

SINTEZA LUCRARII

Simetrii chirale in nuclee par-pare intr-un formalism de interactie particula-miez

I. INTRODUCERE

Spectrele rotationale apar ca o reflexie a unei ruperi spontane de simetrie, cand nucleul capata o deformare statica. Proprietati fundamentale cum sunt forma nucleara, distributia densitatii de masa si de sarcina in interiorul nucleului, momentele electrice si magnetice, spectrele colective, pot fi evidentiate in urma interactiei sistemului nuclear cu un camp electromagnetic. Cele doua componente ale campului sunt folosite pentru a investiga proprietatile nucleare de natura electrica sau, respectiv magnetica. La sfarsitul secolului trecut, atat starile de tip scissors [1, 2] cat si cele de tip spin-flip [4] au fost intens studiate de mai multe grupuri. Starile de tip scissors au fost excitate in experimente de ciocnire inelastica (e,e') la unghiuri inapoi si sunt localizate in regiunea 2-3 MeV, in timp ce starile de tip spin-flip sunt vazute in experimente de tip (p,p') la unghiuri inainte si sunt asteptate sa apara in intervalul 5-10 MeV. Excitatiile de tip scissors descriu oscilatiile unghiulare in antifaza ale protonilor si neutronilor, taria tranzitiei M1 din starea fundamentala fiind proportionala cu deformarea nucleara la patrat. Acest lucru confirma caracterul colectiv al excitatiei. Asupra acestui proiect s-au scris multe lucrari, de aceea este dificil de citat toate contributiile. Mentionam totusi, articolele de sinteza din Refs. [3, 4].

Deoarece taria totala a modului scissors este proportionala cu deformarea nucleara la patrat, s-a crezut mult timp ca proprietatile magnetice colective sunt in general asociate cu deformarea sistemului nuclear. Acest lucru nu este adevarat din cauza benzilor magnetice, pentru care raportul intre momentul de inertie si valoarea $B(E2)$ pentru excitarea starii 2^+ din starea fundamentala 0^+ , $\mathcal{I}^{(2)}/B(E2)$, are valori mari, de ordinul $100(\text{eb})^{-2}MeV^{-1}$. Aceasta valoare mare poate fi justificata de existenta unui moment magnetic dipolar transversal (adica perpendicular pe momentul cinetic total), care induce tranzitii magnetice dipolare mari dar nu momente cvdrupolare de sarcina [5]. Intr-adevar indicatiile experimentale arata ca benzile magnetice dipolare prezinta valori mari pentru valorile $B(M1)$, $B(M1) \sim 3 - 6\mu_N^2$, si valori mici pentru $B(E2)$ (a se vedea Ref.[6]). Aceste stari sunt diferite de starile de tip scissors, ele fiind mai de graba de tip shares. Un sistem cu moment magnetic transversal

dipolar mare poate consta intr-un miez triaxial la care sunt cuplati un proton intr-un orbital prolate si un neutron intr-un orbital de tip oblate. Interactia intre un orbital prolate si unul oblate este repulsiva ceea ce mentine cele doua orbite indepartate una de cealalta. Din aceasta cauza situatia in care momentele cinetice ale protonului si neutronului sunt perpendiculare este favorizata. Un moment magnetic dipolar transversal maxim se poate realiza atunci cand de exemplu j_p este orientat de-alungul axei mici a miezului, j_n de-alungul axei lungi a miezului iar miezul se rotește in jurul axei intermediare, aceasta fiind axa de moment de inertie maxm (a se vedea Fig. 1). Sa presupunem ca cele trei momente cinetice formeaza un triedru drept. Daca Hamiltonianul ce descrie sistemul in interactie format din proton, neutron si miez, este invariant la transformarea ce schimba triedrul drept intr-unul stang, ce se realizeaza prin schimbarea orientarii uneia dintre componentele triedrului, spunem ca sistemul prezinta o simetrie chirala.

Ca intotdeauna o simetrie este identificata in situatia cand aceasta este *rupta*, adica celor doua triedre, drept si stramb, le corespund energii diferite. Deci o semnatura a simetriei chirale pentru un sistem triaxial este existenta a doua benzi $\Delta I = 1$, de energii foarte apropiate. Marind momentul cinetic total, are loc o aliniere graduala a momentelor cinetice \vec{j}_p si \vec{j}_n la momentul cinetic total \vec{J} si in consecinta se dezvolta o banda magnetica.

Problema care ne-o punem in aceasta lucrare este daca solutia pentru cele trei momente cinetice ortogonale, asociate cu miezul, un orbital prolate si unul oblate, care determina $B(M1)$ mari intre starile benzii magnetice, este unica. De remarcat ca sistemele descrise pana acum sunt cele impar-impair.

In trecutul apropiat starile magnetice de tip spin-flip au fost studiate de mai multe grupuri [7–16]. Grupul nostru a studiat benzile dipolare cu $K^\pi = 1^\pm$ folosind un Hamiltonian de bozoni cvadrupolari si octupolari si un set de stari model obtinute prin proiectia paritatii si momentului cinetic dintr-o stare fundamentala deformata atat cvadrupolar cat si octupolar [17]. Am aratat ca banda 1^+ are caracter magnetic in timp ce banda 1^- este de natura electrica. Intr-o alta publicatie [18] am aratat ca benzile partenere de paritate au proprietatea ca incepand de la o valoare critica a momentului cinetic, starile au proprietatea ca momentele cinetice asociate bozonilor cvadrupolar si respectiv octupolari sunt ortogonale. Este de asteptat ca adaugand la hamiltonianul fenomenologic un set de nucleoni in interactie se poate realiza o configuratie in care momentul cinetic transportat de nucleoni sa fie perpendicular pe planul momentelor cinetice cvadrupolare, respectiv octupolare. Prima

tentativa pe aceasta directie a fost realizata in Ref.[19].

