf{r}, t) = \int g_\rho(\rho_v) D_\rho(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \vec{j}_\mu(\mathbf{r}', t) d^3 r' \quad (27)$$

$$A_\mu(\mathbf{r}, t) = e \int D_c(\mathbf{r}, \mathbf{r}') j_{\mu c}(\mathbf{r}', t) d^3 r'. \quad (28)$$

Propagatori u integralima su Yukawini:

$$D_\phi(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = \frac{1}{4\pi} \frac{e^{-m_\phi |\mathbf{r} - \mathbf{r}'|}}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|}. \quad (29)$$

Ovdje je $\phi = \sigma, \omega, \rho, c$. U osnovnom stanju, zbog sačuvanja naboja, doprinosi samo treća komponenta izovektorskog ρ -mezona. Za parno-parnu jezgru iščezavaju prostorni dijelovi mezonskih polja i jednačbe (17-20) postaju:

$$(-\Delta + m_\sigma)\sigma(\mathbf{r}) = -g_\sigma\rho_s(\mathbf{r}) \quad (30)$$

$$(-\Delta + m_\omega)\omega(\mathbf{r}) = -g_\omega\rho_s(\mathbf{r}) \quad (31)$$

$$(-\Delta + m_\rho)\rho_3(\mathbf{r}) = -g_\rho(\rho_n(\mathbf{r}) - \rho_p(\mathbf{r})) \quad (32)$$

$$-\Delta A_0(\mathbf{r}) = e^2\rho_c(\mathbf{r}). \quad (33)$$

Kako bismo opisali jezgre s otvorenim ljuskama nužno je poznavati korelacije sparivanja. Kod jezgara u blizini doline stabilnosti, dobra je BCS aproksimacija konačnog procjepa $\Delta = 0.5(E(N+2) - E(N+1) - (E(N+1) - E(N)))$ za određivanje polja sparivanja [1, 2]. Relativistička Hartree-Bogoliubova teorija (RHB) objedinjuje utjecaj samosuglasnog srednjeg polja (koje opisuje sve ph korelacije) i sparivanja (koje opisuje pp korelacije). Osnovno stanje u RHB modelu je reprezentirano kao vakuum s obzirom na kvazičestične operatore. Da bismo jedinstveno konstruirali takvo stanje, ono mora biti produkt nezavisnih kvazičestičnih operatora [4]. RHB jednačbe određuju koeficijente U i V koji definiraju transformaciju između kvazičestičnih i čestičnih operatora:

$$\begin{pmatrix} \beta \\ \beta^+ \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} U^+ & V^+ \\ V^\top & U^\top \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c \\ c^+ \end{pmatrix}. \quad (34)$$

Ovdje su $\beta = (\beta_1 \dots \beta_M)$ i analogno β^+ kvazičestični operatori, dok su c i c^+ čestični operatori. Transformacija djeluje u $2M$ - dimenzionalnom prostoru. Zahtjev da kvazičestični operatori zadovoljavaju komutacijske relacije nameće unitarnost na matricu transformacije. Pretpostavljamo da je RHB stanje aproksimacija egzaktnog Hamiltonijana [4]:

$$H = \sum_{l_1, l_2} t_{l_1 l_2} c_{l_1}^+ c_{l_2} + \frac{1}{4} \sum_{l_1, l_2, l_3, l_4} \bar{v}_{l_1 l_2 l_3 l_4} c_{l_1}^+ c_{l_2}^+ c_{l_3} c_{l_4}. \quad (35)$$

Na gornji Hamiltonijan primjenjujemo varijacijski postupak. Za probnu funkciju uzimamo stanje [4]:

$$|\Phi'\rangle = \exp\left(\sum_{k < k'} Z_{kk'} \beta_k^+ \beta_{k'}^+\right) |\Phi_{RHB}\rangle. \quad (36)$$

Ovdje su $Z_{kk'}$ nezavisni koeficijenti varijacijskog postupka. Tako dobivamo uvjet:

$$\left. \frac{\partial}{\partial Z_{kk'}^*} \frac{\langle \Phi' | H | \Phi' \rangle}{\langle \Phi' | \Phi' \rangle} \right|_{Z=0} = \langle \Phi_{RHB} | [\beta_{k'}^+ \beta_k, H] | \Phi_{RHB} \rangle = 0. \quad (37)$$

Za uvjet minimuma u $Z = 0$ je nužno da matrica stabilnosti δ bude pozitivno definitna:

$$\delta = \begin{pmatrix} A & B \\ B^* & A^* \end{pmatrix} \quad (38)$$

$$A_{kk' ll'} = \langle \Phi_{RHB} | [\beta_{k'}^+ \beta_k, [H, \beta_l^+ \beta_{l'}^+]] | \Phi_{RHB} \rangle \quad (39)$$

$$B_{kk' ll'} = \langle \Phi_{RHB} | [\beta_{k'}^+ \beta_k, [H, \beta_{l'} \beta_l]] | \Phi_{RHB} \rangle. \quad (40)$$

Uz uvjet (37) dodajemo zahtjev za dijagonalizacijom člana $H_{k_1 k_2}^{11}$ u razvoju kvazičestičnog Hamiltonijana (35):

$$H = H_0 + \sum_{k_1 k_2} H_{k_1 k_2}^{11} \beta_{k_1}^+ \beta_{k_2} + \sum_{k_1 < k_2} (H_{k_1 k_2}^{20} \beta_{k_1}^+ \beta_{k_2}^+ + h.c. + H_{int}). \quad (41)$$

Ta dva uvjeta daju HFB (Hartree-Fock-Bogoliubov) jednadžbe:

$$\begin{pmatrix} \hat{h}_D - m - \lambda & \hat{\Delta} \\ -\hat{\Delta}^* & -\hat{h}_D + m + \lambda \end{pmatrix} \begin{pmatrix} U_k(\mathbf{r}) \\ V_k(\mathbf{r}) \end{pmatrix} = E_k \begin{pmatrix} U_k(\mathbf{r}) \\ V_k(\mathbf{r}) \end{pmatrix}. \quad (42)$$

Ovdje su $U_k(\mathbf{r})$ i $V_k(\mathbf{r})$ stupci matrice adjungirane matrici u jednadžbi (34), $\hat{h}_D$ jednočestični Diracov Hamiltonijan, dok je m masa nukleona. Kemijski potencijal λ je određen iz uvjeta na broj čestica u osnovnom stanju sustava. Izvori u jednadžbama (17-20) su dani pomoću koeficijenata V_k ili barionskih amplituda:

$$\rho_s(\mathbf{r}) = \sum_{E_k > 0} V_k^\dagger(\mathbf{r}) \gamma^0 V_k(\mathbf{r}) \quad (43)$$

$$\rho_v(\mathbf{r}) = \sum_{E_k > 0} V_k^\dagger(\mathbf{r}) V_k(\mathbf{r}) \quad (44)$$

$$\rho_n(\mathbf{r}) - \rho_p(\mathbf{r}) = \sum_{E_k > 0} V_k^\dagger(\mathbf{r}) \tau_3 V_k(\mathbf{r}) \quad (45)$$

$$\rho_c(\mathbf{r}) = \sum_{E_k > 0} V_k^\dagger(\mathbf{r}) \frac{1 - \tau_3}{2} V_k(\mathbf{r}). \quad (46)$$

Za potencijal sparivanja $\hat{\Delta}$ imamo:

$$\hat{\Delta}_{ll'}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = \frac{1}{2} \sum_{qq'} \bar{v}_{ll'qq'}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) \kappa_{qq'}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2), \quad (47)$$

gdje su l, l', q i q' Diracovi indeksi. $\kappa_{qq'}$ je tenzor sparivanja ili anomalna gustoća:

$$\kappa_{ll'} = \langle \Phi_{RHB} | c_{l'} c_l | \Phi_{RHB} \rangle = \sum_{E_k > 0} V_{l'k}^*(\mathbf{r}) U_{lk}(\mathbf{r}). \quad (48)$$

$\bar{v}_{ll'qq'}$ su matrični elementi opće dvočestične interakcije vidljivi u Hamiltonijanu (35). U ref. [1] RHB jednadžbe su izvedene metodom Greenovih funkcija, uz upotrebu kvantizacije mezonskih polja. U prvim primjenama RHB teorije upotrebljavali su se isti parametri mezonskog polja u pp i ph kanalu. Istovremeno korištenje nelinearnih samointerakcija vodilo je na prejake korelacije sparivanja zbog nepostojanja gornje granične količine gibanja za takvu silu [2]. Kako je upotreba potencijala sparivanja sa parametrom ograničenja količine gibanja (Bonnov potencijal, više u ref. [1]) presložena za primjenu na konačnim jezgrama, u ovom radu je upotrijebljen fenomenološki Gogny potencijal u pp kanalu:

$$V^{pp}(1, 2) = \sum_{i=1,2} e^{-((\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2)/\mu_i)^2} (W_i + B_i P^\sigma - H_i P^\tau - M_i P^\sigma P^\tau), \quad (49)$$

gdje su μ_i, W_i, B_i, H_i i M_i slobodni parametri modela čije vrijednosti su dane u ref. [5]. Kako kvazičestične valne funkcije imaju male i velike komponente, potencijal sparivanja se može zapisati kao:

$$\begin{pmatrix} \hat{\Delta}_{++} & \hat{\Delta}_{+-} \\ \hat{\Delta}_{-+} & \hat{\Delta}_{--} \end{pmatrix}. \quad (50)$$

Pokazano je, koristeći relativističke potencijale s parametrom ograničenja količine gibanja, da su nedijagonalni članovi $\hat{\Delta}_{+-}$ i $\hat{\Delta}_{-+}$ zanemarivi prema nedijagonalnim članovima u Diracovom potencijalu $\hat{h}_D$. Kako su efekti sparivanja definirani u uskom energijskom prozoru oko Fermijeve površine, također možemo zanemariti i komponentu $\hat{\Delta}_{--}$ [2], pa preostaju samo Δ_{++} članovi koji uključuju velike komponente valnih funkcija.

2.2 Relativistička kvazičestična aproksimacija slučajnih faza

U prijašnjem odjeljku smo opisali pp i ph korelacije osnovnog stanja. Ono je bilo opisano u kvazičestičnoj bazi, kao produkt nezavisnih kvazičestičnih stanja. No osnovno stanje je moguće zapisati i u kanonskoj bazi, koja dijagonalizira matricu gustoće :

$$\rho_W = \langle \Phi | c_l^\dagger c_{l'} | \Phi \rangle. \quad (51)$$

Relativističkom kvazičestičnom aproksimacijom slučajnih faza (RQRPA, **R**elativistic **Q**asi-particle **R**andom **P**hase **A**pproximation) želimo opisati kolektivna pobuđenja ne samo u stabilnim jezgrama, nego i u slabo vezanim jezgrama udaljenim od doline stabilnosti. Tada je kanonska baza osobito pogodna jer dvočestični konfiguracijski prostor uključuje oba nukleona u vezanim stanjima, jednog u vezanom stanju i jednog u kontinuumu, te oba nukleona u kontinuumu. U konfiguracijski prostor moramo uključiti i stanja negativne energije u Diracovom moru, kako bi konfiguracijski prostor bio potpun. Pokazano je da je uključivanje Diracovog mora nužno za ispravno reproduciranje Ikedinog pravila sume RQRPA snage [5] za Gamow-Tellerove (GT) prijelaze. Kao i u RHB računu, u RQRPA pristupu samosuglasno koristimo interakciju sa nukleon-mezon verteks funkcijama ovisnim o vektorskoj gustoći, jer se poboljšavaju rezultati u izovektorskim kanalima te se dobiva bolja veza s mikroskopskim svojstvima nukleon-nukleon interakcija. Također se pokazalo da je upotreba interakcija ovisnih o gustoći dobra za opisivanje izospinski asimetrične materije, neutronske materije te jezgara udaljenih od doline stabilnosti [5]. To se odnosi i na parametrizaciju efektivne interakcije DD-ME2 koja je korištena u ovom radu. Parametrizacija DD-ME2 je dobivena zahtjevom da se reproduciraju svojstva simetrične i asimetrične nuklearne materije, te energije vezanja, radijusi naboja i radijusi raspodjele neutrona u 12 jezgara [6]. Eksplicitna ovisnost o gustoći uvodi članove preraspodjele u rezidualnoj dvočestičnoj interakciji, koja je od velikog značaja za kvantitativni opis pobuđenih stanja. Iako u Hartreevoj aproksimaciji doprinosa π -mezona nema zbog sačuvanja pariteta, on ipak postoji u pobuđenjima sa spinskim stupnjevima slobode.

U izvođenju RQRPA jednadžbi koristimo tzv. metodu jednadžbi gibanja. Definiramo operatore Q_ν^+ i Q_ν na slijedeći način:

$$|\nu\rangle = Q_\nu^+ |0\rangle \quad Q_\nu |0\rangle = 0. \quad (52)$$

Ovdje su $|\nu\rangle$ svojstvena stanja kvazičestičnog hamiltonijana (41). Jednadžba gibanja za operator Q_ν^+ je:

$$[h, Q_\nu^+]|0\rangle = (E_\nu - E_0)Q_\nu^+|0\rangle. \quad (53)$$

Množimo gornju jednadžbu slijeva proizvoljnim stanjem oblika $\langle 0|\delta Q$:

$$\langle 0|[\delta Q, [h, Q_\nu^+]]|0\rangle = (E_\nu - E_0)\langle 0|[\delta Q, Q_\nu^+]|0\rangle. \quad (54)$$

Najopćenitija forma operatora Q_ν^+ uključuje operatore stvaranja i poništavanja kvazičestičnih ph parova, čime se uzimaju u obzir 2p-2h korelacije [4]:

$$Q_\nu^+ = \sum_{mi} X_{mi}^\nu \beta_m^+ \beta_i - \sum_{mi} Y_{mi}^\nu \beta_i^+ \beta_m. \quad (55)$$

Ovdje je s m označeno h -stanje, a s i p -stanje. RQRPA stanje definiramo kao vakuum operatora Q_ν :

$$Q_\nu|RQRPA\rangle = 0. \quad (56)$$

Iz jednadžbe (54) dobivamo dva skupa jednadžbi:

$$\langle RQRPA|[\beta_i^+ \beta_m, [H, Q_\nu^+]]|RQRPA\rangle = E_\nu \langle RQRPA|[\beta_i^+ \beta_m, Q_\nu^+]|RQRPA\rangle \quad (57)$$

$$\langle RQRPA|[\beta_m^+ \beta_i, [H, Q_\nu^+]]|RQRPA\rangle = E_\nu \langle RQRPA|[\beta_m^+ \beta_i, Q_\nu^+]|RQRPA\rangle. \quad (58)$$

Amplitude X_{mi}^ν i Y_{mi}^ν imaju značenje vjerojatnosti pronalaženja stanja $\beta_m^+ \beta_i|0\rangle$ i $\beta_i^+ \beta_m|0\rangle$ u pobuđenom stanju $|\nu\rangle$. Jednadžbe (57) i (58) možemo napisati u kompaktnoj formi:

$$\begin{pmatrix} A & B \\ B^* & A^* \end{pmatrix} \begin{pmatrix} X^\nu \\ Y^\nu \end{pmatrix} = E_\nu \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} X^\nu \\ Y^\nu \end{pmatrix}. \quad (59)$$

Ovdje su matrice A i B u *kanonskoj* bazi:

$$\begin{aligned} A_{pn,p'n'} &= H_{pp'}^{11} \delta_{nn'} + H_{nn'}^{11} \delta_{pp'} + (u_p v_n u_{p'} v_{n'} + v_p u_n v_{p'} u_{n'}) V_{pn'np'}^{ph} \\ &\quad + (u_p u_n u_{p'} u_{n'} + v_p v_n v_{p'} v_{n'}) V_{pn'p'n'}^{pp} \\ B_{pn,p'n'} &= (-1)^{j_{p'} - j_{n'} + J} (u_p v_n v_{p'} u_{n'} + v_p u_n u_{p'} v_{n'}) V_{pp'nn'}^{ph} \\ &\quad - (u_p u_n v_{p'} v_{n'} + v_p v_n u_{p'} u_{n'}) V_{pn'p'n'}^{pp}. \end{aligned} \quad (60)$$

J je ukupna kutna količina gibanja pobuđene jezgre, a zbog rotacione invarijantnosti nuklearnog sustava možemo smatrati da su kvazičestični parovi vezani uz dobru ukupnu kutnu količinu gibanja. Sa p, p' i n, n' su označena protonska i neutronska kanonska stanja. Amplitude zauzimanja stanja u_κ, v_κ su svojstvene vrijednosti matrice gustoće. Kako kanonska baza ne dijagonalizira Diracov jednočestični Hamiltonijan srednjeg polja i polje sparivanja, pojavljuju se nedijagonalni elementi $H_{nn'}^{11}$ i $H_{pp'}^{11}$ koji su definirani u (41). Zapisani preko polja koja se pojavljuju u RHB računu dani su s:

$$H_{\kappa\kappa'}^{11} = (u_\kappa u_{\kappa'} - v_\kappa v_{\kappa'}) h_{\kappa\kappa'} - (u_\kappa v_{\kappa'} - v_\kappa u_{\kappa'}) \Delta_{\kappa\kappa'}. \quad (61)$$

Interakcije koje uključuju spinske i izospinske stupnjeve slobode opisujemo izmjenama ρ - i π -mezona. ph rezidualna interakcija u PN(Proton Neutron)-RQRPA se dobiva iz gustoće Lagrangiana [5]:

$$\mathcal{L}_{\pi^+\rho}^{int} = -g_\rho \bar{\psi} \gamma^\mu \vec{\rho}_\mu \vec{\tau} \psi - \frac{f_\pi}{m_\pi} \bar{\psi} \gamma_5 \gamma^\mu \partial_\mu \vec{\pi} \vec{\tau} \psi. \quad (62)$$

Rezidualna interakcija je, nakon uzimanja u obzir ovisnosti ρN interakcije o vektorskoj gustoći, dana s:

$$V(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = \vec{\tau}_1 \vec{\tau}_2 (\beta \gamma^\mu)_1 (\beta \gamma^\mu)_2 g_\rho [\rho_v(\mathbf{r}_1)] [\rho_v(\mathbf{r}_2)] D_\rho(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) - \left(\frac{f_\pi}{m_\pi} \right) \vec{\tau}_1 \vec{\tau}_1 (\Sigma_1 \nabla_1) (\Sigma_2 \nabla_2) D_\pi(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2). \quad (63)$$

Pri tome je uzeto u obzir da u kanalu izmjene naboja ("charge exchange") nestaje doprinos izoskalarne gustoće osnovnog stanja. D_ϕ predstavlja mezonski propagator:

$$D_\phi = \frac{1}{4\pi} \frac{e^{-m_\phi |\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_2|}}{|\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_2|}. \quad (64)$$

Zbog derivacija u πN vezanju, nužno je uvesti Landau-Migdalov član, koji opisuje kontaktni dio NN interakcije:

$$V_{\delta\phi} = g' \left(\frac{f_\pi}{m_\pi} \right) \vec{\tau}_1 \vec{\tau}_2 \Sigma_1 \Sigma_2 \delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2). \quad (65)$$

Za parametrizaciju DD-ME2 koristimo $g' \approx 0.52$ jer ta vrijednost najbolje reproducira GT energije. Za pseudovektorsko πN vezanje izabiremo standardne konstante:

$$m_\pi = 138.0 \text{ MeV} \quad \frac{f_\pi^2}{4\pi} = 0.08. \quad (66)$$

U RHB računu koristili smo u pp kanalu fenomenološki Gognyjev potencijal sparivanja (49), a isti ćemo primijeniti u $T = 1$ kanalu PN-RQRPA.

