Proiect ID-33/2007

Cercetari de excelenta in domeniul structurii nucleare si a dezintegrarii beta dubla

Etapa II, 2008

Sinteza lucrarii

Intr-o serie de publicatii recente[1–6], modelul starilor coerente (CSM)(propus de directorul acestui proiect pentru descrierea a trei benzi in interactie, fundamentala, beta si gama in termeni de bozoni cvadrupolari), a fost extins prin introducerea gradelor de libertate de octupol. In felul acesta a fost posibila descrierea a opt benzi rotationale, patru de paritate negativa si patru de paritate pozitiva. Observabilele descrise au fost energiile de excitatie in cele opt benzi, probabilitatile reduse de tranzitie in benzi si intre benzi, de tip E1, E2 si E3. De remarcat faptul ca modelul teoretic propus funnctioneaza excelent atat pentru nuclee sferice cat si pentru nuclee deformate. De asemenea adaugam faptul ca modelul a fost aplicat cu cucces atat pentru nivelele de energie de moment unghiular mic dar si pentru moment cinetic mare, pana la 30^+ in benzile de paritate pozitiva si pana la 30^- in benzile de paritate negativa. Calculand unghiul intre momentele cinetice corespunzatoare bozonilor cvadrupolari si respectiv octupolari, s-a constatat ca incepand de la un moment cinetic critic acesta este de $\pi/2$. Conventional, aceasta configuratie a fost numita stare prechirala. Tinand seama ca pentru sisteme cu simetrie axiala momentul unghiular este perpendicular pe axa de simetrie, in stari din banda fundamentala rezulta ca axa de simetrie a miezului fenomenologic descris de bozoni cvadrupolari si octupolari, este perpendiculara pe planul momentelor cinetice octupolare si cvadrupolare. Sistemul in care particula impara se misca astfel incat momentul cinetic al nucleonului impar este orientat de-a lungul axei de simetrie este un sistem chiral. Deci ne asteptam ca prin asocierea la un sistem prechiral a unei particule care induce pentru sistemul total un numar cuantic K maxim va fi un sistem cu simetrie chirala. Acest aspect ne-a determinat sa suspectam ca un sistem prechiral in interactie cu un sistem nucleonic ar putea duce la o configuratie cu simetrie chirala in care momentele cinetice ale celor trei subsisteme, bozoni cvadrupolari, bozoni octupolari si sistem nucleonic, sunt reciproc perpendiculare. Invarianta chirala a unui astfel de sistem consta in aceea ca sistemul ce se obtine prin schimbarea semnului momentului cinetic caracterizand una din componente are aceeasi energie ca sistemul initial.

In acest proiect vom investiga proprietatile sistemelor complexe de bozoni cvadrupolari, octupolari si nucleoni. Lucrarea pe care o descriem mai jos este prima dintr-o serie de lucrari consacrate atingerii acestui obiectiv.

Vom considera un nucleu par-impar, ce va fi descris de un miez fenomenologic descris in termeni de bozoni cvadrupolari si octupolari si un nucleon ce graviteaza in jurul miezului colectiv. Vom presupune ca un astfel de sistem este descris de urmatorul Hamiltonian:

$$H = H_{sp} + H_{core} + H_{pc}, \tag{1}$$

unde H_{sp} este un Hamiltonian de model in paturi sferic ce descrie nucleonul impar, H_{core} este un Hamiltonian fenomenologic ce descrie miscarea colectiva a miezului. Acesta este identic cu cel folosit in Ref.[6]. H_{pc} descrie interactia intre particula impara si miezul colectiv si are urmatoarea expresie:

$$H_{pc} = -X_2 \sum_{\mu} r^2 Y_{2,-\mu}(-)^{\mu} \left(b^{\dagger}_{2\mu} + (-)^{\mu} b_{2,-\mu}\right) - X_3 \sum_{\mu} r^3 Y_{3,-\mu}(-)^{\mu} \left(b^{\dagger}_{3\mu} + (-)^{\mu} b_{3,-\mu}\right) + X_{jJ} \vec{j}\vec{J} + X_{I^2} \vec{I}$$

Aici cu $b^{\dagger}_{\lambda\mu}$ sunt componentele bozonului λ-polar, cu λ=2,3. Termenul $\vec{j}\vec{J}$ este similar termenului de interactie spin-orbita ce apare in miscarea uni-particula. El descrie interactia intre spinul particulei impare si spinul miezului. Ultimul termen este asociat miscarii de rotatie pentru intreg sistemul, $\vec{I}$ fiind spinul total al sistemului particula miez.