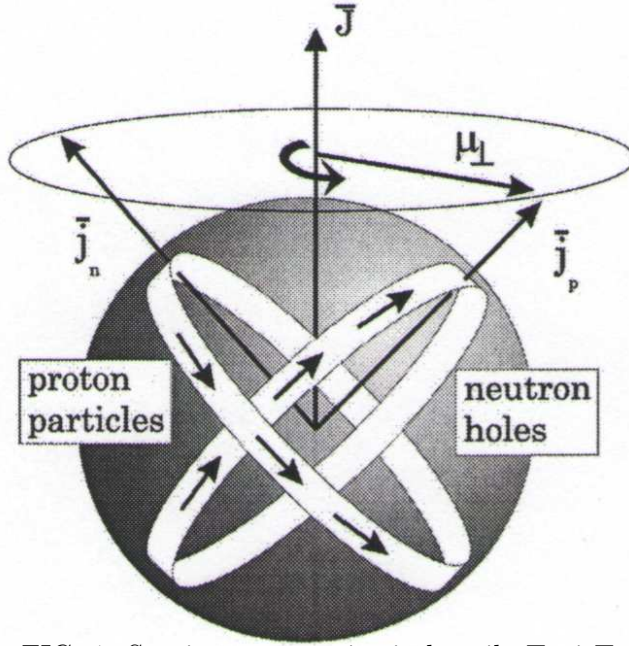


FIG. 1: Spatierea energetica in benzile T_1 si T_2 .

II. HAMILTONIAN SI FUNCTII GENERATORE PENTRU CATEVA BENZI ROTATIONALE

Modelul pe care-l propunem in aceasta lucrare consta intr-un miez fenomenologic cu doua componente, protoni si neutroni, descris in termeni de bozoni cvadrupolari, si doua cvasiparticule avand momentul cinetic total orientat de-alungul axei de simetrie a miezului. Am analizat posibilitatea ca sistemul celor trei momente cinetice poate forma un triedru drept si in consecinta poate fi asociat cu tranzitii magnetice dipolare de probabilitate mare. Hamiltonianul model ce descrie sistemul particula-miez in interactie are urmatoarea expresie:

$$\begin{aligned}
 H = & H_{GCSM} + \sum_{\alpha} \epsilon_{\alpha} c_{\alpha}^{\dagger} c_{\alpha} - \frac{G}{4} P^{\dagger} P \\
 & - \sum_{\tau=p,n} X_{pc}^{(\tau)} \sum_m q_{2m} (b_{\tau,-m}^{\dagger} + (-)^m b_{\tau m}) (-)^m - X_{sS} \vec{J}_F \cdot \vec{J}_c, \quad (2.1)
 \end{aligned}$$

Operatorul moment de cvadrupole este notat astfel:

$$\begin{aligned}
 q_{2m} &= \sum_{a,b} Q_{a,b} (c_{j_a}^{\dagger} c_{j_b})_{2m}, \\
 Q_{a,b} &= \frac{\hat{j}_a}{2} \langle j_a || r^2 Y_2 || j_b \rangle. \quad (2.2)
 \end{aligned}$$

Aici H_{GCSM} noteaza Hamiltonianul fenomenologic folosit de Modelul de Stari Coerente Generalizat (GCSM), avand expresia:

$$H_{GCSM} = A_1(\hat{N}_p + \hat{N}_n) + A_2(\hat{N}_{pn} + \hat{N}_{np}) + \frac{\sqrt{5}}{2}(A_1 + A_2)(\Omega_{pn}^\dagger + \Omega_{np}) + A_3(\Omega_p^\dagger \Omega_n + \Omega_n^\dagger \Omega_p - 2\Omega_{pn}^\dagger \Omega_{np}) + A_4 \hat{J}^2. \quad (2.3)$$

Hamiltonianul dat prin Ec.(2.3) are numai un element de matrice nediagonal. Acesta este $\langle \phi_{JM}^\beta | H | \tilde{\phi}_{JM}^\gamma \rangle$. Calculele noastre arata ca acest element de matrice nediagonal influenteaza energiile benzilor β si $\tilde{\gamma}$ cu numai cativa keV. Datorita acestui aspect energiile de excitatie in benzile considerate aici, $g, \beta, \gamma, 1^+, \bar{1}^+$ sunt determinate exclusiv de elementele de matrice diagonale:

$$E_J^{(k)} = \langle \phi_{JM}^{(k)} | H | \phi_{JM}^{(k)} \rangle - \langle \phi_{00}^{(g)} | H | \phi_{00}^{(g)} \rangle, \quad k = g, \beta, \gamma, 1, \tilde{\gamma}, \bar{1}. \quad (2.4)$$