2.3 Mezon-nukleon funkcije vezanja ovisne o gustoći

U fenomenološkom pristupu verteks funkcije vezanja σ - i ω - mezona sa nukleonima opisane su ovisnošću:

$$g_i(\rho) = g_i(\rho_{sat}) f_i(x) \quad i = \sigma, \omega. \quad (67)$$

Ovdje je:

$$f_i(x) = a_i \frac{1 + b_i(x + d_i)^2}{1 + c_i(x + d_i)^2} \quad x = \rho / \rho_{sat}. \quad (68)$$

8 realnih parametara u navedenoj funkciji nije nezavisno. Postoji pet uvjeta koji reduciraju broj nezavisnih parametara na 3 [6]:

$$\begin{aligned} f_i(1) &= 1 \\ f''_\sigma(1) &= f''_\omega(1) \\ f''_i(0) &= 0. \end{aligned} \quad (69)$$

Tri dodatna parametra u izoskalaranom kanalu su $g_\sigma(\rho_{sat})$, $g_\omega(\rho_{sat})$ i m_σ . Za ρ mezon-nukleon vezanje iz Dirac-Bruecknerovog računa za asimetričnu materiju dobivamo ovisnost:

$$g_\rho(\rho) = g_\rho(\rho_{sat}) \exp(-a_\rho(x - 1)). \quad (70)$$

Izovektorski kanal je parametriziran sa $g_\rho(\rho_{sat})$ i a_ρ . Tablica 1 prikazuje vrijednosti parametara korištenih za potrebe istraživanja u ovom radu, dobivene prilagodbom modela na svojstva simetrične i asimetrične materije te energije vezanja, radijuse naboja i radijuse neutronske raspodjele 12 sferičnih jezgara [6].

m_σ	550.1238	c_σ	1.7057
m_ω	783.0000	d_σ	0.4421
m_ρ	763.0000	a_ω	1.3892
$g_\sigma(\rho_{sat})$	10.5396	b_ω	0.9240
$g_\omega(\rho_{sat})$	13.0189	c_ω	1.4620
$g_\rho(\rho_{sat})$	3.6836	d_ω	0.4775
a_σ	1.3881	a_ρ	0.5647
b_σ	1.0943		

Tablica 1: Parametri efektivne interakcije DD-ME2.

3 Gamow-Tellerovi prijelazi

3.1 Uvod

Gamow-Tellerov prijelaz dobivamo djelovanjem operatora $Q_{J^\pi, \mu}$ na osnovno stanje jezgre:

$$Q_{1^+, \mu} = \sum_{i=1}^A [Y_{00}(\mathbf{r}_i) \vec{\sigma}(i)]_1 \tau_\mu(i); \quad \mu = 0, \pm 1. \quad (71)$$

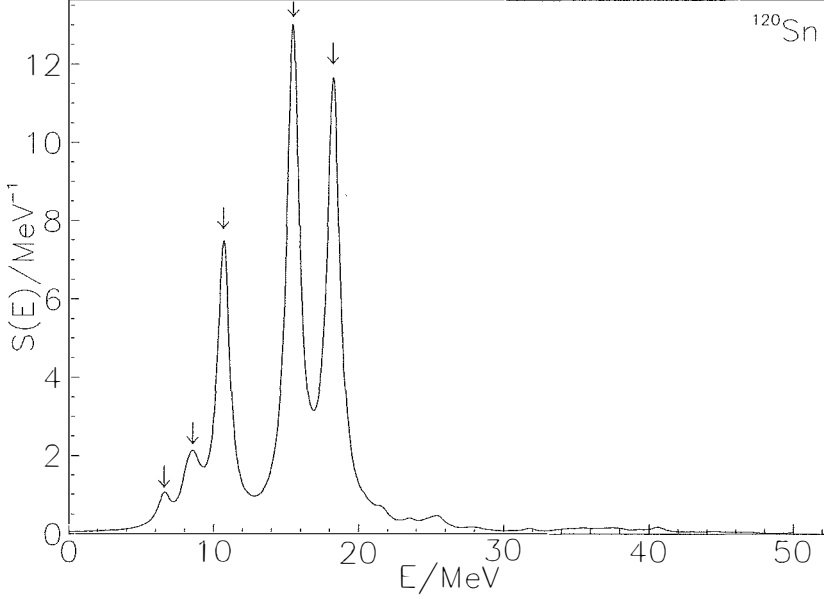
Ukupnu snagu prijelaza iz osnovnog stanja jezgre (N, Z) u pobuđeno stanje nove jezgre $(N-1, Z+1)$ dobivamo preko izraza:

$$B_{1^+}^- = \left| \sum_{pn} \langle p || Q_{1^+, -1} || n \rangle (X_{pn} u_p v_n - Y_{pn} v_p u_n) \right|^2. \quad (72)$$

Gamow-Tellerove prijelaze (GT) možemo opisati kao koherentno osciliranje orijentacije spina i izospina viška neutrona, bez mijenjanja njihovog orbitalnog gibanja. Na taj način dobivamo ukupnu kutnu količinu gibanja konačnog stanja $J^\pi = 1^+$. U ovom radu ćemo promatrati samo T-1 prijelaze. Oni su povijesno prvi put prepoznati kao komponenta slabe interakcije u dozvoljenom β raspadu. Kasnije je ustanovljeno da su početni korak fuzije vodika u nukleosintezi, uхват elektrona koji vodi kolapsu zvijezde, te formacija supernovi posredovani upravo GT prijelazima [7]. (p, n) reakcija u energijskom rasponu od 100-300 MeV je pogodna za istraživanje spinskih pobuđenja zbog izražene $T = 1$ i $S = 1$ komponente nuklearne sile [8]. Specifičnost vezana uz eksperimentalno istraživanje GT prijelaza je nedostatak snage koja bi ispunila pravilo sume, i to za više od 20 %. Predložena su dva fizikalna mehanizma koja bi objasnila taj nedostatak: a) miješanje $2p \ 2h$ stanja s $p \ h$ stanjima karakterističnima za GT prijelaze; b) pobuđenje visokoenergetskih $\Delta - h$ stanja koje se vežu na GT rezonancu, a efekt je pojačan koherentnošću tog stanja [5, 8]. Aproksimativna proporcionalnost između diferencijalnog udarnog presjeka na 0° i GT snage omogućuje potpunije razumijevanje GT prijelaza. Postoji bliska korespondencija između (p, n) i (^3He , t) reakcija u istom energetsom rasponu, pa se obje reakcije često koriste u eksperimentima za određivanje GT prijelaza [9]. Uz glavne GT komponente na energijama blizu iznad izobarnog analognog stanja ($J = 0^+$), vezane uz $j = l + \frac{1}{2} \rightarrow j = l - \frac{1}{2}$ "direct spin flip" prijelaze, predviđaju se i niskoležeće komponente vezane uz $j \rightarrow j$ "core polarisation" i $j = l - \frac{1}{2} \rightarrow j = l + \frac{1}{2}$ "back spin flip" prijelaze. Zadnji prijelazi su karakteristični za jezgre sa viškom neutrona. Unutar pojednostavljenog modela ljsaka očekuje se postojanje samo dva GT fragmenta, dok se unutar složenijeg RHB okvira očekuje više fragmenata ph tipa. Kada bi Wignerova SU(4) simetrija bila egzaktna, energije izobarnog analognog stanja i GT rezonance bi bile iste, te ne bi bilo fragmentacije na ph -stanja [7]. Unutar modela ljsaka, Wignerova simetrija je slomljena zbog spin-orbit člana srednjeg polja nukleona. Cijepanje glavne komponente u izotopima kositra je uzrokovano malom razlikom u energiji $(1h_{9/2})(1h_{11/2})^{-1} ph$ konfiguracije i glavne komponente s preostalim konfiguracijama, koje nose GT kvantne brojeve [9]. To cijepanje je rezultat neutronske sparivanja, koje postaje značajno kada je neutronska $1h_{11/2}$ orbitala blizu Fermijeveg nivoa. Eksperimentalno blizu $A \approx 118$ nije uočeno spomenuto cijepanje, zbog značajne širine komponenti glavne rezonance [9].

3.2 Rezultati i rasprava

Primjenom RHB + RQRPA modela, izračunate su odzivne funkcije za GT prijelaze za ^{120}Sn , ^{132}Sn (dvostruko magična jezgra) i ^{136}Sn , te prikazane na slikama 1, 2 i 3. Ovdje

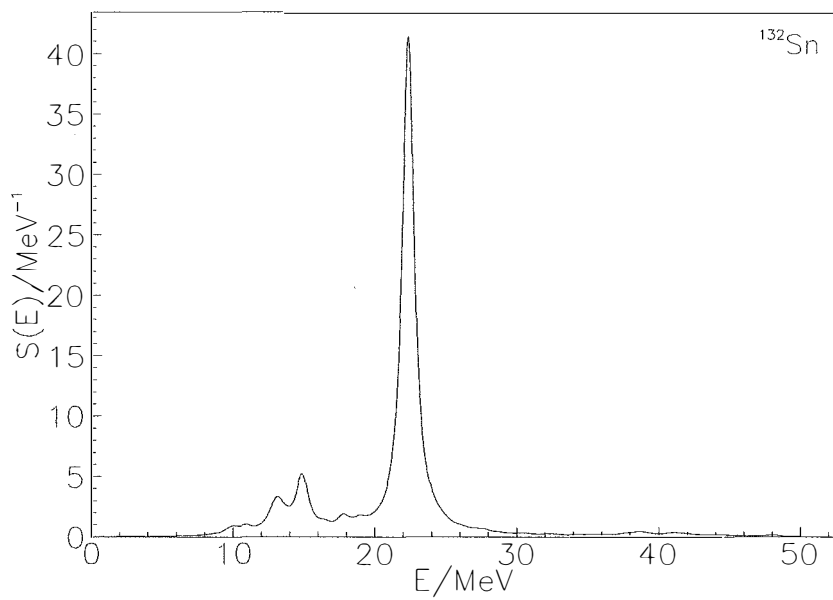


Slika 1: Odzivna funkcija za Gamow-Tellerov prijelaz, za ^{120}Sn .

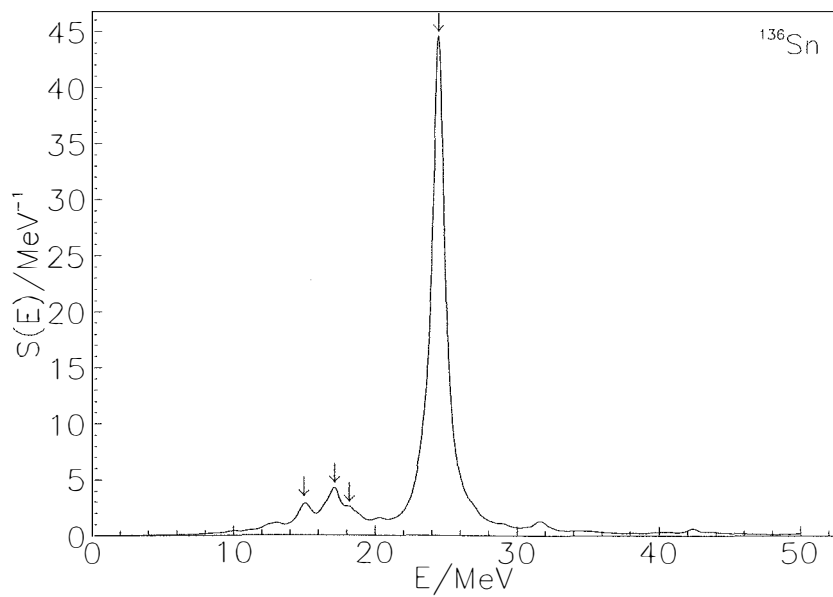
je diskretna raspodjela snage zamijenjena superpozicijom Lorentziana, širine zadane s 2 MeV:

$$S(E)^- = \sum_{\lambda} B_J^-(E_{\lambda}) \frac{1}{\pi} \frac{\frac{\Gamma}{2}}{(E - E_{\lambda})^2 + (\frac{\Gamma}{2})^2}. \quad (73)$$

Uočavamo slabljenje tri niskoenergetska fragmenta relativno prema GT rezonanci sa povećanjem broja neutrona, te pomicanje glavnog rezonantnog vrha prema višim energijama. Također, nestaje cijepanje glavnog rezonantnog vrha za ^{132}Sn i ^{136}Sn . Fragmentacija za ^{120}Sn nije proizvedena uslijed $2p\text{-}2h$ konfiguracija, već uslijed nedegeneriranosti raznih ph konfiguracija. Taj efekt je predviđen za izotope kositra za koje neutroni počinju zauzimati nivoe s najvišim j u h orbitali ($h_{11/2}$). Efekt cijepanja je posljedica uklanjanja približne degeneracije $(1g_{7/2})(1g_{9/2})^{-1}$ i $(1h_{9/2})(1h_{11/2})^{-1}$ konfiguracija putem rezidualne interakcije. Korelacije u osnovnom stanju imaju snažan utjecaj na zauzimanje $1h_{11/2}$ nivoa, te će razmak među komponentama dominantnog vrha ovisiti o $T = 1$ sparivanju [5]. Također se uočava slabi dodatni vrh iznad dominantne rezonance, za ^{120}Sn i ^{136}Sn . Eksperiment koji su sprovedli K. Pham et al. [9], za izotope kositra 112-124, ukazuje na široku rezonancu malo iznad izobarnog analognog stanja, te četiri ili pet niskoležećih komponenti, ovisno o izotopu. Da bi se ta struktura jasnije uočila, spektar tritona iz $\text{Sn}(^3\text{He}, t)\text{Sb}$ izmjeren na 2° oduzet je od onog koji je izmjeren na 0° , čime se pojačava vidljivost $\Delta L = 0$ prijelaza. Uočeno je smanjenje relativnog razmaka izobarne analogne rezonance (IA) i glavne GT rezonance s masenim brojem, a to je potvrđeno i u ref. [5]. U tom rasponu nije pronađeno značajno mijenjanje položaja dominantnog vrha i njegove širine. Dio niskoležećih

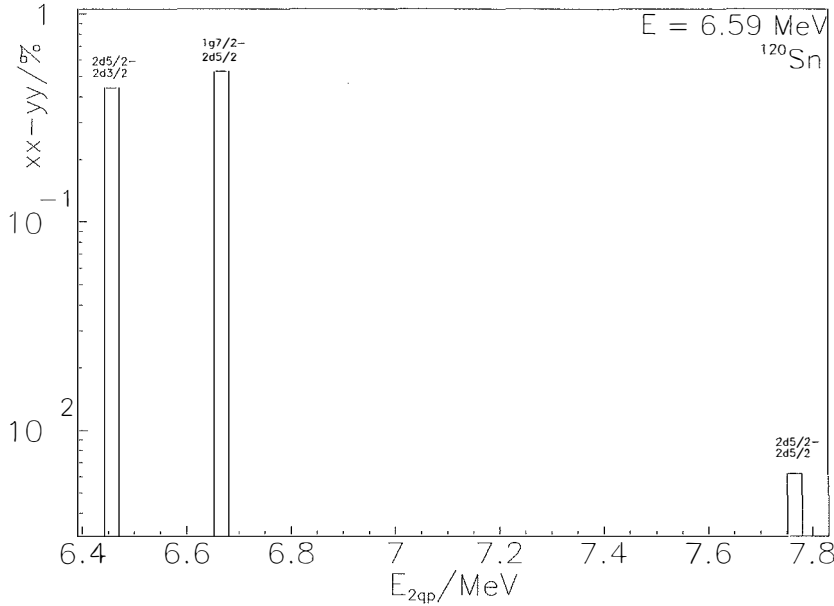


Slika 2: Odzivna funkcija za Gamow-Tellerov prijelaz, za ^{132}Sn .



Slika 3: Odzivna funkcija za Gamow-Tellerov prijelaz, za ^{136}Sn .

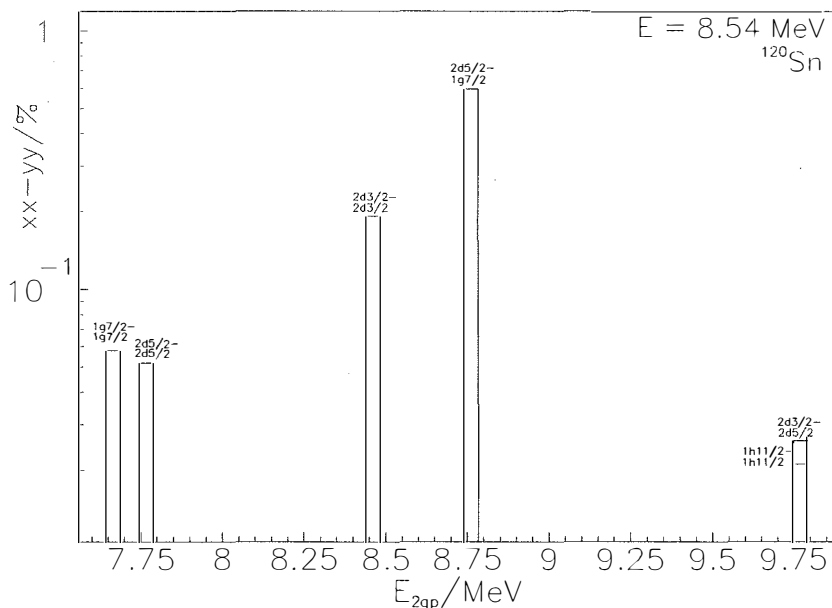
komponenti koje su pronađene su tzv. "pigmejske" rezonance, koje pokazuju osciliranje položaja centroida u odnosu na IA rezonancu s masenim brojem, jer značajno ovise o efektu sparivanja. Smatra se u ref. [9] da je pigmejske rezonance moguće opaziti zbog povećanja njihovog udarnog presjeka putem vezanja GT prijelaza sa $\Delta L = 2$ prijelazima, posredovanim necentralnom tenzorskom interakcijom. Također su istraživane konfiguracijske strukture nekoliko izraženijih vrhova za ^{120}Sn i ^{136}Sn koji su na slikama 1 i 3 označeni strelicama.



Slika 4: Struktura niskoležećeg GT vrha na $E = 6.59$ MeV , za ^{120}Sn .