Starile miezului au fost descrise de 8 seturi de functii reciproc ortogonale, obtinute prin proiectia momentului cinetic si a paritatii din produsul de stari coerente

$$\Psi_g = e^{f(b^{+}_{30} - b_{30})} e^{d(b^{+}_{20} - b_{20})} |0\rangle_2^M \equiv \Psi_{oc}\Psi_{qu}|0\rangle_3, \tag{3}$$

si trei excitatii elementare polinomiale ale acesteia. De notat ca parametrii d si f sunt reali si simuleaza deformarile nucleare cvadrupolare si octupolare.

Interactia particula-miez deformeaza traiectoria uniparticula. Intr-adevar mediind Hamiltonianul model H pe starea Ψ_g se obtine un Hamiltonian uniparticula fara simetrie buna la rotatii ce poate fi interpretat ca reprezentand campul mediu pentru miscarea uni-particula.

$$H_{mediu} = \mathcal{C} + H_{sp} - 2dX_2 r^2 Y_{20} - 2fX_3 r^3 Y_{30}. \tag{4}$$

unde $\mathcal{C}$ este o constanta determinata de media lui H_{core}. Hamiltonianul H_{core} reprezinta o generalizare a Hamiltonianului Nilsson prin introducerea campului deformator octupolar. In Ref.[7] s-a demonstrat ca pentru obtinerea unei dependente neliniare de deformarea nucleara pentru energia uniparticula, este necesara introducerea unui termen de interactie monopol-monopol de forma $M\omega^2 r^2 \alpha_{00} Y_{00}$ unde α_{00} reprezinta coordonata colectiva monopolara. Un asemenea termen contribuie prin constante diferite pentru starile ce apartin la benzi rotationale diferite.

Aflarea valorilor proprii pentru Hamiltonianul particula-miez prezentat mai sus se bazeaza pe o serie de ipoteze originale.

1) In principiu, baza de stari pentru miscarea uni-particula ar putea fi determinata prin diagonalizarea Hamiltonianului de camp mediu H_{mediu}. Acest procedeu este greoi cea ce ne determina sa nu-l agreem. Vom considera pentru miscarea uniparticula un spatiu format din trei stari de model in paturi sferic, de momente cinetice j_1, j_2, j_3. Vom presupune ca j_1 si j_2 sunt de paritate $\pi = +$ iar j_3 are paritatea $\pi = -$. Observam ca in modelele traditionale de tip particula-miez, particula impara avea la dispozitie o singura stare si deci excitarea acesteia pe o stare superioara datorita interactiei cu miezul nu era posibila. Dimpotriva aici interactia cvadrupol-cvadrupol permite particulei sa treaca din starea j_1 in starea j_2 si invers, iar interactia octupol-octupol leaga starile j_1 si j_2 de starea j_3.

2) De remarcat ca Ψ_g consta din suma a doua stari de paritati diferite, acest lucru intamplandu-se datorita structurii factorului octupolar

$$\Psi_{oc} = \Psi_{oc}^{(+)} + \Psi_{oc}^{(-)}. \tag{5}$$

Starile de moment cinetic dat si paritate + pot fi obtinute prin proiectie din starile intrinseci:

$$|n_1 l_1 j_1 K\rangle \Psi_{oc}^{(+)} \Psi_{qu}, \quad |n_2 l_2 j_2 K\rangle \Psi_{oc}^{(+)} \Psi_{qu}, \quad |n_3 l_3 j_3 K\rangle \Psi_{oc}^{(-)} \Psi_{qu}. \tag{6}$$