Urmatorii doi termeni descriu un set de particule ce se misca intr-un camp mediu sferic de model in paturi si interactioneaza intre ei cu forte de imperechere. Ultimii doi termeni notati de aici in colo prin H_{pc} , exprima interactia intre nucleonii satelit si miez prin cvadrupol-cvadrupol si spin-spin. Momentele cinetice ale celor trei componente, bozoni cvadrupolari protonici, bosoni cvadrupolari neutronici si nucleonii satelit, sunt notate prin $\vec{J}_c (= \vec{J}_{pn})$ si respectiv \vec{J}_F . Termenul de camp mediu si interactia de imerechere sunt cvasidiagonalizate prin transformarea bogoliubov-Valatin. Hamiltonianul de mai sus a fost tratat in baza de functii particula-miez: $\phi_{JM}^{(g)} | BCS \rangle, \phi_{JM}^{(\beta)} | BCS \rangle, \phi_{JM}^{(\gamma)} | BCS \rangle, \phi_{JM}^{(1)} | BCS \rangle, \tilde{\phi}_{JM}^{(1)} | BCS \rangle$ si $\Psi_{JI;M}^{(2qp;J1)}$ definita astfel:

$$\begin{aligned} \phi_{JM}^{(g)} &= N_J^{(g)} P_{M0}^J \psi_g, \quad \psi_g = \exp[(d_p b_{p0}^\dagger + d_n b_{n0}^\dagger) - (d_p b_{p0} + d_n b_{n0})] | 0 \rangle, \\ \phi_{JM}^{(\beta)} &= N_J^{(\beta)} P_{M0}^J \Omega_\beta \psi_g, \\ \phi_{JM}^{(\gamma)} &= N_J^{(\gamma)} P_{M2}^J (b_{n2}^\dagger - b_{p2}^\dagger) \psi_g, \\ \phi_{JM}^{(1)} &= N_J^{(1)} P_{M1}^J (b_n^\dagger b_p^\dagger)_{11} \psi_g, \\ \tilde{\phi}_{JM}^{(1)} &= \tilde{N}_J^{(1)} P_{M1}^J (b_{n1}^\dagger - b_{p1}^\dagger) \Omega_\beta^\dagger \psi_g, \\ \Psi_{JI;M}^{(2qp;J1)} &= N_{JI}^{(2qp;J1)} \sum_{J'} C_{J' 1 J+1}^{J J' I} \left(N_{J'}^{(1)} \right)^{-1} \left[(a_j^\dagger a_j^\dagger)_J | BCS \rangle \otimes \varphi_{J'}^{(1)} \right]_{IM}. \end{aligned} \quad (2.5)$$

Aici am folosit urmatoarele notatii:

$$\begin{aligned} \Omega_{\gamma,k,2}^\dagger &= (b_k^\dagger b_k^\dagger)_{22} + d_k \sqrt{\frac{2}{7}} b_{k2}^\dagger, \quad k = p, n, \\ \Omega_\beta^\dagger &= \Omega_p^\dagger + \Omega_n^\dagger - 2\Omega_{pn}^\dagger, \end{aligned}$$

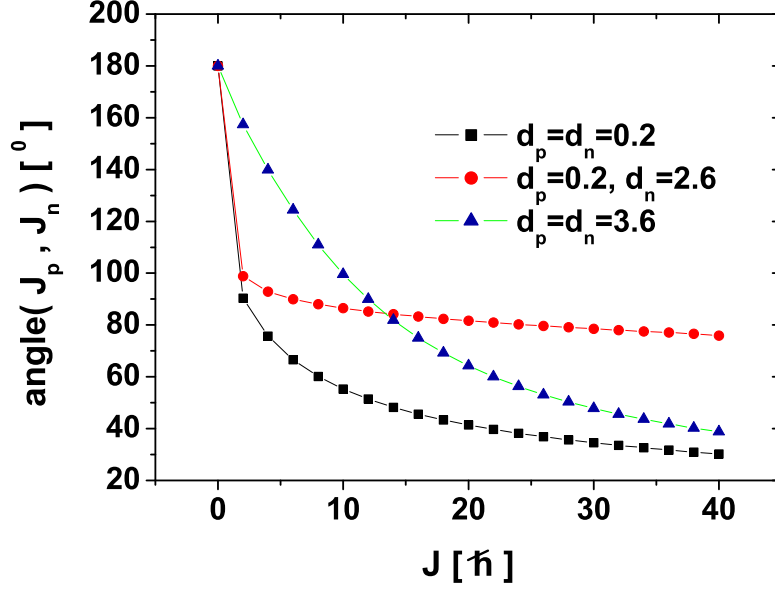


FIG. 2: Unghiul între \vec{J}_p și \vec{J}_n între stările benzii fundamentale, $\Phi_{JM}^{(g)}$, pentru trei seturi de deformări (d_p, d_n) .

$$\begin{aligned}
\Omega_k^\dagger &= (b_k^\dagger b_k^\dagger)_0 - \sqrt{\frac{1}{5}} d_k^2, \quad k = p, n, \\
\Omega_{pn}^\dagger &= (b_p^\dagger b_n^\dagger)_0 - \sqrt{\frac{1}{5}} d_p^2. \\
\hat{N}_{pn} &= \sum_m b_{pm}^\dagger b_{nm}, \quad \hat{N}_{np} = (\hat{N}_{pn})^\dagger, \quad \hat{N}_k = \sum_m b_{km}^\dagger b_{km}, \quad k = p, n.
\end{aligned} \tag{2.6}$$

Energiile benzii descrise de funcția $\Psi_{JI;M}^{(2qp;J1)}$ sunt date de valorile medii ale Hamiltonianului total H prezentat mai sus.

Starea $|BCS\rangle$ este starea de vacuum pentru cvasiparticule.