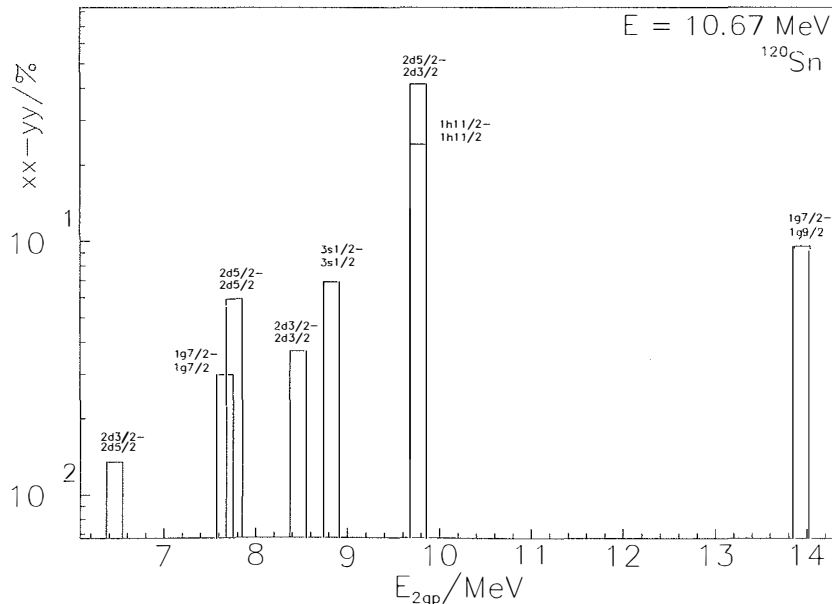
Na slikama 4-12 se na ordinati nalazi udio veličine $X_{2qp}^2 - Y_{2qp}^2$ za razmatranu $p-h$ konfiguraciju u ukupnoj sumi $\sum_{2qp} (X_{2qp}^2 - Y_{2qp}^2)$, gdje su X_{2qp}^2 i Y_{2qp}^2 komponente svojstvenih vektora RQRPA jednadžbe (59).

Uočava se dominacija "direct spin flip" prijelaza u rezonantnim GT vrhovima za ^{120}Sn , na energijama $E = 15.50$ MeV i $E = 18.25$ (slike 7 i 8). Na $E = 18.25$ MeV imamo 89.1 % "direct spin flip" prijelaza i 1.3 % "core polarisation" prijelaza. Za vrh na $E = 15.50$ MeV ti udjeli iznose 77.6 % i 2 %. Niskoležeći vrh na $E = 10.67$ MeV, (slika 6), sadrži dominantne "core polarisation" (44.5 %) i "back spin flip" (41.0 %) prijelaze. No postoji i značajna primjesa "direct spin flip" prijelaza (10.8 %). Uočava se izražena kolektivnost "core polarisation" prijelaza, koji doprinose sa čak pet različitih konfiguracija. Drugi niskoležeći vrh na $E = 8.54$ MeV (slika 5) sadrži dominantne "direct spin flip" (60.0 %) i "core polarisation" (34.5 %) prijelaze. Ponovno postoji veća kolektivnost "core polarisation" prijelaza. Treći niskoležeći vrh na $E = 6.59$ MeV, (slika 4), sadrži dominantne "back spin flip" prijelaze, sa doprinosom od 96.0 %. Bitno je napomenuti da izračun doprinosa pojedinih konfiguracija uključuje i GT^+ prijelaze, te da su u ovom istraživanju uzeti samo prijelazi sa doprinosom većim od 1 %.

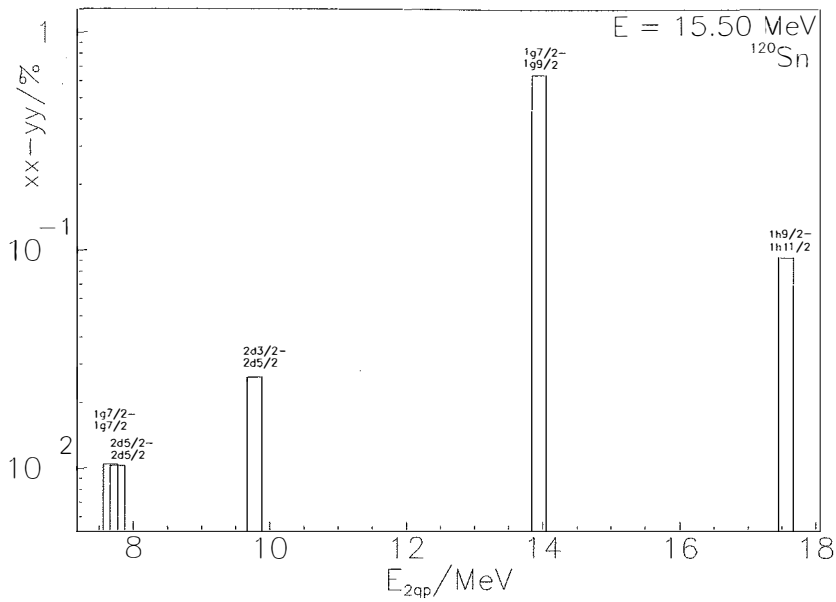


Slika 5: Struktura niskoležećeg GT vrha na $E = 8.54 \text{ MeV}$, za ^{120}Sn .

Za ^{136}Sn , koji je daleko od doline stabilnosti, uočava se veći broj ravnopravnih prijelaza, što se može objasniti kompeticijom među valentnim neutronima. Za glavni rezonantni vrh na $E = 24.49 \text{ MeV}$ (slika 12), uočavamo dominaciju "direct spin-flip" prijelaza (69.2 %) uz značajnu primjesu "core-polarisation" prijelaza (15.4 %). Oba ta prijelaza pokazuju značajnu kolektivnost. Prva vrsta prijelaza doprinosi s 4, a druga s 5 različitih konfiguracija. Za niskoležeći vrh na $E = 18.17 \text{ MeV}$ (slika 11), uočavamo dominaciju "core

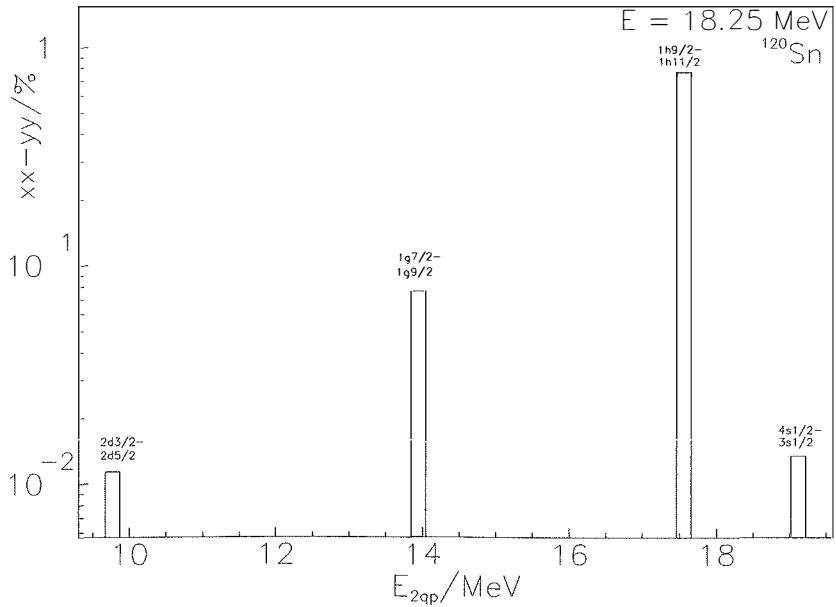


Slika 6: Struktura niskoležećeg GT vrha na $E = 10.67 \text{ MeV}$, za ^{120}Sn .

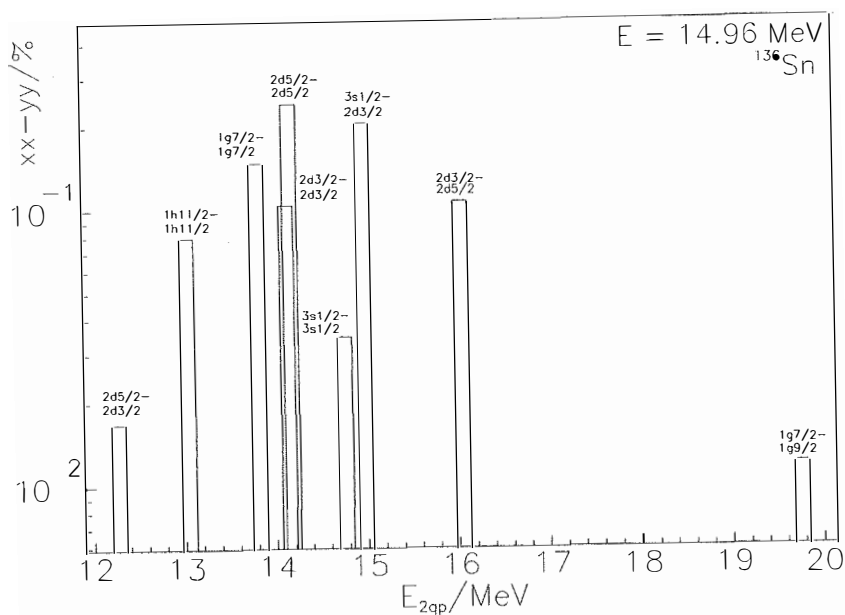


Slika 7: Struktura rezonantnog GT vrha na $E = 15.50$ MeV , za ^{120}Sn .

polarisation" (18.5 %) prijelaza uz značajne primjese preostala dva tipa prijelaza, "direct spin flip" doprinosi s 9.7 %, a "back spin flip" sa 6.5 %. Kolektivnost je vidljiva za "core polarisation" prijelaze, koji doprinose s 4 različite konfiguracije. Za drugi niskoležeći vrh na $E = 17.13$ MeV (slika 10), uočavamo sličnu situaciju (redom kao za prijašnji vrh: 48.9 %, 27.1 % i 10.0 %), jer su vrhovi energetski vrlo blizu. Kolektivnost je ovdje značajna i za "direct spin flip" prijelaze, koji doprinose s 5 konfiguracija. Za treći niskoležeći

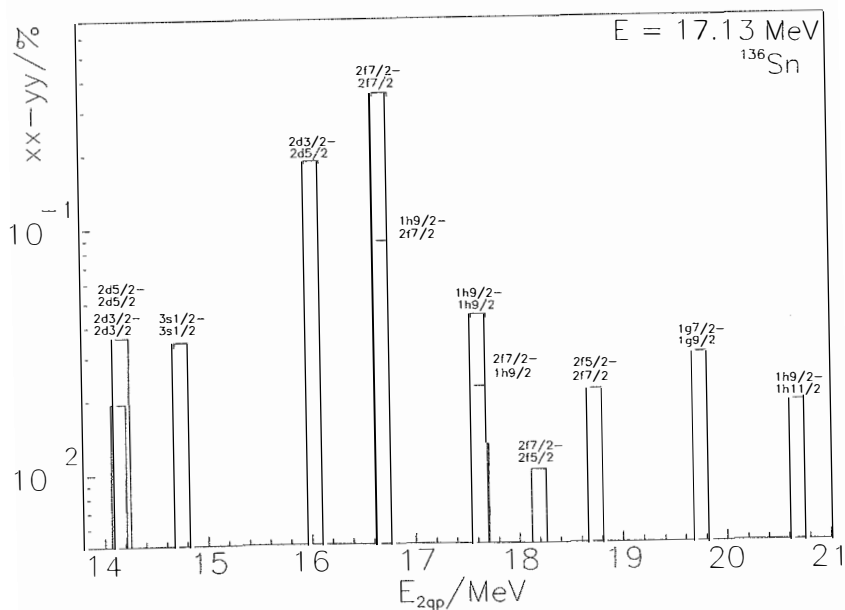


Slika 8: Struktura rezonantnog GT vrha na $E = 18.25$ MeV , za ^{120}Sn .

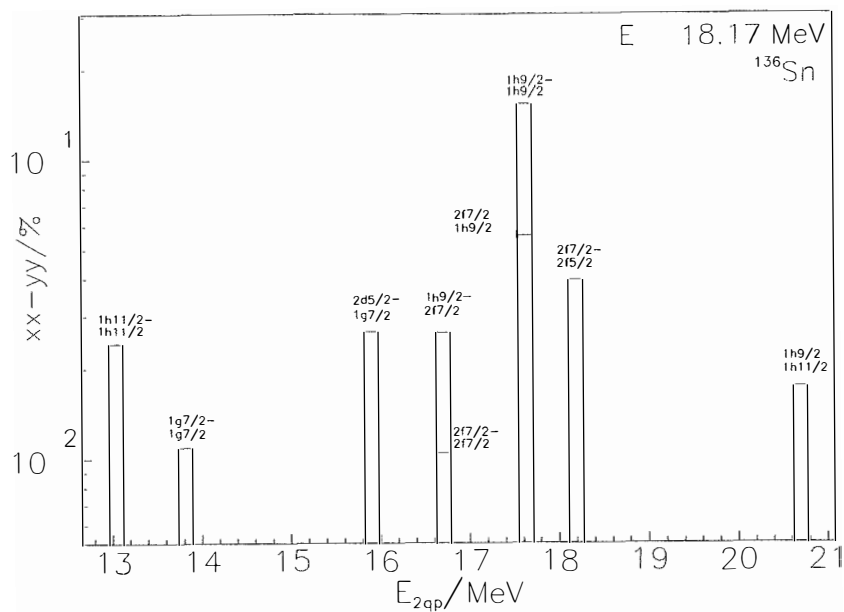


Slika 9: Struktura niskoležećeg GT vrha na $E = 14.96 \text{ MeV}$, za ^{136}Sn .

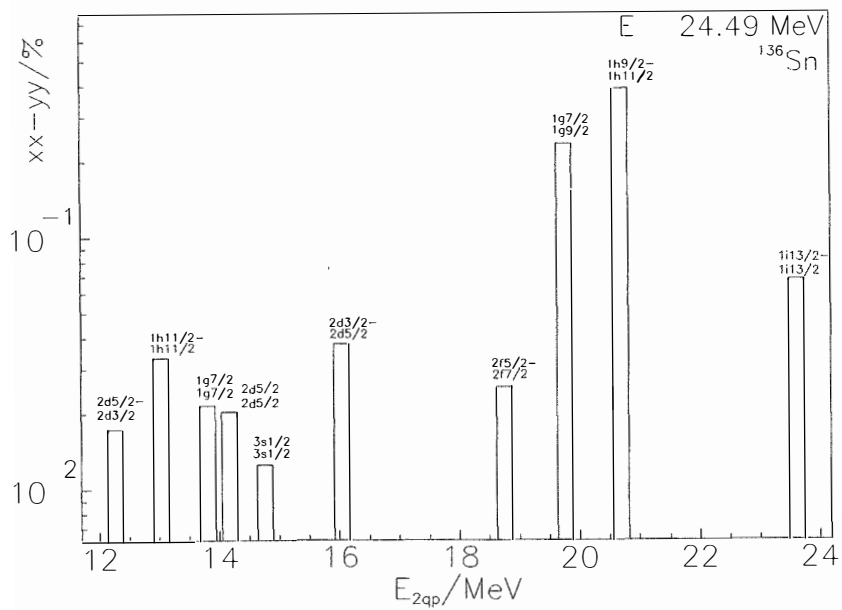
vrh na $E = 14.96$ (slika 9), uočavamo dominaciju "core polarisation" prijelaza (56.5 %), uz značajnu primjesu "direct-spin flip" (32.1 %) prijelaza. Dominantni prijelazi ponovno imaju najveću kolektivnost, značajno doprinosi 5 konfiguracija.



Slika 10: Struktura niskoležećeg GT vrha na $E = 17.13 \text{ MeV}$, za ^{136}Sn .



Slika 11: Struktura niskoležećeg GT vrha na $E = 18.17$ MeV , za ^{136}Sn .



Slika 12: Struktura rezonantnog GT vrha na $E = 24.49$ MeV , za ^{136}Sn .

4 Spin-dipolni prijelazi

4.1 Uvod

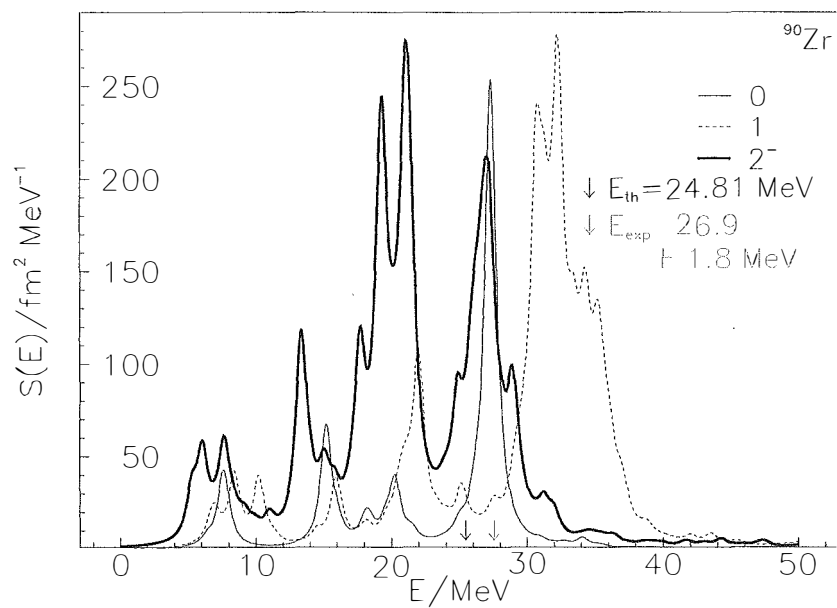
Spin-dipolne rezonance uključuju spinske ($S = 1$) i orbitalne stupnjeve slobode ($L = 1$). Ukupna kutna količina gibanja konačnog stanja može poprimiti vrijednosti $J = 0^-, 1^-$ i 2^- . Operator prijelaza koji djeluje u izračunu snage u (72) je dan s:

$$Q_{J,\mu} = -(-1)^J \sum_{i=1}^A \mathbf{r}_i [Y_1(\mathbf{r}_i) \vec{\sigma}(i)]_{J,0} \tau_\mu(i). \quad (74)$$

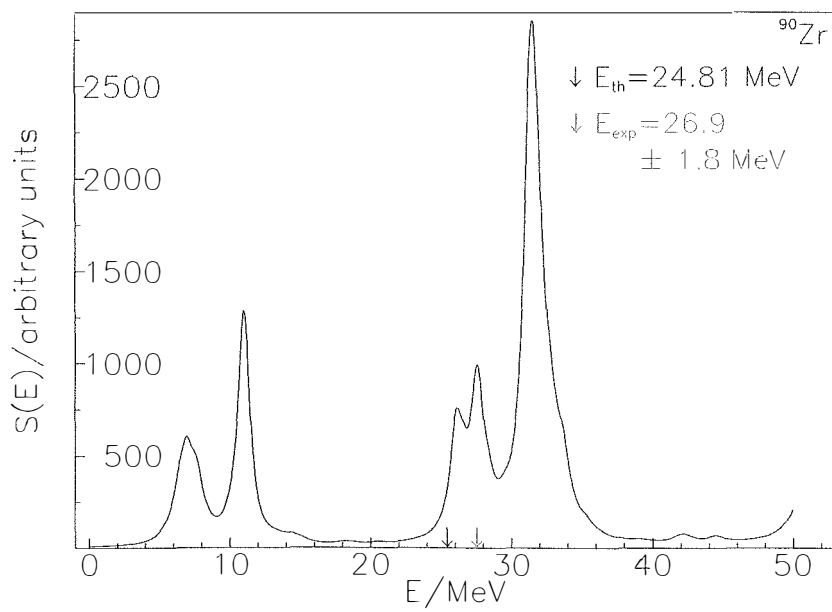
U ovom radu uzimamo u obzir $\Delta T_3 = 1$ prijelaze, koji su $1\hbar\omega$, $(1p-1h)$ proton-čestica i neutron-šupljina pobuđenja, odnosno dvo-kvazičestična pobuđenja u jezgrama s otvorenim ljuskama. Spin dipolni (SD) prijelazi su eksperimentalno proučavani u (p, n) i $(^3\text{He}, t)$ reakcijama [10, 11, 12, 16]. Produkcija rijetkih laganih izotopa inducirana tokom neutrina, tijekom eksplozije supernove, može modificirati raspodjelu elemenata proizvedenih r - procesom. Ti fenomeni ovise o $L = 0$ dozvoljenim (GT procesi) i $L = 1$ zabranjenim (SD i gigantski dipolni prijelazi) snagama prijelaza, induciranim različitim okusima neutrina [10]. Spektar dobiven u (p, n) reakcijama s malim transferom količine gibanja pokazuje tri glavna doprinosa: IA rezonancu, koja sadrži skoro svu Fermijevu snagu, GT rezonancu, koja iscrpljuje oko 60 % pravila sume i $L = 1$ rezonancu, koja pokazuje pad centroida prema nižim energijama za povećanje energije projektila. Pokazano je da se $L = 1$ rezonanca sastoji od dva rezonantna vrha, SD rezonance ($S = 1$) i gigantske dipolne (GD) rezonance ($S = 0$) [10]. S povećanjem energije projektila, udio snage se premješta prema SD rezonanci, te tako ukupni centroid pada prema nižim energijama. Veličina tog pomaka ovisi o cijepanju između SD i GD rezonanci. SD rezonanca se također istraživala u $(^3\text{He}, t)$ eksperimentu [11], gdje je za energiju projektila $E = 450$ MeV zanemaren doprinos GD rezonance, s obzirom da centralni spin-izospin član dominira nad centralnim izospinskim članom. To vrijedi i za (p, n) reakcije na višim energijama. $0^-, 1^-$ i 2^- komponente nije moguće, u eksperimentu opisanom u ref. [11], razlučiti zbog njihovih velikih širina. Mjeren je protonski raspad SD rezonance ^{208}Bi , tako da su detektirani protoni usmjereni unatrag, a u koincidenciji sa tritonima. Struktura IA + GT + SD se najbolje zamjećuje na kutovima 0° i 1° . Valja napomenuti da RPA korelacije jako reduciraju snagu SD prijelaza u odnosu na Tamm-Dancoff aproksimaciju (TDA) [8].

4.2 Rezultati i rasprava

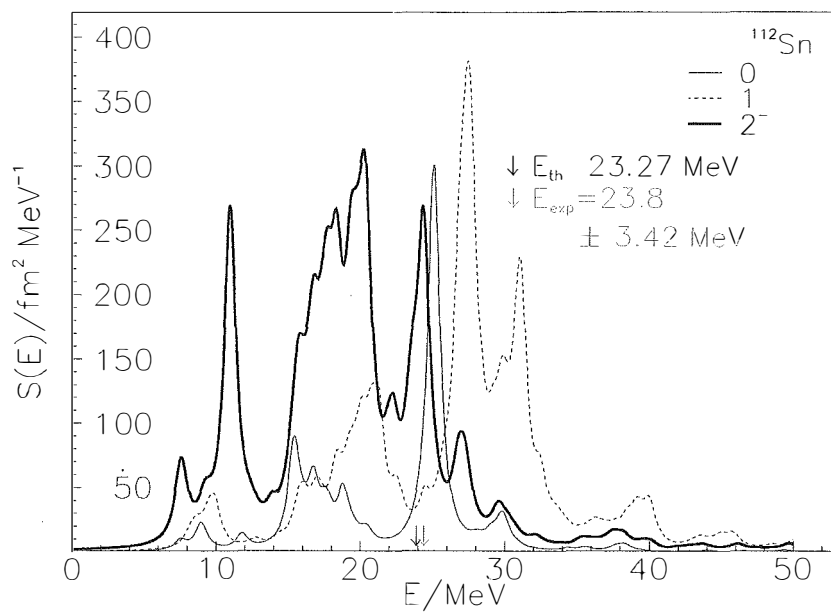
Koristeći RHB + RQRPA model, proučavane su pojedine komponente i ukupna odzivna funkcija SD prijelaza, za ^{90}Zr , ^{112}Sn , ^{116}Sn , ^{124}Sn , ^{128}Sn , ^{132}Sn , ^{136}Sn i ^{208}Pb , te uspoređene s eksperimentom. U računu ukupne odzivne funkcije korištena je prilagodba diskretnih snaga sve tri komponente na Lorentzian opisan s (73). Na isti Lorentzian je prilagođena svaka pojedinačna komponenta. Eksperimentalna vrijednost centroida odzivne snage s kojim je uspoređen rezultat za ^{90}Zr je dana u ref. [12]. Mjeren je spektar udarnih presjeka za $L = 1$ prijelaze u (p, n) reakciji na energiji $E = 300$ MeV. No unutar određivanja odzivne funkcije za ^{90}Zr je upotrijebljen model impulsne aproksimacije deformiranih valova (DWIA) pomoću kojeg su izračunati udarni presjeci za SD prijelaze.



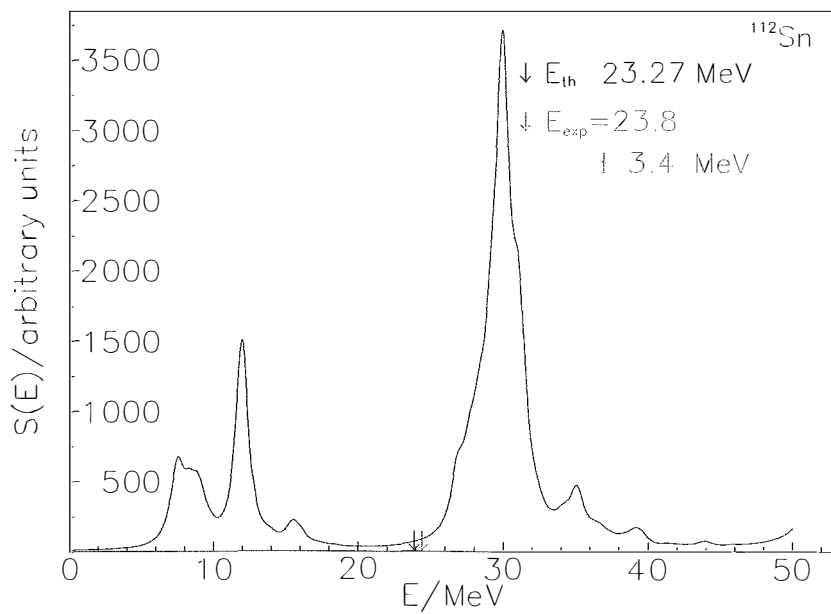
Slika 13: Odzivna snaga SD prijelaza za ^{90}Zr , po komponentama.



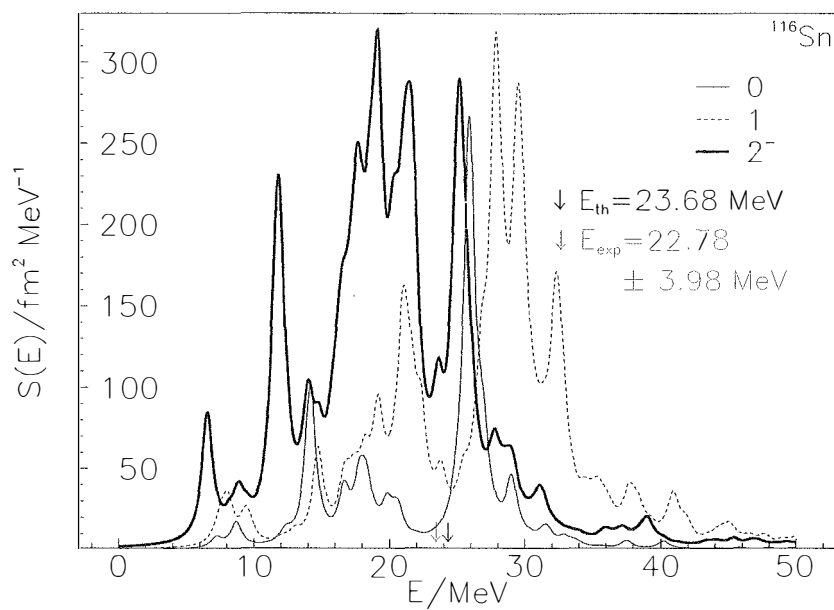
Slika 14: Odzivna snaga SD prijelaza za ^{90}Zr , za sve komponente.



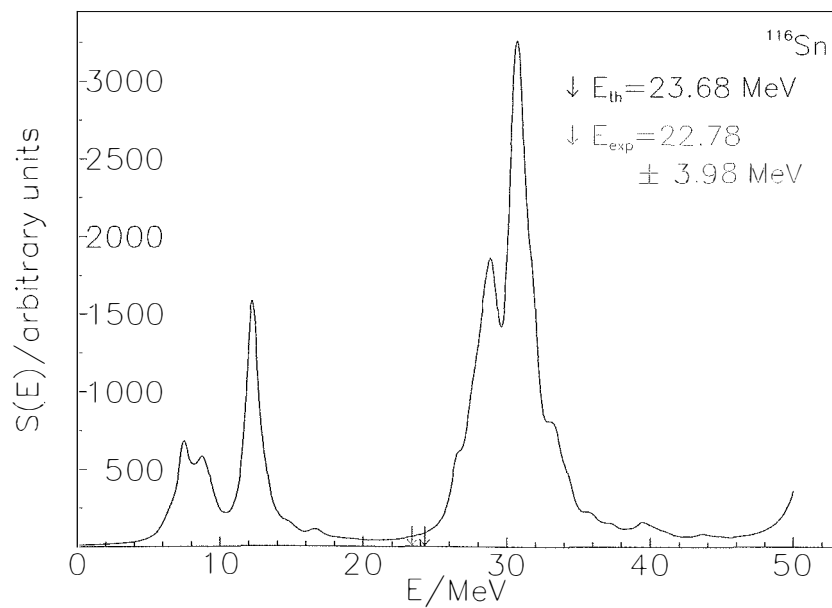
Slika 15: Odzivna snaga SD prijelaza za ^{112}Sn , po komponentama.



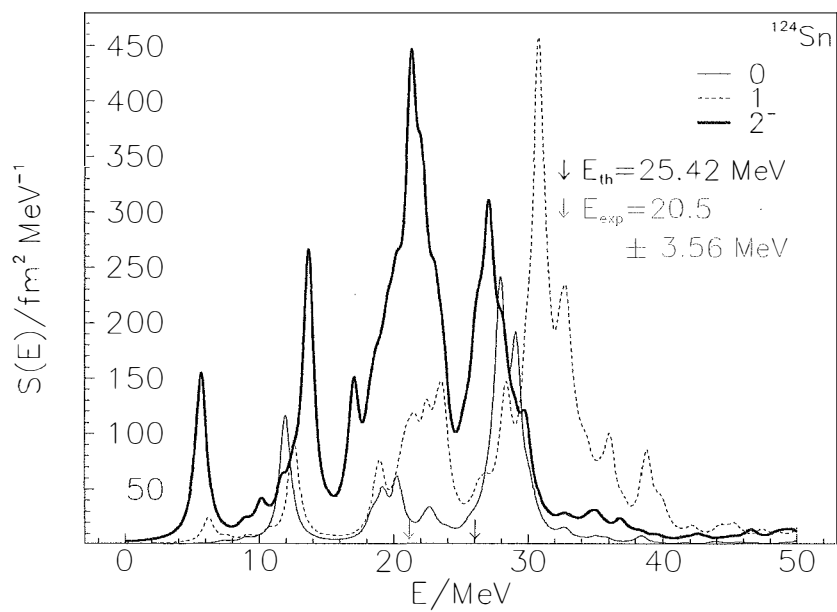
Slika 16: Odzivna snaga SD prijelaza za ^{112}Sn , za sve komponente.



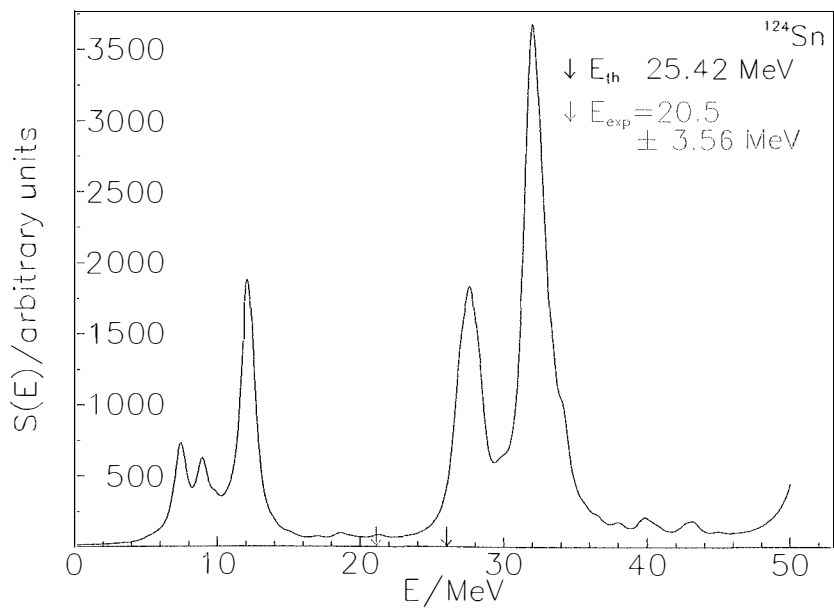
Slika 17: Odzivna snaga SD prijelaza za ^{116}Sn , po komponentama.



Slika 18: Odzivna snaga SD prijelaza za ^{116}Sn , za sve komponente.



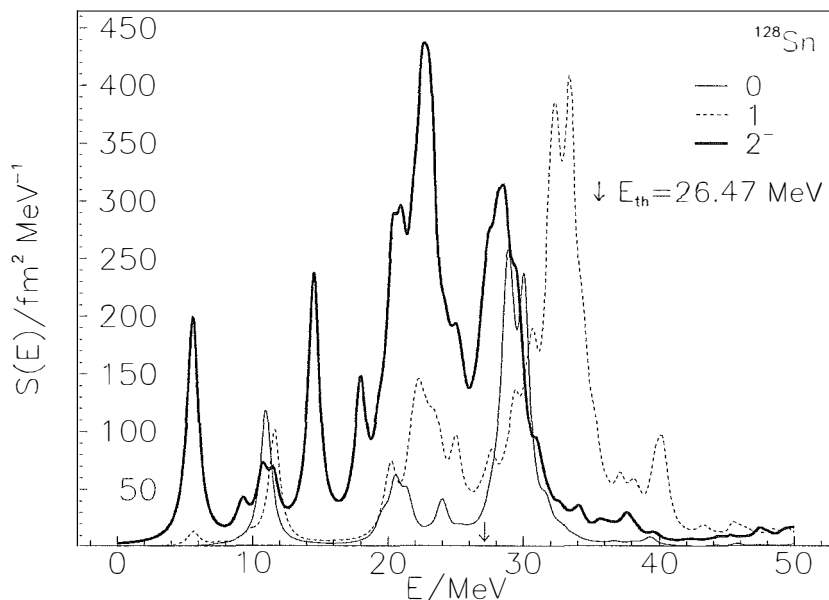
Slika 19: Odzivna snaga SD prijelaza za ^{124}Sn , po komponentama.



Slika 20: Odzivna snaga SD prijelaza za ^{124}Sn , za sve komponente.

Uočava se suprotan trend eksperimenta i teorije za ovisnost centroida odzivne snage o masenom broju, za niz izotopa kositra (slike 15-20). Također, za ^{124}Sn , slike 19 i 20, centroid odzivne snage izlazi izvan granice greške određene iz eksperimenta. Podaci upotrijebljeni za niz izotopa dobiveni su iz određivanja IA rezonance u ref. [9], te SD rezonance relativno prema IA rezonanci u ref. [10]. IA rezonanca je određena iz reakcije $^4\text{Sn}(^3\text{He}, t)$ na energiji $E = 200$ MeV, analizom spektra tritona. Položaj SD rezonance relativno prema IA rezonanci je određen iz prilagodbe ovisnosti centroida $L = 1$ prijelaza o energiji projektila, dobivene DWIA računom. Reakcija koja se proučava je $^4\text{Sn}(p, n)$, na energijama od 50 do 200 MeV.

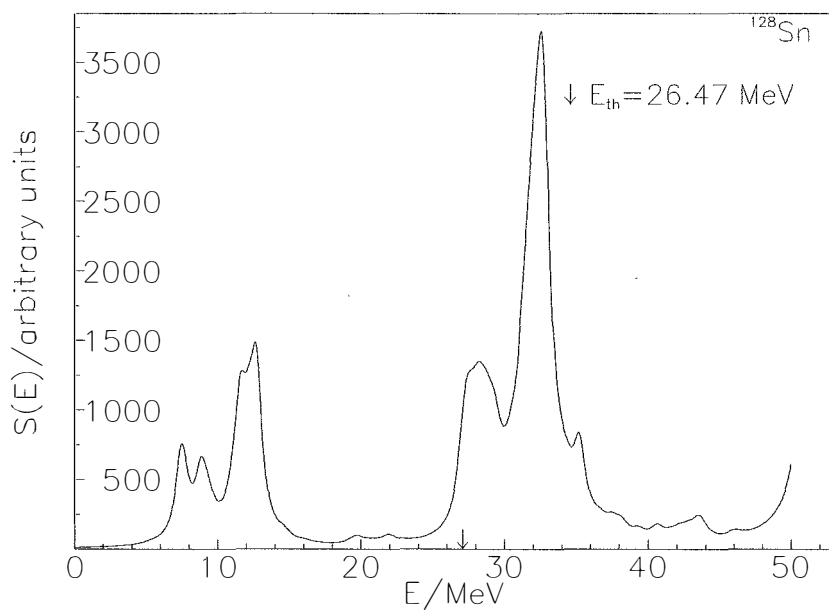
Zatim su izračunate odzivne funkcije za izotope kositra daleko od doline stabilnosti, za koje trenutačno nema eksperimentalnih podataka o SD prijelazima, slike 21-26.



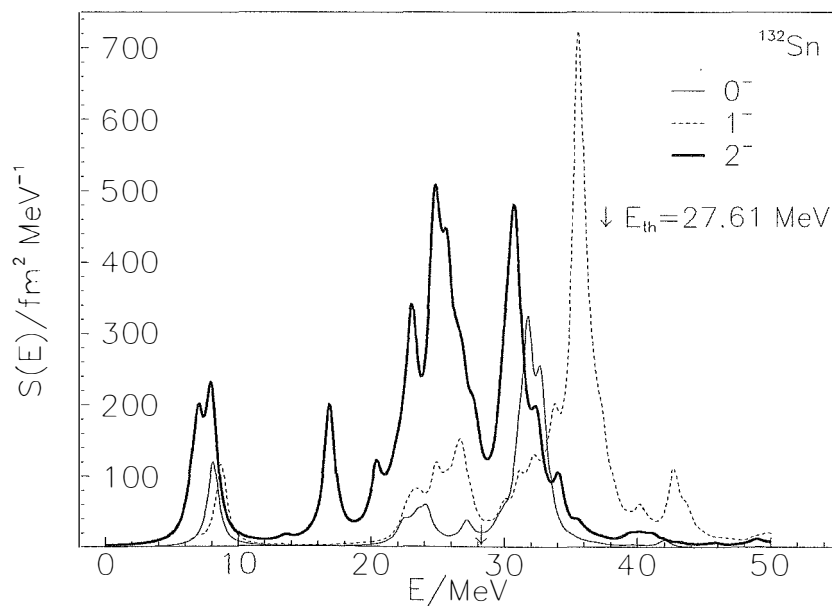
Slika 21: Odzivna snaga SD prijelaza za ^{128}Sn , po komponentama.