III. UNGHIUL FORMAT DE MOMENTELE CINETICE PROTONIC SI NEUTRONIC, ALE MIEZULUI.

Pentru a dovedi capabilitatea funcțiilor model pentru benzile rotational de interes, de a induce moment magnetic transversal mare, am calculat unghiul între momentele cinetice asociate bozonilor cvadrupolari protonici și respectiv cvadrupolar neutronici în stări de moment cinetic total I . Rezultatele calculelor noastre sunt prezentate sub forma de grafice ce reprezintă unghiul ca funcție de momentul cinetic total.

Analizand aceste grafice observam ca pentru fiecare banda exista momente cinetice totale pentru care cele doua momente cinetice, protonice si neutronice sunt perpendiculare. La aceste stari fenomenologice am adaugat un set de functii particula-miez in care factorul de particula este o stare de doua cvasiparticule cuplate la momentul cinetic J cu proiectie J . De remarcat ca momentul cinetic transportat de cele doua cvasiparticule este orientat de-alungul axei de simetrie a sistemului. Tinand seama ca momentele cinetice asociate miezului sunt perpendiculare si situate intr-un plan perpendicular pe axa de simetrie rezulta ca s-a realizat un triedru drept avand cele trei momente cinetice mentionate ca axe componente. Daca Hamiltonianul model este invariant la schimbarea orientarii unuia din cele trei momente cinetice, spunem ca sistemul prezinta simetrie chirala. In acest caz benzile ce corespund celor doua triedre, drept si stang, legate printr-o transformare chirala, sunt degenerate. Cum se intampla in general, o simetrie este identificata atunci cand aceasta este rupta spontan. Atunci, cele doua benzi mentionate mai sus sunt cvasidegenerate, de energii foarte apropiate. In cazul considerat de noi termenul de interactie spin-spin violeaza invarianta la transformari de chiralitate. Ne asteptam deci ca sa obtinem doua benzi "gemene" cu proprietati apropiate.

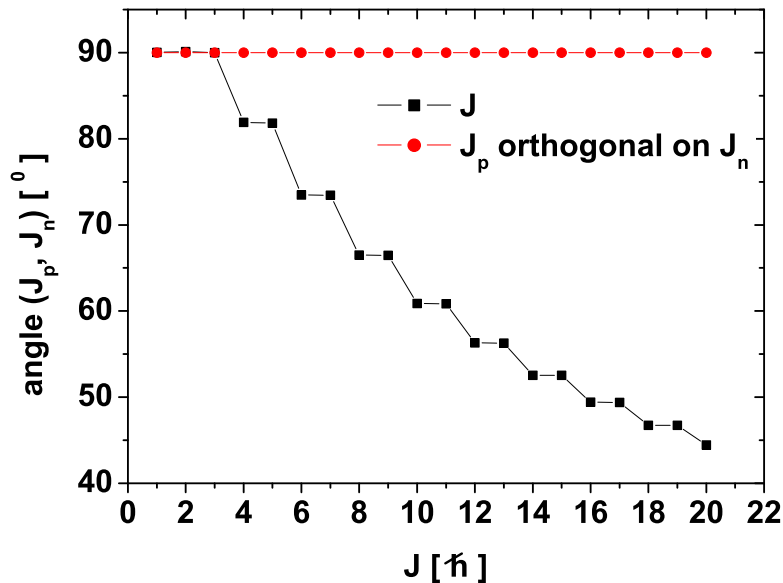


FIG. 3: Unghiul intre \vec{J}_p si \vec{J}_n in starile benzii dipolare, $\varphi_{JM}^{(1)}$. Parametrul de deformare d (a se vedea Ec. 2.3) este egal cu 0.2

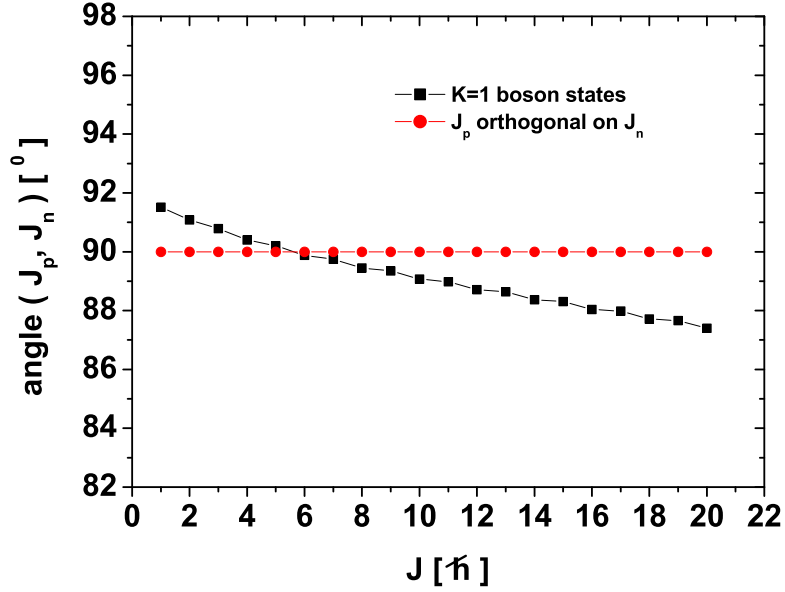


FIG. 4: Unghiul între \vec{J}_p și \vec{J}_n , în stările dipolare $\Phi_{JM}^{(1)}(d_p, d_n)$ pentru parametri de deformare $d_p = 0.2$ și $d_n = 2.4$.