Kod izotopa kositara dalje od doline stabilnosti uočava se pojava područja bez odzivne snage u rasponu $E \approx 14 - 18$ MeV, u 0^- i 1^- komponentama za ^{124}Sn i u rasponu $E \approx 12 - 18$ MeV za iste komponente kod ^{128}Sn (slike 19 i 21). Takvo područje postoji i u 2^- komponenti za preostale izotope. Područje bez odzivne snage se pojavljuje u rasponu $E \approx 10 - 16$ MeV za 2^- komponentu kod ^{132}Sn , te u rasponu $E \approx 10 - 20$ MeV za preostale dvije komponente (slika 23). U ^{136}Sn se takvo područje pojavljuje u rasponu od $E \approx 12 - 16$ MeV za 2^- komponentu, te u rasponu $E \approx 12 - 20$ MeV za preostale komponente (slika 25). To područje odvaja glavni rezonantni vrh od slabijeg niskoležećeg vrha, za koji je za izotope kositra u rasponu od $A = 124$ do $A = 136$ proučavana struktura u daljnjem dijelu rada.

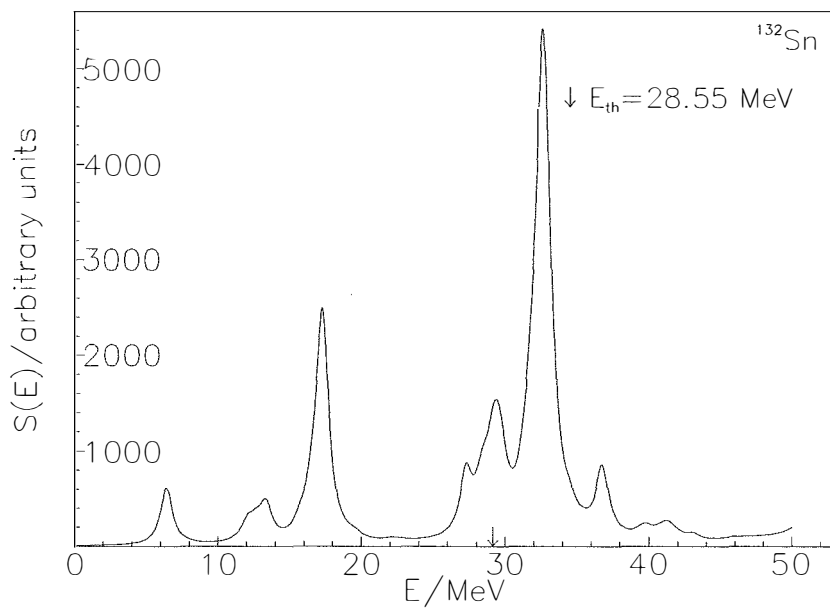
Također je izračunata odzivna snaga za ^{208}Pb (slike 27 i 28). Eksperimentalni podaci za ^{208}Pb su upotrijebljeni u ref. [13], a dobiveni su iz reakcije $^{208}\text{Pb}(\text{He}, t)^{208}\text{Bi}$. Za



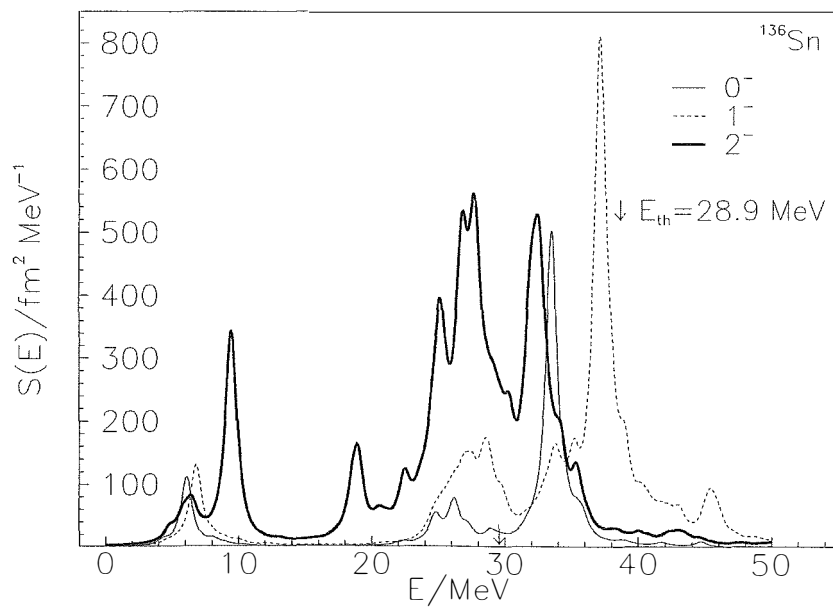
Slika 22: Odzivna snaga SD prijelaza za ^{128}Sn , za sve komponente.



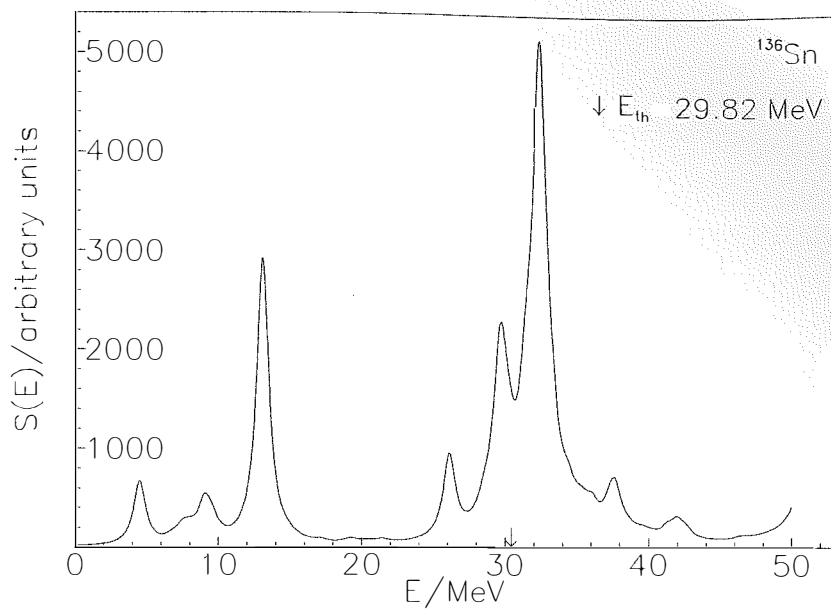
Slika 23: Odzivna snaga SD prijelaza za ^{132}Sn , po komponentama.



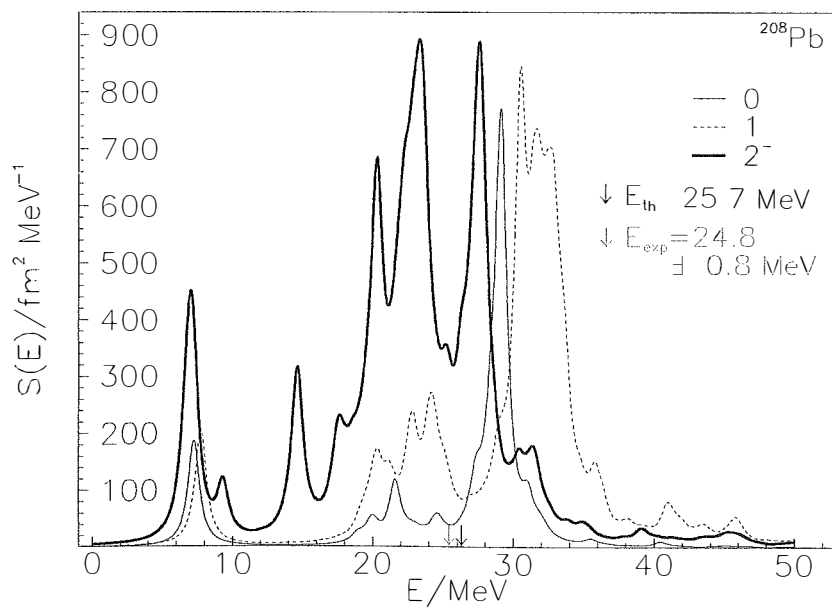
Slika 24: Odzivna snaga SD prijelaza za ^{132}Sn , za sve komponente.



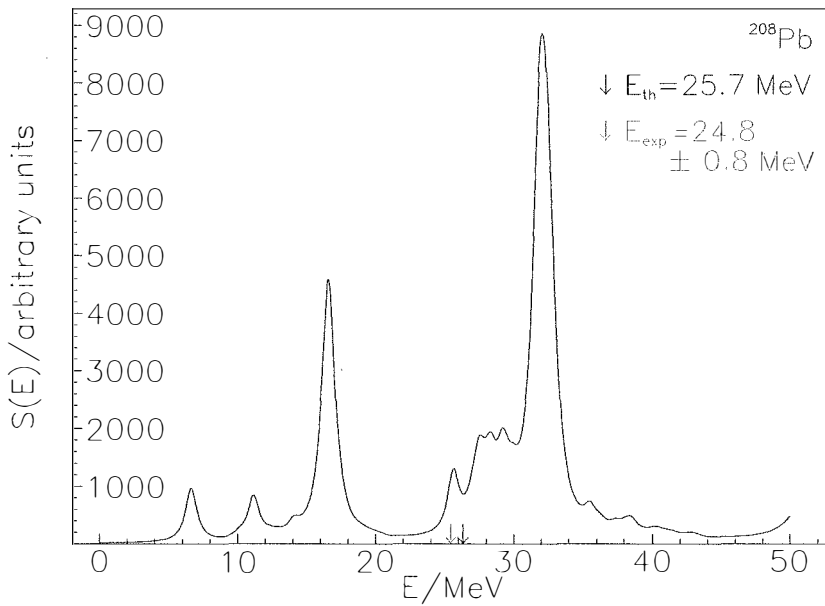
Slika 25: Odzivna snaga SD prijelaza za ^{136}Sn , po komponentama.



Slika 26: Odzivna snaga SD prijelaza za ^{136}Sn , za sve komponente.



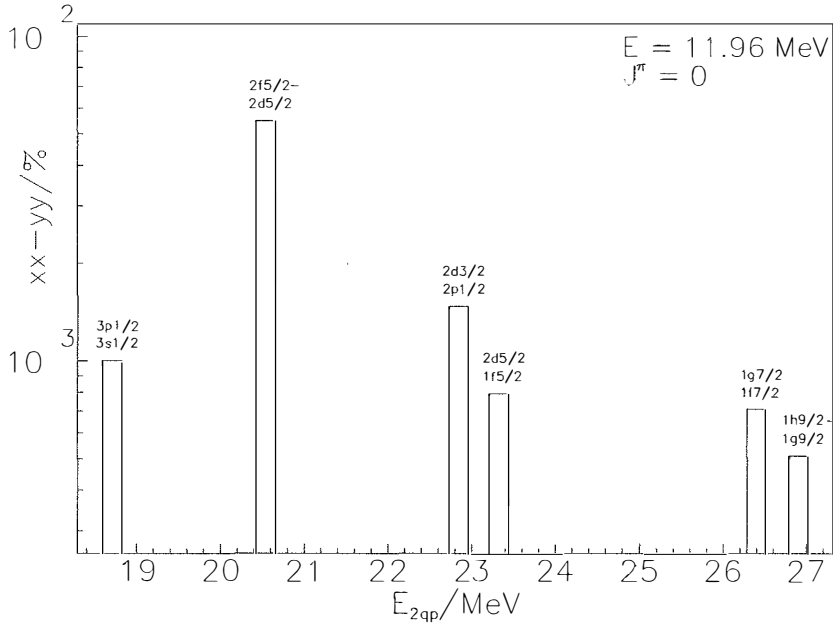
Slika 27: Odzivna snaga SD prijelaza za ^{208}Pb , po komponentama.



Slika 28: Odzivna snaga SD prijelaza za ^{208}Pb , za sve komponente.

^{90}Zr i ^{208}Pb eksperimentalno nije opažena fragmentacija koja se uočava na slikama 14 i 28. Fragmentacija ukupne snage na dva dijela se opaža i za ostale jezgre. Korištenjem Hartree-Fock aproksimacije i Tamm-Dancoff aproksimacije u diskretnoj bazi, u ref. [13], dobivena je fragmentacija na dva vrha za ^{208}Pb . Razlika je u tome što je ukupna raspodjela dobivena zbrajanjem komponenti, a ne prilagodbom na Lorentzian. Također, ni odzivne funkcije komponenti nisu dobivene prilagodbom diskretnih vrijednosti na Lorentzian, već korištenjem Lorentziana kao težinske funkcije u integralu po energijama za svaku točku. Izražena fragmentacija je računski dobivena i za ^{90}Zr , u ref. [8]. Korištena je Hartree-Fockova aproksimacija i RPA sa silama Skyrme tipa. Pronađeno je da miješanje $1p-1h$ i $2p-2h$ stanja vodi na izrazitu asimetriju raspodjele snage SD prijelaza [13]. Glavnim doprinosom širini rezonance se smatra tzv. Landauovo gušenje. U manjoj mjeri je prisutno vezanje na kontinuum, zajedno sa spomenutim miješanjem mnogočestičnih konfiguracija [13]. Ono što se zamjećuje za sve slike koje prikazuju komponente SD prijelaza, je fiksni redoslijed komponenti, koji se ne podudara s teorijskim razmatranjem u ref. [8]. Naime, pokazuje se da bi 0^- komponenta trebala biti najviša u energiji zbog jednočestičnog spin-orbit potencijala; konfiguracije koje doprinose snazi 0^- komponente imaju veće neperturbirane energije [8]. Valja napomenuti da su $\Delta T_3 = -1$ prijelazi, koje u ovom odjeljku promatramo, energetski najviši u odnosu na prijelaze preostalih projekcija izospina, zbog suviška neutrona koji, zbog Paulijevog principa isključenja, blokiraju neke od $\Delta T_3 = +1$ SD prijelaza, te također povećavaju broj konfiguracija u odnosu na one $\Delta T_3 = +1$ i $\Delta T_3 = 0$ prijelaza.

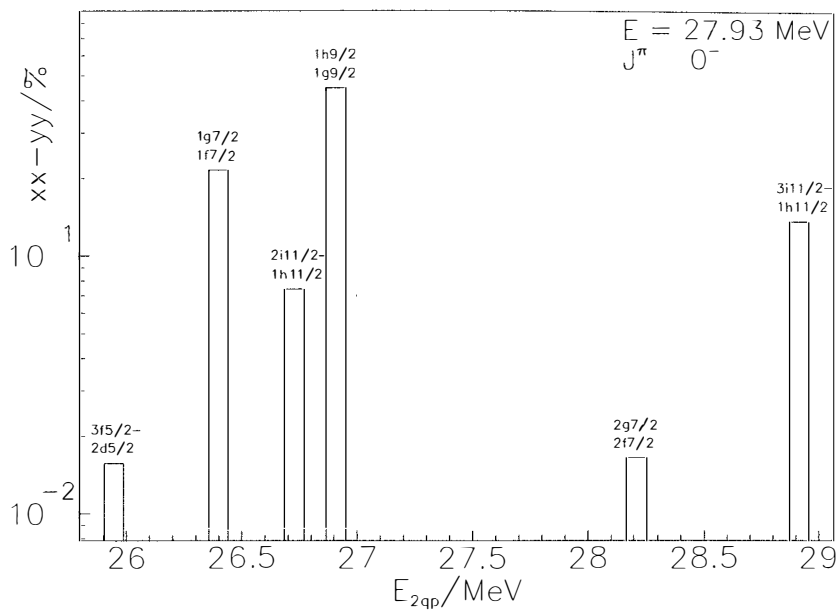
Proučavana je struktura niskoležećeg i jednog od rezonantnih SD vrhova, za izotope kositra od $A = 124$ do $A = 136$, za svaku komponentu posebno.



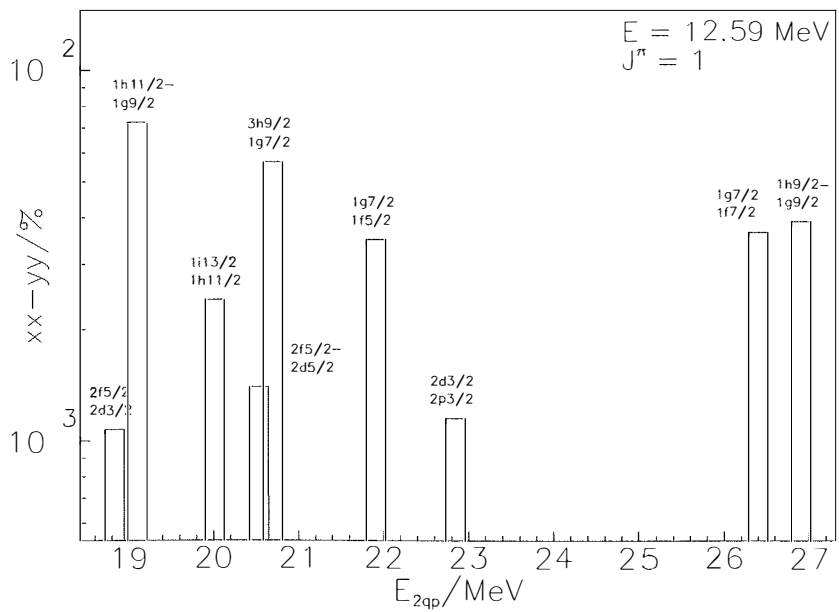
Slika 29: Struktura niskoležećeg vrha ^{124}Sn , za komponentu $J^\pi = 0^-$.

Za niskoležeći vrh izotopa ^{124}Sn , na energiji $E = 11.96$ MeV, za 0^- komponentu (slika 29), opaža se dominacija "core polarisation" prijelaza, koji doprinose s 0.87 %, i pokazuju značajnu kolektivnost, jer doprinosi 5 različitih konfiguracija. Back spin flip prijelazi doprinose s 0.08 %. Valja napomenuti da su postoci snage spomenutih prijelaza mali, jer uključuju prijelaze svih mogućih vrijednosti ΔT_3 , a u području energija niskoležećih vrhova dominiraju $\Delta T_3 = -1$ i $\Delta T_3 = 0$ prijelazi. Granica iznad koje promatramo konfiguracije je postavljena na 0.03 %, kako bi se dobio optimalan raspon i broj prisutnih konfiguracija. Za rezonantni vrh istog izotopa i iste komponente, na energiji $E = 27.93$ MeV (slika 30), zamjećuje se potpun doprinos "core polarisation" prijelaza s 6 konfiguracija, prisutnih iznad granice od 1%. Za niskoležeći vrh istog izotopa, na energiji $E = 12.59$ MeV, za 1^- komponentu (slika 31), opaža se dominacija "back spin flip" prijelaza, s doprinosom od 2.05 %, dok "core polarisation" prijelazi doprinose s 0.95 %. Oba tipa prijelaza doprinose s po 5 konfiguracija, a granica za postotak snage je postavljena na 0.1 %. Za rezonantni vrh iste komponente i izotopa, na energiji $E = 30.77$ MeV (slika 32), uočava se izrazita dominacija "core polarisation" prijelaza, s doprinosom od 27.5 % i 6 prisutnih konfiguracija. "Back spin flip" prijelazi doprinose s 8.2 % i 4 konfiguracije, dok "direct spin flip" prijelazi doprinose s 1.1 % i prisutna je samo jedna konfiguracija. Granica za postotak snage je postavljena na 1 %.