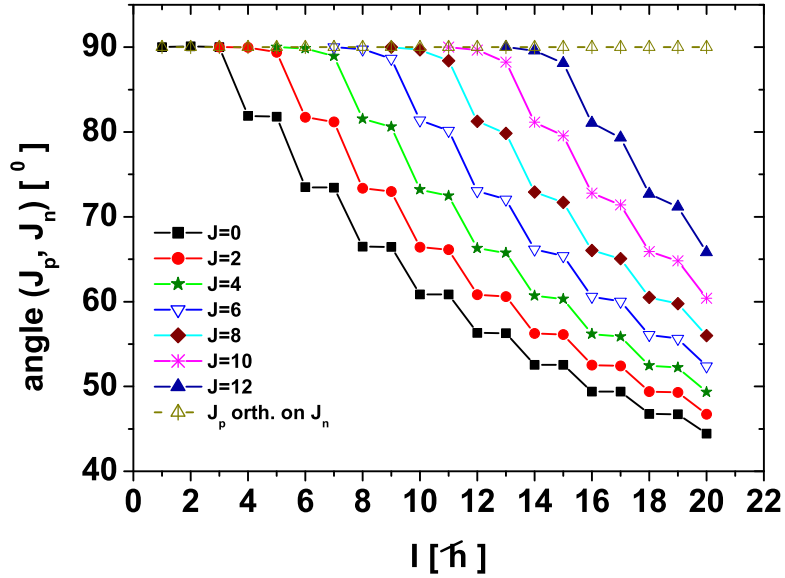


FIG. 5: Unghiul între \vec{J}_p și \vec{J}_n în stările benzii dipolare $\varphi_{JI;M}^{(2qp;J1)}(d)$ pentru parametrul de deformare d (a se vedea Ec. (2.3)) egal cu 0.2.

În cadrul studiului nostru se încearcă să se identifice semnături ale benzilor gemene.

IV. APLICATIE NUMERICA.

Aplicatia numerica a fost efectuata pentru ^{192}Pt . Acest nucleu reprezinta un element intr-un lant izotopic unde s-a identificat o tranzitie de forma de la prolate la oblate trecand prin forma critica, cea triaxiala. Intrucat forma triaxiala este optima pentru realizarea unei configuratii chirale care favorizeaza aparitia unei componente transversala mari pentru momentul magnetic, nucleul ales este un bun candidat . Aceasta componenta este de fapt responsabila pentru tranzitia de tip M1 in banda, cu probabilitate mare.

In calculele concrete am considerat ca subsistemele protoni si neutroni ce consituie miezul, sunt caracterizate de parametri de deformare egali.

$$\rho = \sqrt{2}d_p = \sqrt{2}d_n \equiv \sqrt{2}d. \quad (4.1)$$

Energile benzilor definite de functiile de unda listate mai sus sunt definite ca valori medii ale Hamiltonianului model pe functiile respective. Exista mai multi parametri de model care sunt determinati prin fitarea energiilor din benzile fundamentala β si γ . Aplicatia numerica

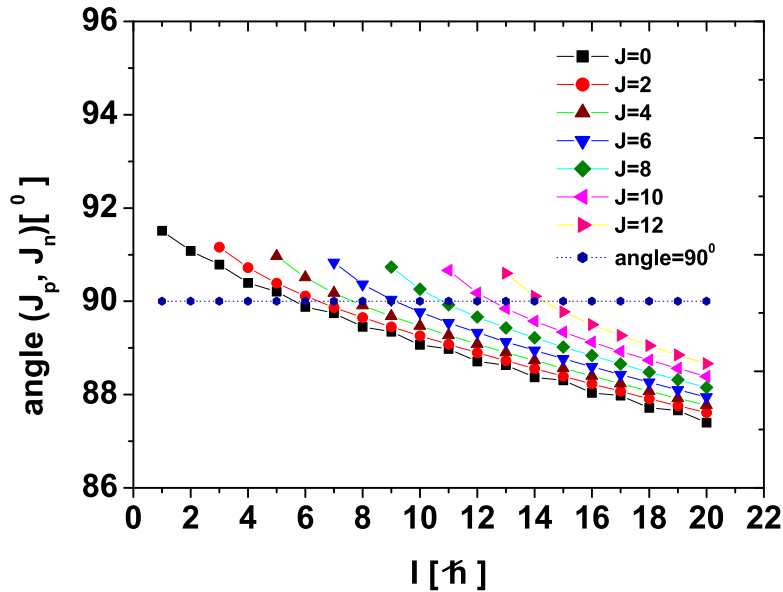


FIG. 6: Unghiul intre \vec{J}_p si \vec{J}_n in starile dipolare particula-miez $\Phi_{JI;M}^{(2qp;J1)}(d_p, d_n)$. Parametrii de deformare sunt $d_p = 0.2$ si $d_n = 2.4$.

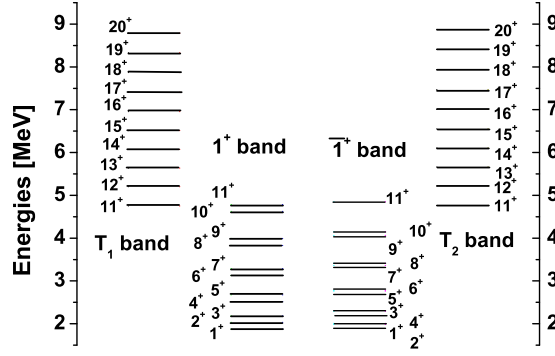


FIG. 8: Energiile de excitatie in benzile dipolare descrise de $\phi_{JM}^{(1)}$ (coloana din stanga) si $\tilde{\phi}_{JM}^{(1)}$ (coloana din dreapta). Benzile T_1 (coloana de sus stanga) si T_2 (sus dreapta), numite , conventional, benzi gemene, sunt de a semenea incluse. Benzile T_1 si T_2 au fost obtinute cu $X'_{pc}=-0.023$ MeV si $X_{sS}= 0.001$ MeV pentru coloana din stanga si $X_{sS}=-0.001$ MeV pentru coloana din dreapta.