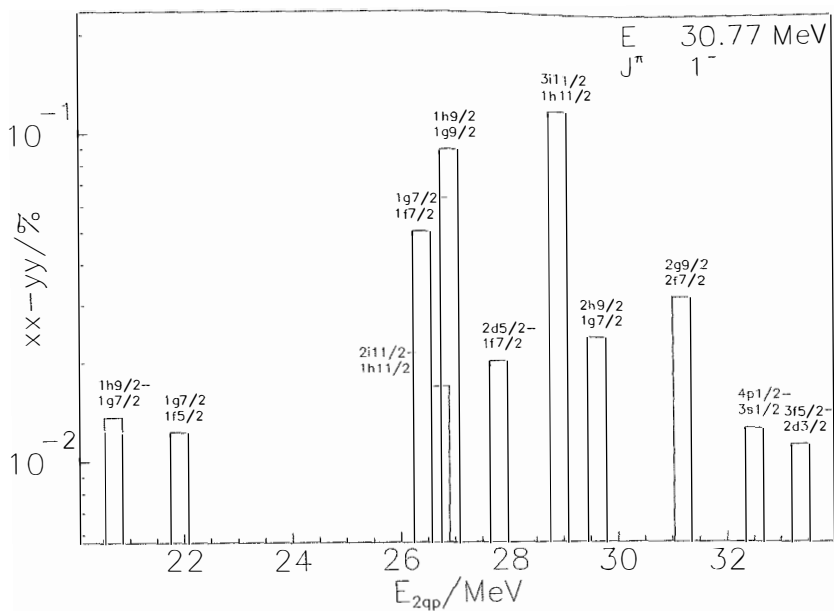
Za niskoležeći vrh izotopa ^{128}Sn , za komponentu 0^- , na energiji $E = 10.96$ MeV (slika 33), uočava se potpuna dominacija "core polarisation" prijelaza, za udio snage veći od 0.05 %. Prisutno je 5 konfiguracija. Za rezonantni vrh istog izotopa i iste komponente



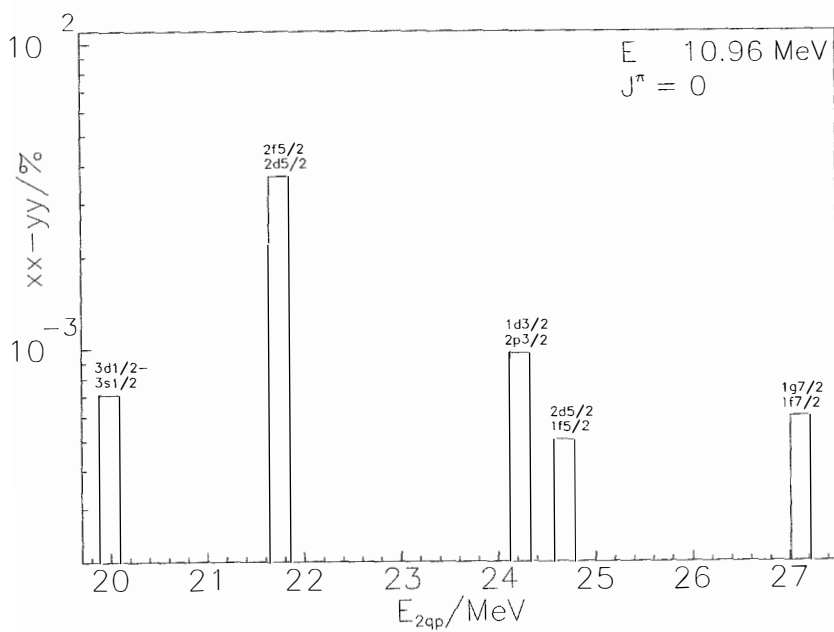
Slika 30: Struktura rezonantnog vrha ^{124}Sn , za komponentu $J^\pi = 0^-$.



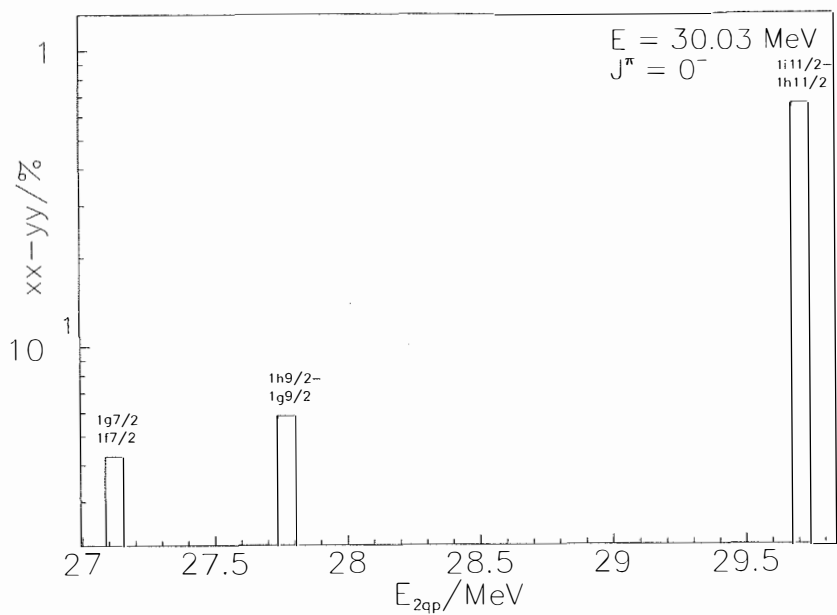
Slika 31: Struktura niskoležećeg vrha ^{124}Sn , za komponentu $J^\pi = 1^-$.



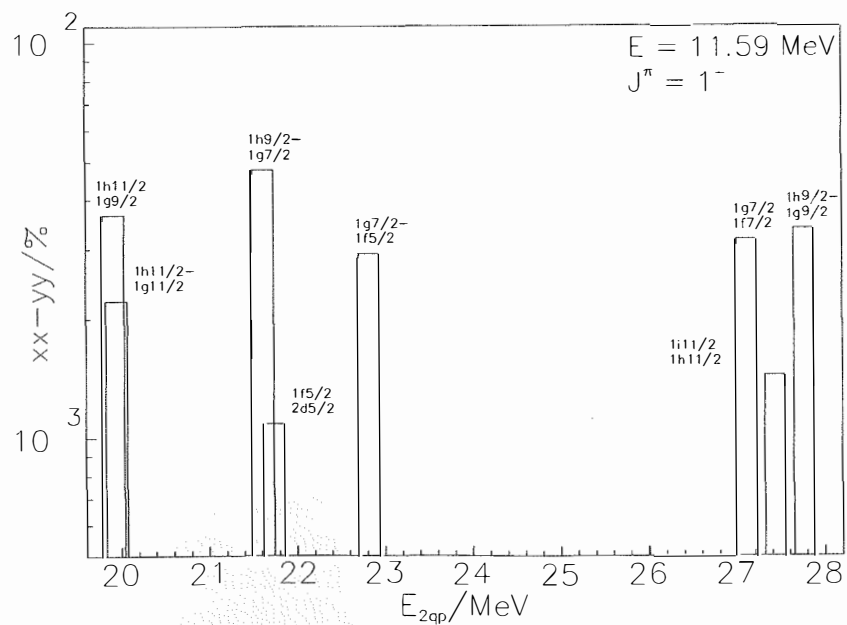
Slika 32: Struktura rezonantnog vrha ^{124}Sn , za komponentu $J^\pi = 1^-$.



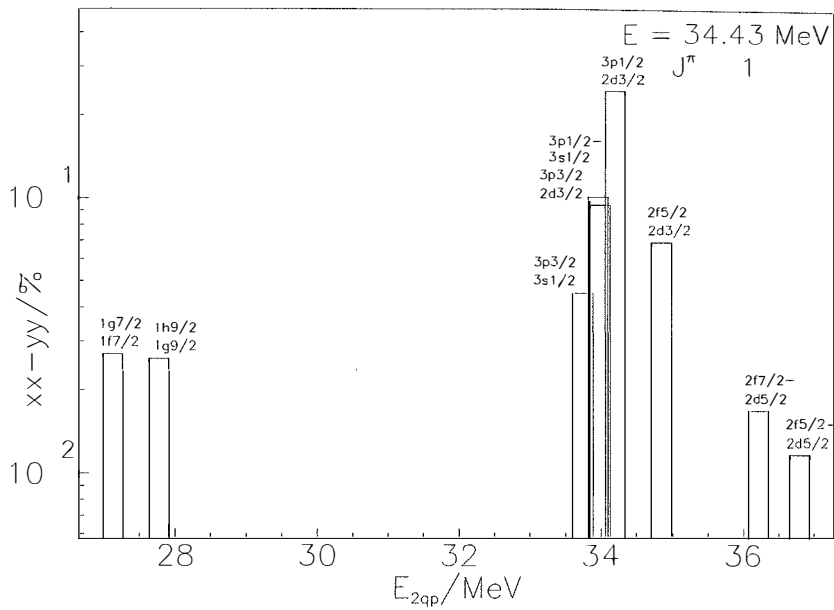
Slika 33: Struktura niskoležećeg vrha ^{128}Sn , za komponentu $J^\pi = 0^-$.



Slika 34: Struktura rezonantnog vrha ^{128}Sn , za komponentu $J^\pi = 0^-$.



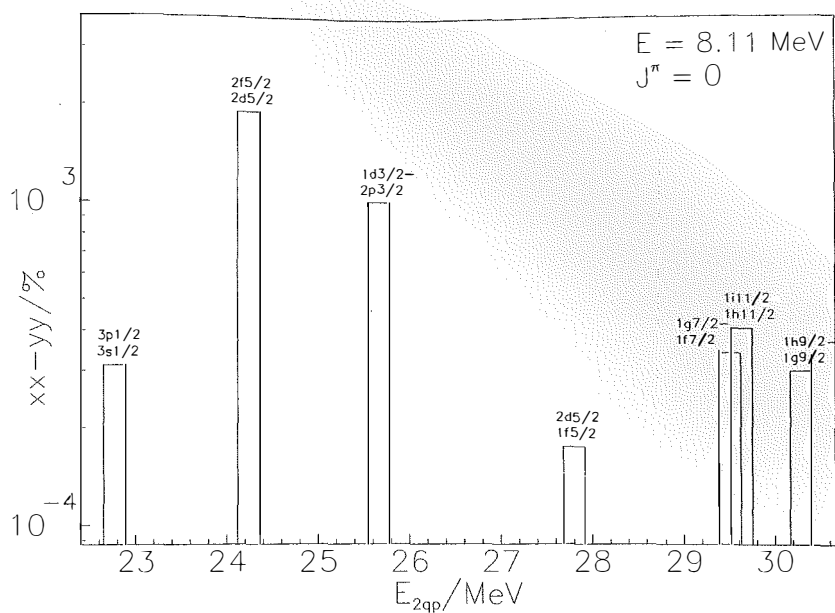
Slika 35: Struktura niskoležećeg vrha ^{128}Sn , za komponentu $J^\pi = 1^-$.



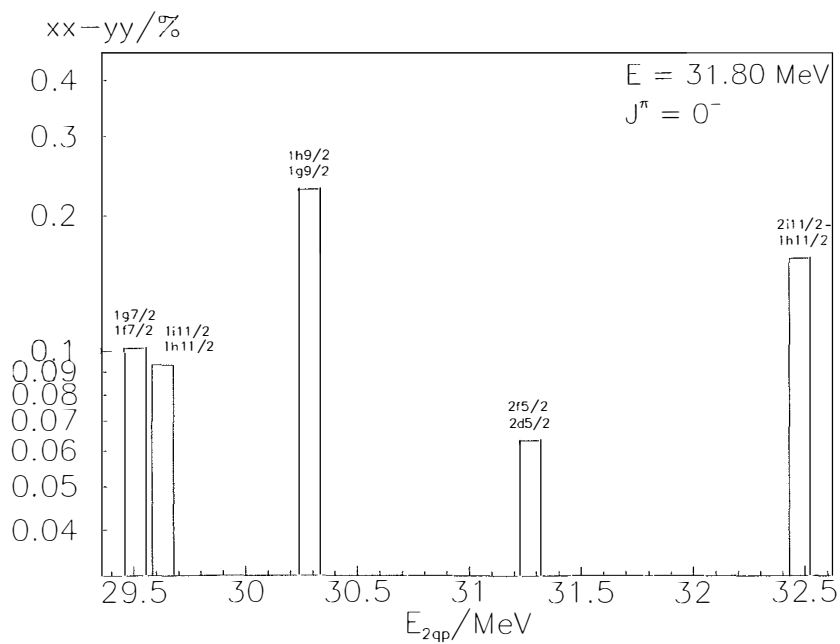
Slika 36: Struktura rezonantnog vrha ^{128}Sn , za komponentu $J^\pi = 1^-$.

(slika 34), na energiji $E = 30.03 \text{ MeV}$, je prisutna situacija kao i za niskoležeći vrh, za prijelaze udjela snage većeg od 1 %. Značajnije doprinosi samo jedna konfiguracija. Za niskoležeći vrh istog izotopa, za komponentu 1^- , na energiji $E = 11.59 \text{ MeV}$ (slika 35), uočava se ravno pravan doprinos "core polarisation" i "back spin flip" prijelaza, s redom 1 % i 1.1 % udjela snage, te 5 i 6 konfiguracija. Prijelazi su promatrani iznad granice udjela snage od 0.1 %. Za rezonantni vrh istog izotopa i iste komponente (slika 36), na energiji $E = 34.43 \text{ MeV}$, uočava se ravno pravan doprinos sva tri dosad prisutna tipa prijelaza. "Core polarisation" doprinosi s 22.4 % udjela snage i 5 konfiguracija, "direct spin flip" s 21.0 % udjela snage i jednom konfiguracijom, te "back spin spin flip" s 12.5 % udjela snage i 3 konfiguracije. Prijelazi su promatrani iznad granice udjela snage od 1 %.

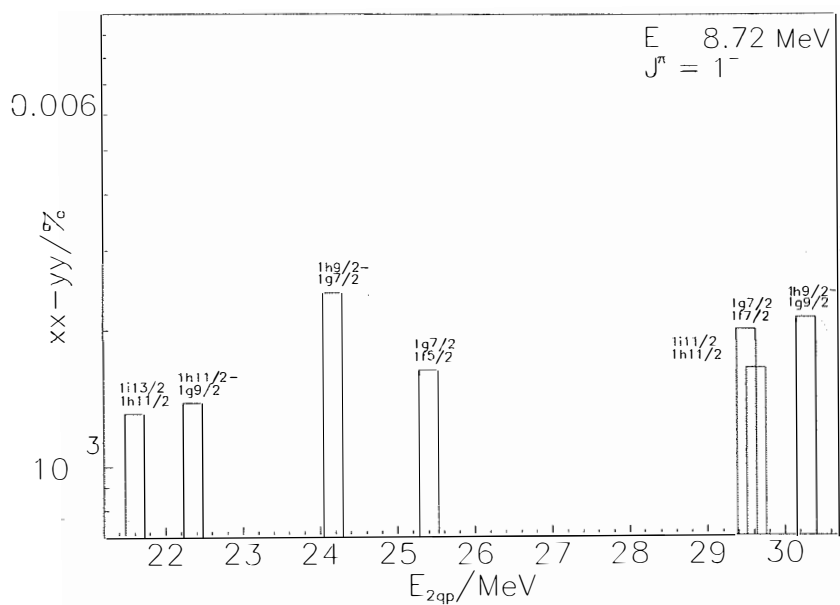
Za niskoležeći vrh izotopa ^{132}Sn , za komponentu 0^- , na energiji $E = 8.11 \text{ MeV}$ (slika 37), uočava se potpuna dominacija "core polarisation" prijelaza, kao i za niskoležeći vrh 0^- komponente izotopa ^{128}Sn . Promatraju se prijelazi iznad 0.01 % udjela snage i doprinosi značajnije 6 konfiguracija. Dakle, kao i kod GT prijelaza, "core polarisation" komponenta posjeduje veliku kolektivnost. Za rezonantni vrh istog izotopa i iste komponente (slika 38), na energiji $E = 31.80 \text{ MeV}$, prisutna je ista situacija kao i za niskoležeći vrh te komponente, iznad granice udjela snage od 5 %. Za 0^- komponentu zamjećuje se ista struktura kao i za ^{128}Sn . Za niskoležeći vrh izotopa ^{132}Sn , za komponentu 1^- , na energiji $E = 11.59 \text{ MeV}$ (slika 39), uočava se ravno pravan doprinos "back spin flip" i "core polarisation" prijelaza, koji doprinose redom s 0.72 % i 0.56 % udjela snage, te s 4 i 3 konfiguracije, respektivno. Promatraju se doprinosi iznad 0.1 % doprinosa snage. Za rezonantni vrh istog izotopa i iste komponente (slika 40), na energiji $E = 35.52 \text{ MeV}$, uočava se ravno pravan odnos "back spin flip" i "core polarisation" prijelaza, s doprinosima redom od 27.1 % i 33.5 %, te s 1 i 4 konfiguracije. Dakle, iznad 0.5 % udjela snage postoji sličnost u strukturi niskoležećeg i



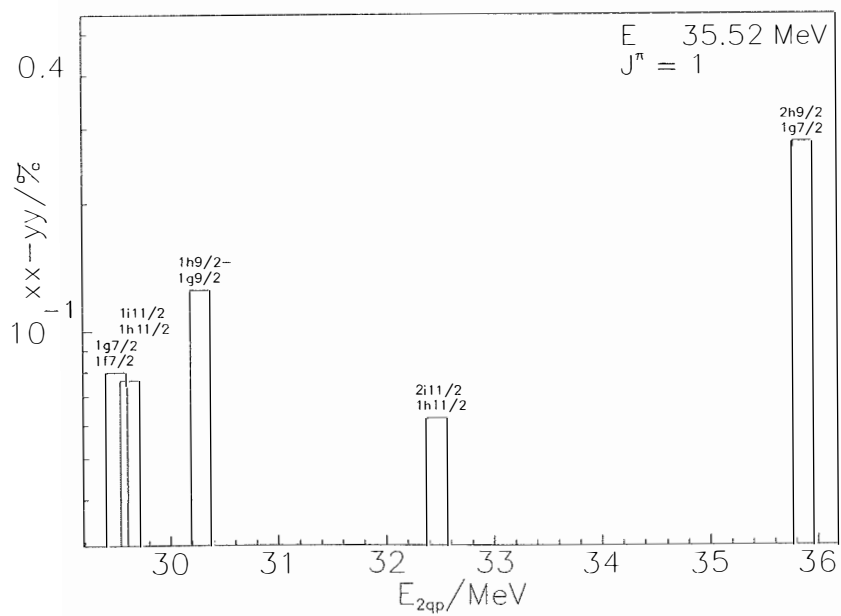
Slika 37: Struktura niskoležečeg vrha ^{132}Sn , za komponentu $J^\pi = 0^-$.



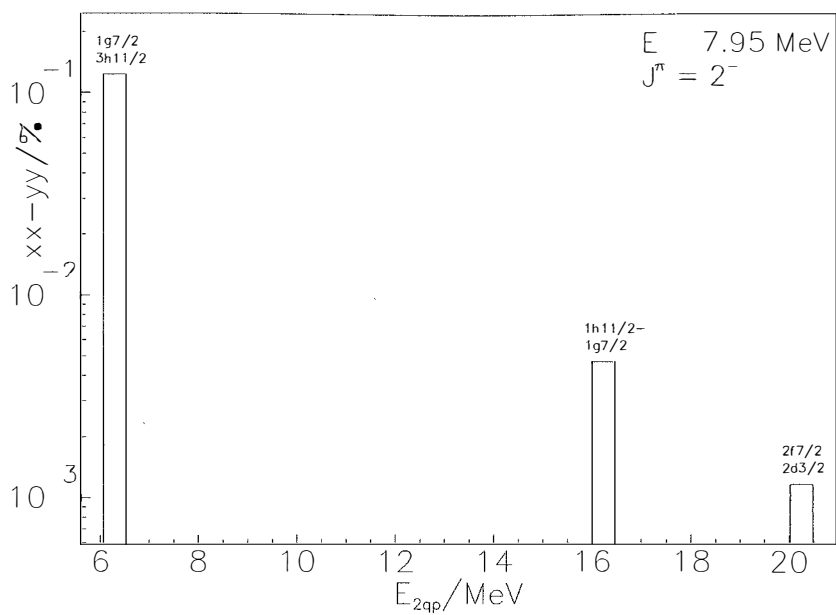
Slika 38: Struktura rezonantnog vrha ^{132}Sn , za komponentu $J^\pi = 0^-$.



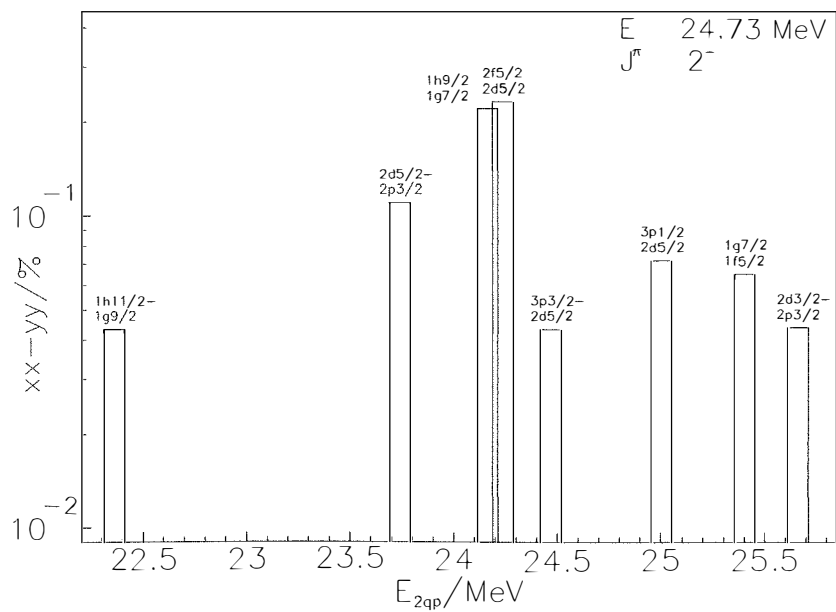
Slika 39: Struktura niskoležećeg vrha ^{132}Sn , za komponentu $J^\pi = 1^-$.



Slika 40: Struktura rezonantnog vrha ^{132}Sn , za komponentu $J^\pi = 1^-$.



Slika 41: Struktura niskoležećeg vrha ^{132}Sn , za komponentu $J^\pi = 2^-$.



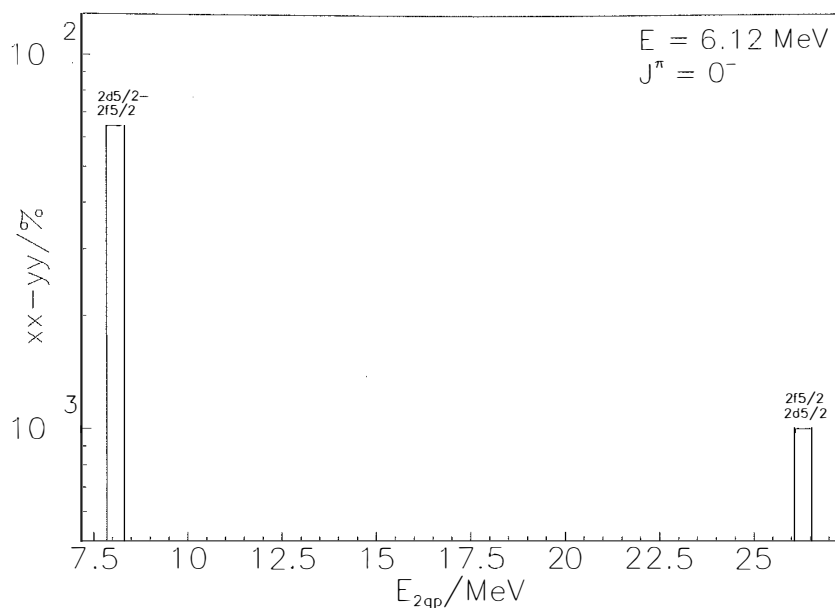
Slika 42: Struktura rezonantnog vrha ^{132}Sn , za komponentu $J^\pi = 2^-$.

rezonantnog vrha za ^{132}Sn i 1^- komponentu, uz izraženu kolektivnost. Ponovno je struktura za oba vrha komponente 1^- slična onoj izotopa ^{128}Sn , osim primjese "direct spin flip" prijelaza u rezonantnom vrhu za ^{128}Sn . Za niskoležeći vrh izotopa ^{132}Sn , za komponentu 2^- , na energiji $E = 7.95$ MeV (slika 41), postoji jedan vrlo izražen prijelaz: $j \rightarrow j - 2$, koji doprinosi s 10.1 % i jednom konfiguracijom, te postoji slaba primjesa $j \rightarrow j + 2$ koja doprinosi s 0.4 % i 2 konfiguracije. Ovdje možemo govoriti da se radi o jednočestičnom prijelazu. Uzeti su u obzir doprinosi iznad 0.1 % udjela snage. Za rezonantni vrh istog izotopa i iste komponente (slika 42), dominiraju "back spin flip" i "core polarisation" prijelazi, s doprinosima 42.0 % i 25.4 %, te s 4 i 2 konfiguracije, respektivno. Oba prijelaza pokazuju značajnu kolektivnost. Postoje i primjese $j \rightarrow j - 2$ i "direct spin flip" prijelaza koje su za dva reda veličine manje. Prikazani su prijelazi koji sudjeluju s udjelom snage iznad 1 %.

Za niskoležeći vrh izotopa ^{136}Sn , za komponentu 0^- , na energiji $E = 6.12$ MeV (slika 43), prisutna je izrazita dominacija "core polarisation" prijelaza, s jednom značajnom konfiguracijom, iznad 0.1 % udjela snage. Ponovno se radi o jednočestičnom prijelazu, kao i kod 2^- komponente ^{132}Sn . Za rezonantni vrh ^{136}Sn i za komponentu 0^- (slika 44), na energiji $E = 33.50$ MeV, ponovno postoji potpuna dominacija "core polarisation" prijelaza, kao i za niskoležeći vrh, pokazujući 4 značajne konfiguracije. Donja granica od 1 % udjela snage ponovno se pokazala najboljom za preglednost dobivenih prijelaza. Vidimo slično ponašanje za 0^- komponentu kao i za prethodna dva izotopa kositra. Za niskoležeći vrh izotopa ^{136}Sn , za komponentu 1^- , na energiji $E = 11.59$ MeV (slika 45), pojavljuje se doprinos "back spin flip" prijelaza s 51 % udjela snage i 3 prisutne konfiguracije, te doprinos "direct spin flip" prijelaza s 25 % udjela snage i 2 prisutne konfiguracije. Uzeti su u obzir prijelazi iznad 0.1 % udjela snage. Zamjećuje se da se struktura niskoležećeg vrha za 1^- komponentu razlikuje od one prijašnjih izotopa kositara za isti vrh. Stoga se zaključuje da razlike među teškim izotopima kositra za dane vrhove započinju s ^{136}Sn .

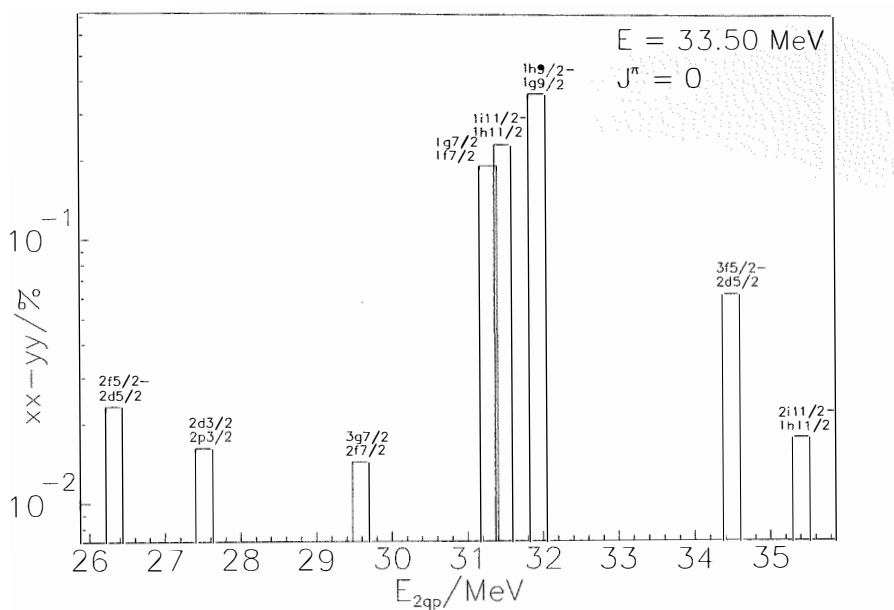
Za rezonantni vrh izotopa ^{136}Sn i komponente 1^- (slika 46), na energiji $E = 37.11$ MeV, uočena je potpuna dominacija "core polarisation" prijelaza s 4 konfiguracije. Kolektivnost "core polarisation" prijelaza je dosad uvijek bila visoka, ako se radilo o dominantnoj vrsti prijelaza. Donja granica udjela snage je 1 %. Ponovno se struktura rezonantnog vrha za 1^- ne poklapa s onom prijašnjih izotopa kositara. Za niskoležeći vrh izotopa ^{136}Sn , za komponentu 2^- , na energiji $E = 9.42$ MeV (slika 47), dominiraju $j \rightarrow j - 2$ prijelazi, s doprinosom od 87.7 % udjela snage 3 konfiguracije. Postoji mala primjesa "back spin flip" prijelaza, od 7 %. Prikazani su prijelazi iznad 1 % udjela snage.

Za rezonantni vrh izotopa ^{136}Sn i komponente 2^- (slika 48), na energiji $E = 27.78$ MeV, "core polarisation" i "back spin flip" prijelazi se ravnopravno odnose, s redom 34 % i 27 % doprinosa u snazi, te 3 i 5 konfiguracija. I ovdje je uzeta donja granica koja je bila najčešće korištena u ovom dijelu rada, 1 % udjela snage. Strukture obaju vrhova 2^- komponente slične su onima izotopa ^{132}Sn za istu komponentu.

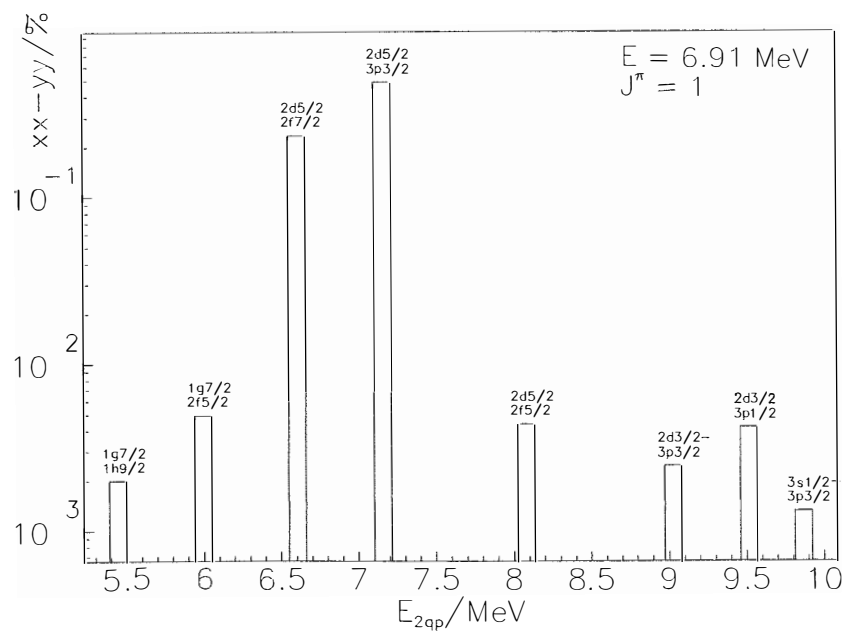


Slika 43: Struktura niskoležećeg vrha ^{136}Sn , za komponentu $J^\pi = 0^-$.

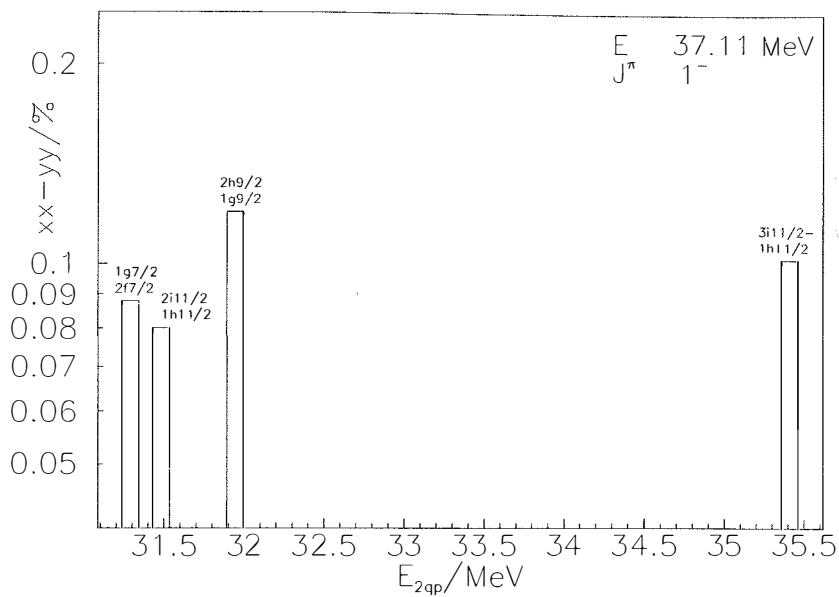
Pokazuje se da je centroid rezonantnog vrha izotopa kositara u rasponu od $A = 112$ do $A = 136$ slabo osjetljiv na maseni broj, dok se niskoležeći fragment pomiče prema nižim energijama s rastućim atomskim brojem (slika 49). No za jezgru ^{132}Sn , koja je dvostruko magična, uočava se položaj niskoležećeg fragmenta na energiji značajno većoj od energija istih fragmenata preostalih izotopa. To diskontinuirano ponašanje kod izotopa ^{132}Sn je posljedica efekta ljusaka.



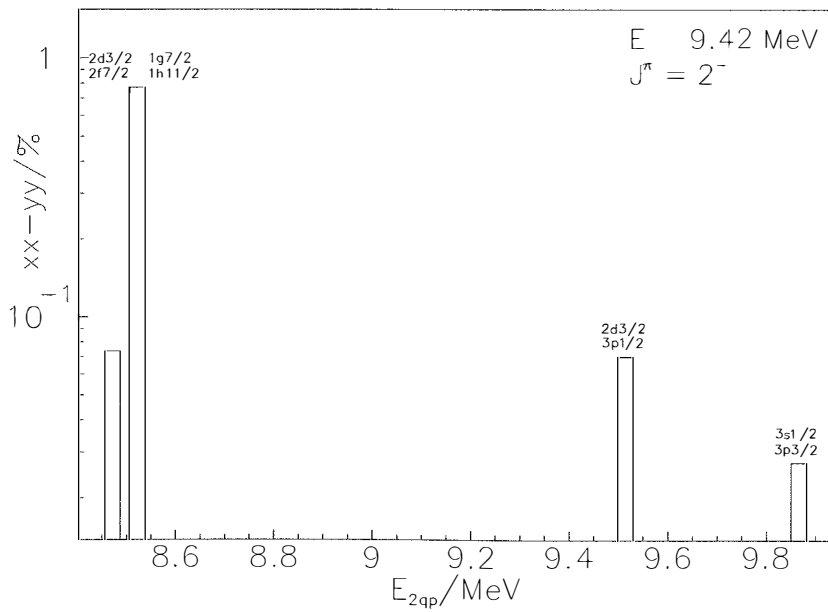
Slika 44: Struktura rezonantnog vrha ^{136}Sn , za komponentu $J^\pi = 0^-$.



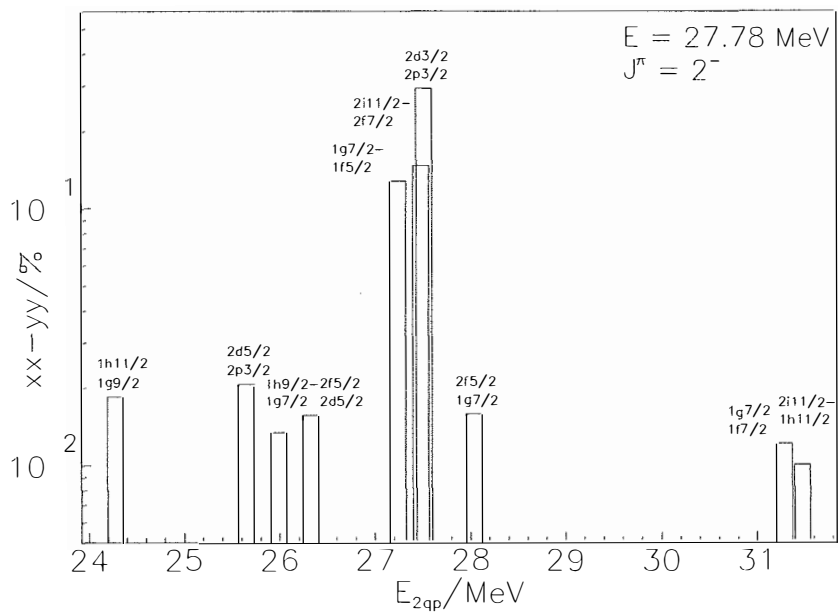
Slika 45: Struktura niskoležećeg vrha ^{136}Sn , za komponentu $J^\pi = 1^-$.



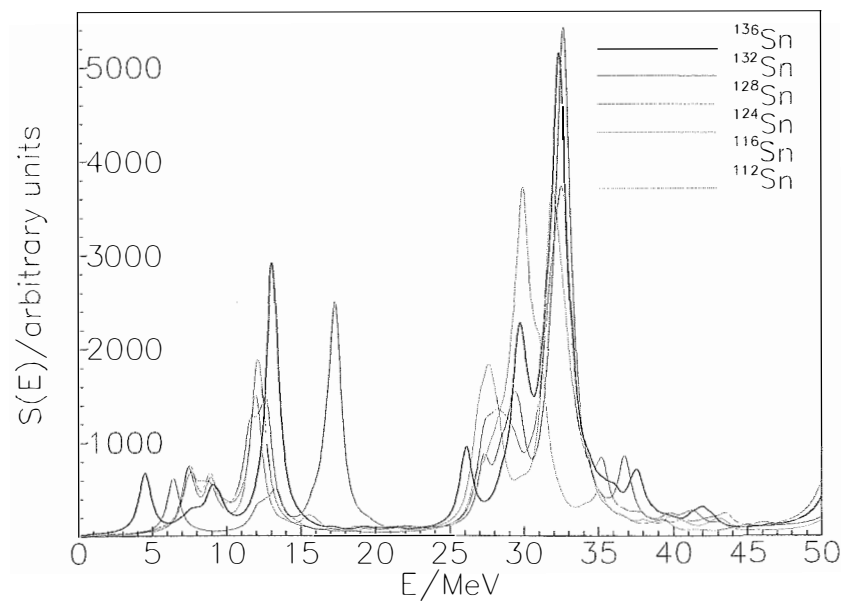
Slika 46: Struktura rezonantnog vrha ^{136}Sn , za komponentu $J^\pi = 1^-$.