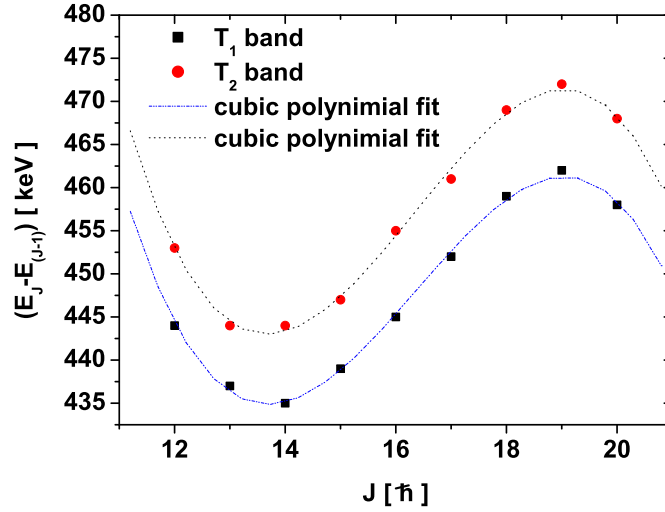


FIG. 9: Spatierea energetica in benzile T_1 si T_2 .

benzii dipolare notata cu 1^+ . Aceste doua benzi au caracteristicile a doua benzi ce apar in urma ruperii spontane a simetriei chirale. Acestea sunt: a) spatierea energetica in banda este aproape constanta cu usoare fluctuatii la inceputul si la sfarsitul intervalului considerat (a se vedea Fig. 3); b) Signatura clusterizarii energetice definita de ecuatia

$$S(J) = \frac{E(J) - E(J - 1)}{2J}. \quad (4.3)$$

este aproape independenta de momentul cinetic total (Fig. 4). Momentul de inertie in benzile gemene, reprezentat ca functie de patrutul frecventei rotationale prezinta fenomenul

de backbending.

$$\mathcal{J} = \frac{2(J+1)}{E(J+1) - E(J)}, \quad (4.4)$$

$$\hbar\omega = E(J+1) - E(J). \quad (4.5)$$

Probabilitatea de tranzitie redusa, $B(M1)$, in banda are valori mari ajungand pana la $7\mu_N^2$. Modelul propus prezice existenta a patru benzi gemene. Proprietatile prezise de acest model au fost comparate cu cele existente. Subliniem faptul ca toate formalismele existente se refera la nuclee impar-impare in timp ce modelul nostru descrie proprietatile chirale in nuclee par-pare.

V. CONCLUZII

In capitolele precedente am formulat un model semi-fenomenologic pentru descrierea benzilor magnetice in nuclee par-pare care sunt aproape sferice sau numai moderat deformate. Pasii importanti efectuati in directia realizarii scopului lucrarii pot si sumarizati dupa cum urmeaza.

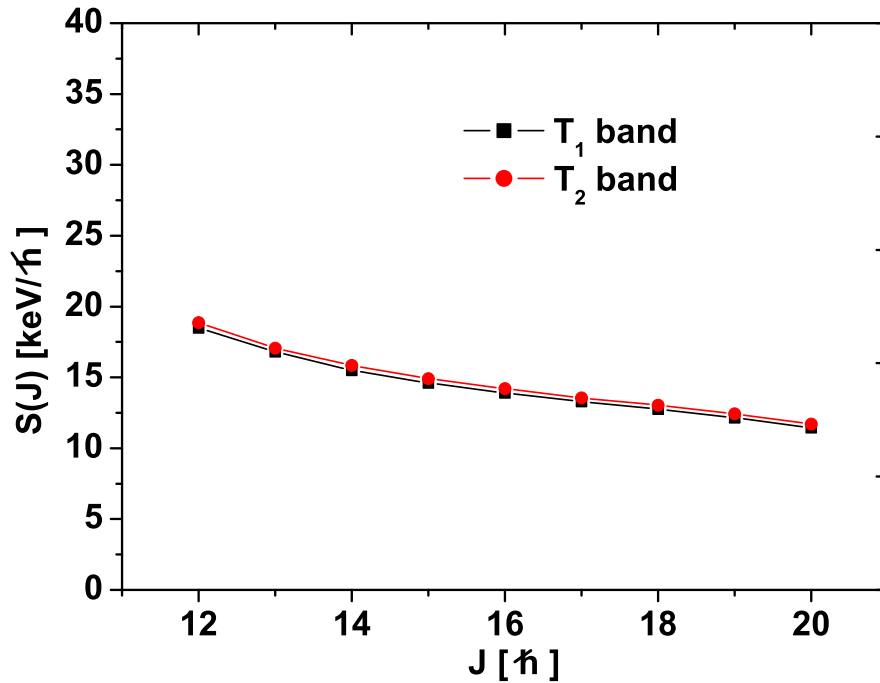


FIG. 10: Signatura clusterizarii energetice $S(J)$, definite de Ec. (??), este reprezentata ca functie de momentul cinetic total J , pentru benzile T_1 si T_2 .