Slika 47: Struktura niskoležećeg vrha ^{136}Sn , za komponentu $J^\pi = 2^-$.



Slika 48: Struktura rezonantnog vrha ^{136}Sn , za komponentu $J^\pi = 2^-$.



Slika 49: Usporedba ukupne snage SD prijelaza za izotope kositra u rasponu $A = 112 - 136$.

5 Neutronske omotač izotopa kositra

5.1 Uvod

Neutronske omotač atomske jezgre je karakterističan u područjima karte nuklida udaljenim od doline stabilnosti i manifestira se i određuje razlikom korijena srednjeg kvadrata radijusa neutronske i protonske raspodjele u jezgri. Poznavanje oblika neutronske raspodjele u jezgrama nameće ograničenja na efektivne interakcije koje se koriste u nuklearnim modelima. Eksperimentom je uz mnogo veću preciznost moguće odrediti razliku radijusa neutronske i protonske raspodjele, te radijus protonske raspodjele, nego radijus neutronske raspodjele. Zasad nije postignuta preciznost od 1 % [14]. Jedna od obećavajućih metoda je mjerenje neutronske raspodjele preko elastičnog raspršenja longitudinalno polariziranih elektrona. Razlika udarnih presjeka između raspršenja desno i lijevo polariziranih elektrona daje direktnu informaciju o Fourierovom transformatu neutronske gustoće [14]. Eksperimenti kao APV (Atomic Parity Violation) i oni koji mjere omjere količine izotopa, krucijalno ovise o obliku neutronske raspodjele [14]. Rezultati o obliku neutronske raspodjele, dostupni preko raspršenja hadronskih proba, izrazito ovise o modelu nuklearnih interakcija [12]. Također, veličina neutronske omotača nameće ograničenja na nuklearnu jednadžbu stanja, osobito na član koji ovisi o simetriji nuklearne materije. Eksperimenti s raspršenjem elektrona i miona su odredili raspodjelu naboja u jezgrama. Koristeći radijus te raspodjele moguće je dobiti, poznavajući ukupne integrirane snage SD prijelaza za $\Delta T_3 = 1, -1$, radijus raspodjele neutrona u jezgri [12]. Relacija koja je korisna pri određivanju radijusa neutronske raspodjele iz pravila sume za SD prijelaze je dana s:

$$S_{SD}^- - S_{SD}^+ = \frac{9}{2\pi}(N\langle r^2 \rangle_n - Z\langle r^2 \rangle_p). \quad (75)$$

U ref. [16] je, poznavanjem omjera ukupne integrirane snage IA i SD prijelaza, određena veličina neutronske omotača preko relacije:

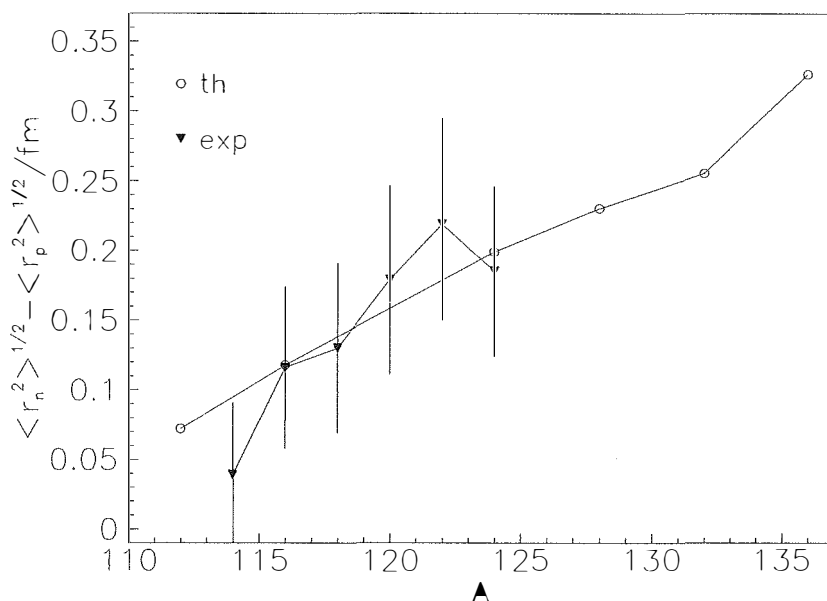
$$(\langle r^2 \rangle_n^{1/2} - \langle r^2 \rangle_p^{1/2}) = \frac{\alpha \sigma_{exp} - (N - Z)\langle r^2 \rangle_p - 2.80A}{2N\langle r^2 \rangle_p^{1/2}}. \quad (76)$$

Ovdje je $\sigma_{exp} = (N - Z)S_{SD}/I_{IA}$, a α je određen iz poznavanja $\langle r^2 \rangle_n^{1/2}$ i $\langle r^2 \rangle_p^{1/2}$ za ^{120}Sn iz teorijskih rezultata [16]. Reakcija koja je promatrana u eksperimentu je $^4\text{Sb}(^3\text{He}, t)$, na energiji projektila $E = 450$ MeV i za izlazne kutove $0^\circ \leq \theta \leq 1.15^\circ$. U ref. [15] je eksperimentalno dobivena jaka korelacija između veličine neutronske omotača i udarnih presjeka za GD (gigantsku dipolnu) rezonancu. U eksperimentu su mjerene reakcije $^{116,124}\text{Sn}(\alpha, \alpha'\gamma_0)$ i $^{208}\text{Pb}(\alpha, \alpha'\gamma)$ na energijama $E = 120$ MeV, te za izlazne kutove $0^\circ \leq \theta \leq 3^\circ$. U ref. [14] je pokazana jaka korelacija između teorijskih izračuna veličine neutronske omotača i položaja centroida odzivne funkcije GT prijelaza, relativno prema centroidu odzivne funkcije IA prijelaza. Rezultati su dobiveni za niz od 7 izotopa kositra u rasponu $A = 112 - 124$. Upotrijebljen je RHB model za izračun osnovnog stanja jezgara, uz RQRPA izračun pobuđenja u kanonskoj jednočestičnoj bazi RHB modela.

5.2 Rezultati i rasprava

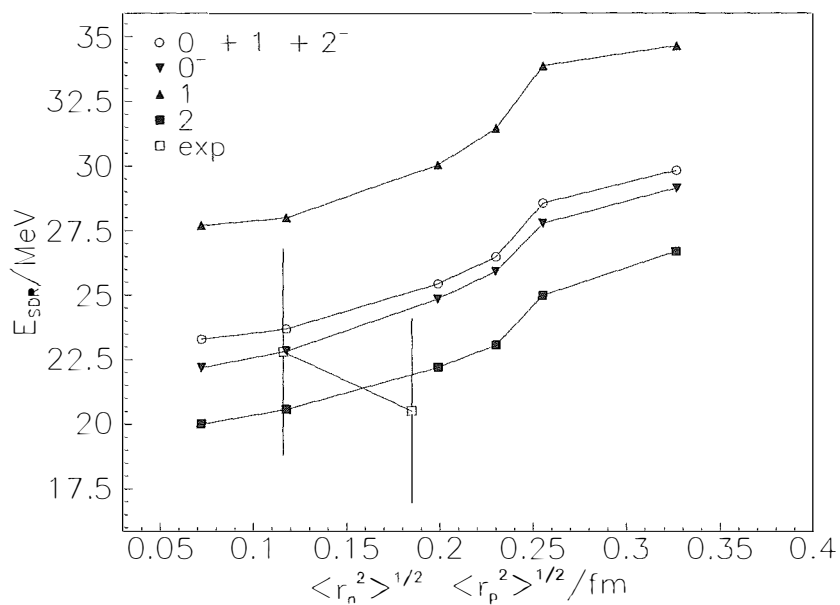
U ovom dijelu rada su uspoređene teorijske i eksperimentalne vrijednosti veličine neutronskih omotača u ovisnosti o masenom broju, za niz izotopa kositra u rasponu $A = 112 - 124$. Također je dobivena teorijska korelacija između centroida SD snage i veličine neutronskog omotača. Direktna usporedba je dostupna samo za dvije eksperimentalne točke.

Iz RHB modela za određivanje osnovnog stanja jezgara, dobiveni su korijeni srednjih kvadrata radijusa za protonske i neutronske raspodjele, za izotope kositra ^{112}Sn , ^{116}Sn , ^{124}Sn , ^{128}Sn , ^{132}Sn i ^{136}Sn . Da bi se potvrdila vjerodostojnost tražene korelacije SD centroida i veličine neutronskog omotača, potrebno je prvo provjeriti slaganje teorije i eksperimenta za veličinu neutronskog omotača, u ovisnosti o masenom broju. Uočava se dobro



Slika 50: Usporedba teorije i eksperimenta za veličinu neutronskog omotača u ovisnosti o masenom broju.

poklapanje teorije i eksperimenta (slika 50), no direktna usporedba SD i veličine neutronskog omotača ograničena je samo na dva izotopa, ^{116}Sn i ^{124}Sn (slika 51). Eksperimentalni podaci su uzeti iz [16]. Izotopi za koje nisu prisutni eksperimentalni podaci nastavljaju približno linearan trend (slika 50). Dobivena je značajna korelacija između centroida ukupne raspodjele i centroida komponenti s jedne strane, te veličine neutronskog omotača s druge strane, slika 51. Prikazani su i eksperimentalni podaci za ^{116}Sn i ^{124}Sn iz [9, 10], pri čemu rezultat za ^{124}Sn prelazi granice greške dobivene iz eksperimenta. Uočena je jaka korelacija za izotope kositra masenog broja manjeg od $A = 136$. Potrebno je više eksperimentalnih podataka da bi se moglo pretpostaviti da je poznavanje centroida odzivne snage SD prijelaza upotrebljivo pri određivanju veličine neutronskog omotača. Ta metoda ne bi bila neovisna o modelu, no ne bi ni zahtjevala dodatne pretpostavke.



Slika 51: Položaj centroida ukupne raspodjele i centroida komponenti u ovisnosti o veličini neutronskega omotača.

6 Zaključak

U ovom radu istraživana su spinsko-izospinska pobuđenja u teorijskom modelu zasnovanom na relativističkoj kvazičestičnoj aproksimaciji slučajnih faza. Promatrani su Gamow-Tellerovi i spin-dipolni prijelazi u izotopima kositra, što uključuje izračun odzivnih snaga i struktura izraženih vrhova. Od interesa je bilo pronaći eventualne razlike među izotopima u centroidima odzivne snage, položaju izraženih vrhova, te njihovim strukturama. Također je istraživana korelacija veličine neutronske omotača i centroida SD odzivne snage za izotope kositra.

Ustanovljeno je pomicanje glavnog rezonantnog vrha GT pobuđenja ($\Delta T_3 = -1$) prema višim energijama s povećanjem masenog broja za izotope kositra ^{120}Sn , ^{132}Sn i ^{136}Sn , istodobno slabljenje niskoležećih fragmenata relativno prema GT rezonanci, kao i cijepanje glavnog rezonantnog vrha za ^{120}Sn . Za odzivne funkcije GT prijelaza uočava se fragmentacija na 4 do 5 komponenti, ovisno o izotopu. Strukture glavnih rezonantnih vrhova za ^{120}Sn i ^{136}Sn pokazuju dominaciju "direct spin flip" prijelaza, no kod ^{136}Sn postoji ravnopravnija kompeticija s "core polarisation" prijelazima. Također postoji ravnopravnija kompeticija između "direct spin flip", "back spin flip" i "core polarisation" prijelaza u niskoležećim vrhovima za ^{136}Sn . Kod ^{120}Sn , niskoležeći vrhovi pokazuju naizmjeničnu dominaciju "back spin flip", "direct spin flip" i "core polarisation" prijelaza, redom po energiji. "Core polarisation" prijelazi uvijek pokazuju značajnu kolektivnost.

Izračunate su odzivne funkcije za $\Delta T_3 = -1$ SD prijelaze, za ^{90}Zr , ^{112}Sn , ^{116}Sn , ^{124}Sn , ^{128}Sn , ^{132}Sn , ^{136}Sn i ^{208}Pb , kao i doprinosi pojedinih dvokvazičestičnih konfiguracija značajnim vrhovima odzivne snage. Za jezgre za koje postoje eksperimentalni podaci dobiveno je dobro poklapanje teorije i eksperimenta u izračunu centroida SD raspodjele, osim za ^{124}Sn . No trend eksperimenta i teorije nije isti, eksperimentalni podaci pokazuju pad položaja centroida s masenim brojem, dok teorijski rezultati pokazuju rast položaja centroida s masenim brojem. Za ukupnu odzivnu funkciju značajna je fragmentacija u dva fragmenta, koja nije vidljiva u eksperimentu zbog velike širine vrhova, ali je također dobivena iz drugih modela [8, 13]. Također je uočen redoslijed komponenti koji nije konzistentan s teorijskim razmatranjem u [8]. Za izotope kositra iznad $A = 124$, koji su daleko od doline stabilnosti, uočen je niskoležeći vrh koji je područjem bez odzivne snage odvojen od preostalog rezonantnog dijela. Proučavana je struktura oba dijela raspodjele za navedene izotope. Za ^{124}Sn je pronađena dominacija "core polarisation" prijelaza za 0^- komponentu, za oba vrha, a slična struktura je prisutna i za ostale izotope. Kod 1^- komponente postoji kompeticija između "back spin flip" i "core polarisation" prijelaza za niskoležeći vrh, te još i "direct spin flip" prijelaza za rezonantni vrh, kod izotopa ^{124}Sn i ^{128}Sn . Rezonantni vrh te komponente je uglavnom dominiran "core polarisation". Struktura je nešto drugačija za niskoležeći vrh 1^- komponente izotopa ^{136}Sn , gdje umjesto "back spin flip" imamo "direct spin flip" prijelaze. Za izotope ^{132}Sn i ^{136}Sn značajan je prijelaz $j \rightarrow j - 2$ u niskoležećem vrhu komponente 2^- , dok u rezonantnom vrhu postoji kompeticija "back spin flip" prijelaza i "core polarisation" prijelaza. Usporedbom ukupnih odzivnih funkcija za sve promatrane izotope kositra pokazuje se da je centroid rezonantnog vrha u rasponu od $A = 112$ do

$A = 136$ slabo osjetljiv na maseni broj, dok se niskoležeći fragment pomiče prema nižim energijama s rastućim atomskim brojem. No za jezgru ^{132}Sn , koja je dvostruko magična, uočava se položaj niskoležećeg fragmenata na energiji značajno većoj od energija istog fragmenta preostalih izotopa.

Iz RHB modela za određivanje osnovnog stanja jezgara, dobiveni su korijeni srednjih kvadrata radijusa za protonske i neutronske raspodjele, za izotope kositra ^{112}Sn , ^{116}Sn , ^{124}Sn , ^{128}Sn , ^{132}Sn i ^{136}Sn . Uočava se dobro poklapanje teorije i eksperimenta za ovisnost veličine neutronskog omotača o masenom broju, no direktna usporedba SD i veličine neutronske omotača ograničena je samo na dva izotopa, ^{116}Sn i ^{124}Sn . Izotopi za koje nisu prisutni eksperimentalni podaci nastavljaju približno linearan trend. Rezultat korelacije veličine neutronske omotača i položaja centroida odzivne funkcije SD prijelaza za ^{124}Sn prelazi granice greške dobivene iz eksperimenta. Uočena je jaka korelacija za izotope kositra masenog broja manjeg od $A = 136$. Potrebno je više eksperimentalnih podataka da bi se moglo pretpostaviti da je poznavanje centroida odzivne snage SD prijelaza upotrebljivo pri određivanju veličine neutronske omotača.

Literatura

- [1] M. Serra, *Field Theoretical Description of Exchange Terms and Pairing Correlations in Nuclear Systems*, Dissertation, Technische Universität München, 2001
- [2] T. Nikšić & D. Vretenar, P. Finelli, P. Ring *Relativistic Hartree-Bogoliubov model with density-dependent meson-nucleon couplings*, Phys. Rev. C **66**, 024306 (2002)
- [3] T. Nikšić, D. Vretenar, P. Ring, *Relativistic random-phase approximation with density dependent meson-nucleon couplings*, Phys. Rev. C **66**, 064302 (2002)
- [4] P. Schuck, P. Ring, *The Many Body Nuclear Problem*, Springer-Verlag, New York, 1980
- [5] N. Paar, T. Nikšić and D. Vretenar, P. Ring, *Quasiparticle random phase approximation based on the relativistic Hartree-Bogoliubov model. II. Nuclear spin and isospin excitations*, Phys. Rev. C **69**, 054303 (2004)
- [6] G. A. Lalazissis, T. Nikšić and D. Vretenar, P. Ring, *New relativistic mean-field interaction with density-dependent meson-nucleon couplings*, Phys. Rev. C **71**, 024312 (2005)
- [7] A. Krasznahorkay et al., *Distribution of the Gamow-Teller strength in ^{90}Nb and ^{208}Bi* , Phys. Rev. C **64**, 067302 (2001)
- [8] N. Auerbach, A. Klein, *Structure of isovector spin excitations in nuclei*, Phys. Rev. C **30**, 1032-1043 (1984)
- [9] K. Pham, J. Jänecke, D. A. Roberts et al., *Fragmentation and splitting of Gamow-Teller resonances in $\text{Sn}({}^3\text{He},t)\text{Sb}$ charge-exchange reactions, $A=112-124$* , Phys. Rev. C **51**, 526-540 (1995)
- [10] S. M. Austin et al., *Splitting of the dipole and spin-dipole resonances*, Phys. Rev. C **63**, 034322 (2001)
- [11] H. Akimune et al., *Direct proton decay and microscopic structure of the spin-dipole resonance in ^{208}Bi* , Phys. Rev. **61**, 011304(R) (1999)
- [12] K. Yako, H. Sagawa and H. Sakai, *Neutron Skin Thickness of ^{90}Zr Determined By Charge Exchange Reactions*, Phys. Rev. C **74**, 051303 (2006)
- [13] T. Suzuki and H. Sagawa, *Microscopic study of Gamow-Teller and spin-dipole states in ^{208}Bi* , Eur. Phys. J. A. **9**, 49-53 (2000)
- [14] D. Vretenar, N. Paar, T. Nikšić, P. Ring, *Spin-Isospin Resonances and the Neutron Skin of Nuclei*, Phys. Rev. Lett. **91**, 262502 (2003)
- [15] A. Krasznahorkay et al., *Excitation of the Isovector Giant Dipole Resonance by Inelastic α scattering and the Neutron Skin of Nuclei*, Phys. Rev. Lett **66**, 1287-1290 (1991)
- [16] A. Krasznahorkay et al., *Excitation of Isovector Spin-Dipole Resonances and Neutron Skin of Nuclei*, Phys. Rev. Lett. **82**, 3216-3219 (1999)