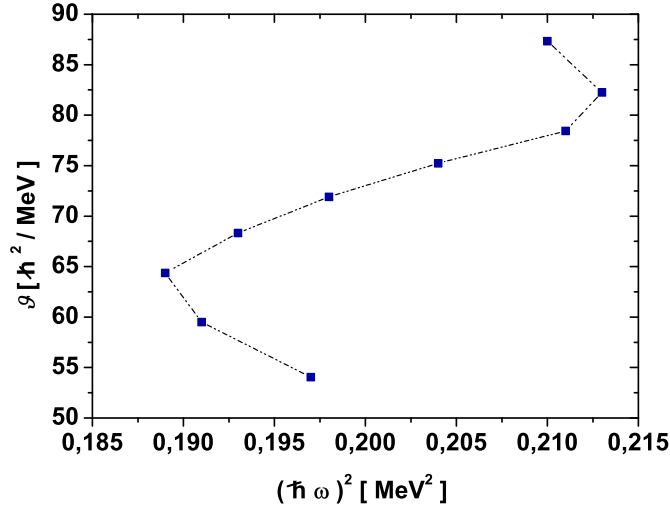


FIG. 11: Dublul momentului de inertie calculat pentru momentul cinetic din intervalul $12^+ - 20^+$ cu Ec.(4.4) este reprezentat ca functie de patratul frecventei rotationale data de Ec. (4.5).

Hamiltonianul fenomenologic specific modelului GCSM, folosit anterior pentru descrierea starilor magnetice de tip "scissors", este amendat cu doi termeni de interactie particula-

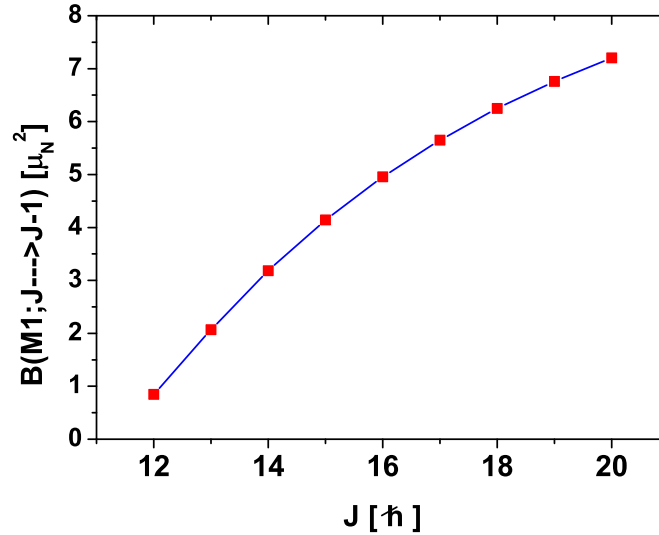


FIG. 12: Valorile $B(M1)$ asociate tranzitiilor magnetice intre doua nivele energetice consecutive in banda T_1 . Factorii giromagnetici folositi in calculele noastre sunt: $\mu_p = 0.666\mu_N$, $\mu_n = 0.133\mu_N$ si $\mu_F = 1.289\mu_N$. Ca de obicei factorul giromagnetic de spin a fost diminuat cu un factor 0.75 pentru a tine seama de influenta starilor excitate ale protonului asupra momentului sau magnetic.

miez: cvadupol-cvadrupol si spin-spin. Termenii de tip particula descriu un set de nucleoni ce se misca intr-un camp mediu cu simetrie sferica, model in paturi, si care interactioeaza prin forte de imperechere.

Spatiul particula-miez este generat de un set de functii produs. Primul subset are functiile pentru benzile β , γ , 1^+ si $\bar{1}^+$ ca functii factor asociat miezului, in timp ce cealalta functie factor este starea de vacuum pentru cvasiparticule, notata cu $|BCS\rangle$. Pentru al doilea subset, factorul particula este o stare de 2 cvasiparticula din patura $h_{11/2}$, de moment cinetic total J , cu $J = 0, 2, 4, \dots, 10$, iar factorul miezului este una din functiile benzii magnetice de tip scissors, 1^+ . Compozitia starilor proiectate sugereaza ca starile 2 cvasiparticula-miez pot favoriza o configuratie chirala pentru cele trei momente cinetice $\vec{J}_F, \vec{J}_p, \vec{J}_n$. Mai mult, probabilitatile reduse de tranzitie M1 capata valori mari desi deformarea nucleara este mica.

Energiile sunt definite prin medierea Hamiltonianului model pe starile din baza descrisa mai sus. Hamiltonianul model contine un termen care violeaza simetria chirala. Din aceasta cauza pot fi generate patru benzi gemene determinate de termeni de interactie spin-spin care sunt legati prin transformari chirale specifice. Benzile chirale intersecteaza banda fenomenologica dipolara, formata din stari de tip "scissors". Din aceasta cauza este de asteptat sa apara o structura de backbending in banda yrast.

Parametrii implicati in Hamiltonianul model au fost determinati prin fitarea energiilor de excitatie in benzile fundamentala β si γ . Aplicatia a fost efectuata pentru ^{192}Pt , alegerea fiind justificata de forma triaxiala a acestui izotop care poate favoriza o geometrie chirala pentru cele trei momente cinetice mentionate mai sus.

Benzile notate cu T_1 si T_2 prezinta un set de proprietati care confirma calitatea lor de benzi partenere de natura chirala: 1) Cele doua benzi sunt aproape degenerate; 2) Dublul momentului de inertie considerat ca functie de patratul frecventei rotationale prezinta doua structuri de backbending; 3) Signatura clusterizarii energetice este aproape independenta de momentul cinetic; 4) Valorile B(M1) asociate tranzitiilor in banda sunt mari in ciuda faptului ca deformatia nucleara este specifica unei regiuni tranzitionale sferic-deformat.

In concluzie in lucrarea de fata se propune un formalism pentru a descrie cantitativ proprietatile benzilor magnetice chirale in nuclee par-pare. Acest formalism a fost testat pozitiv prin aplicatia numerica la izotopul ^{192}Pt .

Lucrarea noastra dovedeste ca mecanismul ruperii simetriei chirale care favorizeaza o componenta transversala pentru operatorul dipolar magnetic, nu este unic. In acest context

mentionez faptul ca un sistem mixt de bozoni cvadupolari si octupolari si un set de nucleoni de valenta, reprezinta un candidat pentru realizarea unei configuratii chirale [? ? ?].

Teoria propusa este diferita total de cele existente in literatura. Intr-adevar, noi tratam nucleele par-pare in timp ce pana acum au fost descrise proprietatile chirale pentru nucleele impar-impare. Daca pana acum au fost evidentiate numai doua stari magnetice legate printr-o transformare chirala, in lucrarea prezenta au fost identificate patru benzi chirale. Aici am considerat situatia in care nucleonii satelit sunt protoni dar alternativ am fi putut alege doua cvasiparticule neutronice sau o cvasiparticula protonica si una neutronica. Printre cele trei componente chirale, doua sunt asociate miezului si una componenta este de tip particula. In formalismele ce descriu sistemele impar-impare, o componenta este asociata miezului iar doua sunt de tip particula.

Informatii experimentale suplimentare sunt de dorit. Acestea ar reprezenta o incurajare pentru a extinde descrierea prezenta la un studiu sistematic al proprietatilor chirale in nucleee par-pare. Formalismul prezentat mai sus a fost descris in extenso in lucrarea stiintifica

A new picture for the chiral symmetry properties within a particle-core framework, A. A. Raduta, C. M. Raduta and Amand Faessler, submitted to Journal of Physics G; Nucl. Part. Phys.

Apreciem ca lucrarea realizata contine ipoteze in premiera si ca va provoca extinderea masuratorilor pentru benzile chirale la nucleeele par-pare.

-
- [1] N. Lo Iudice and F. Palumbo, Phys. Rev. Lett. **41**, 1532 (1978).
 - [2] G. De Francheschi, F. Palumbo and N. Lo Iudice, Phys. Rev. **C29** (1984) 1496.
 - [3] N. Lo Iudice, Phys. Part. Nucl. **25** , 556, (1997).
 - [4] D. Zawischa, J. Phys. **G24**, 683,(1998).
 - [5] S. Frauendorf, Rev. Mod. Phys. **73** (2001) 463.
 - [6] Jenkins et al., Phys. Rev. Lett. **83** (1999) 500.
 - [7] A. A. Raduta, A. Faessler and V. Ceausescu, Phys. Rev. **C36** (1987) 2111.
 - [8] A. A. Raduta, I. I. Ursu and D. S. Delion, Nucl. Phys. **A 475** (1987) 439.
 - [9] A. A. Raduta and D. S. Delion, Nucl. Phys. **A 491** (1989) 24.
 - [10] N. Lo Iudice, A. A. Raduta and D. S. Delion, Phys. Lett. **B 300** (1993) 195; Phys. Rev. **C**

- 50** (1994) 127.
- [11] A. A. Raduta, D.S. Delion and N. Lo Iudice, Nucl. Phys. **A564** (1993) 185.
 - [12] A. A. Raduta, I. I. Ursu and Amand Faessler, Nucl. Phys. **A 489** (1988) 20.
 - [13] A. A. Raduta, A. Escuderos and E. Moya de Guerra, Phys. Rev. **C 65** (2002) 0243121.
 - [14] A. A. Raduta, N. Lo Iudice and I. I. Ursu, Nucl. Phys. **584** (1995) 84.
 - [15] A. A. Raduta, Phys. Rev C **A51** (1995) 2973.
 - [16] A. Aroua, *et al*, Nucl. Phys. **A728** (2003) 96.
 - [17] A. A. Raduta, C.M. Raduta and Amand Faessler, Phys. Lett. B, 635 (2006) 80.
 - [18] A. A. Raduta, Al. H. Raduta and C. M. Raduta, Phys. Rev. C74 (2006) 044312.
 - [19] Raduta et al., Phys. Rev. C 80, 044327 (2009).
 - [20] A. A. Raduta, V. Ceausescu, A. Gheorghe and R. Dreizler, Phys. Lett. **B 1211**; Nucl. Phys. **A 381** (1982) 253.
 - [21] A. A. Raduta, A. Faessler and V. Ceausescu, Phys. Rev. **C 36** (1987) 439.
 - [22] A. A. Raduta, I. I. Ursu and D. S. Delion, Nucl. Phys. **A 475** (1987) 439.
 - [23] A. A. Raduta and D. S. Delion, Nucl. Phys. **A 491** (1989) 24.
 - [24] N. Lo Iudice, A. A. Raduta and D. S. Delion, Phys. Rev. **C50** (1994) 127.
 - [25] A. A. Raduta, C. lima and Amand Faessler, Z. Phys. A - Atoms and Nuclei **313**, (1983), 69.
 - [26] Coral M. Baglin, Nuclear Data Sheets 113 (2012) 1871.

2.12.2013

Prof. Dr. Apolodor Raduta