Pe de alta parte starile de paritate - sunt obtinute prin proiectie din starile:

$$|n_1 l_1 j_1 K\rangle \Psi_{oc}^{(-)} \Psi_{qu}, \quad |n_2 l_2 j_2 K\rangle \Psi_{oc}^{(-)} \Psi_{qu}, \quad |n_3 l_3 j_3 K\rangle \Psi_{oc}^{(+)} \Psi_{qu}. \tag{7}$$

Starile proiectate dupa momentul unghiular vor fi notate astfel:

$$\begin{aligned}
\varphi_{JM}^{(+)}(j_i K; d, f) &= N_{i;JK}^{(+)} P_{MK}^J |n_i l_i j_i K\rangle \Psi_{oc}^{(+)} \Psi_{qu}, i = 1, 2 \\
\varphi_{JM}^{(+)}(j_3 K; d, f) &= N_{3;JK}^{(+)} P_{MK}^J |n_3 l_3 j_3 K\rangle \Psi_{oc}^{(-)} \Psi_{qu}, \\
\varphi_{JM}^{(-)}(j_i K; d, f) &= N_{i;JK}^{(+)} P_{MK}^J |n_i l_i j_i K\rangle \Psi_{oc}^{(-)} \Psi_{qu}, i = 1, 2 \\
\varphi_{JM}^{(-)}(j_3 K; d, f) &= N_{3;JK}^{(+)} P_{MK}^J |n_3 l_3 j_3 K\rangle \Psi_{oc}^{(+)} \Psi_{qu}.
\end{aligned} \tag{8}$$

Pentru numarul cuantic K am considerat cele mai mici trei valori, adica $K = 1/2, 3/2, 5/2$.

3) Observam ca pentru j_k fixat starile proiectate corespunzand la numere cuantice K diferite nu sunt ortogonale. Intr-adevar matricile de overlap:

$$\begin{aligned} A^{(+)}_{K,K'}(j_l) &= \langle \varphi^{(+)}_{JM}(j_lK;d,f)|\varphi^{(+)}_{JM}(j_lK';d,f)\rangle,\ l=1,2,3;\ K,K'=1/2,3/2,5/2, \\ A^{(-)}_{K,K'}(j_l) &= \langle \varphi^{(-)}_{JM}(j_lK;d,f)|\varphi^{(-)}_{JM}(j_lK';d,f)\rangle,\ l=1,2,3;\ K,K'=1/2,3/2,5/2. \end{aligned} \quad (9)$$

nu sunt diagonale. Vom nota cu $V^{(\pm)}_s(j_l,p), s=1,2,3; p=1,2,3$ si $a^{(\pm)}_p(j_l)$ componentele s ale vectorilor proprii cu indicele de ordine l si valorile proprii corespunzatoare. Atunci functiile

$$\begin{aligned} \Psi^{(+)}_{JM}(j_lp;d,f) &= N^{(+)}_{l;Jp}\sum_K V^{(+)}_K(j_l,p)\varphi^{(+)}_{JM}(j_lK;d,f),\ N^{(+)}_{l;Jp} = \sqrt{a^{(+)}_p(j_l)}, \\ \Psi^{(-)}_{JM}(j_lp;d,f) &= N^{(-)}_{l;Jp}\sum_K V^{(-)}_K(j_l,p)\varphi^{(-)}_{JM}(j_lK;d,f),\ N^{(-)}_{l;Jp} = \sqrt{a^{(-)}_p(j_l)}. \end{aligned} \quad (10)$$

sunt reciproc ortogonale. Pentru fiecare stare va exista un termen in suma corespunzatoare care are o pondere maxima. Numarul cuantic K al acestei componente este asignat starii Ψ. Subliniem faptul ca lucrand in sistemul laboratorului numarul cuantic K nu este numar cuantic bun. Spunem totusi ca starea respectiva are componenta K dominanta.

4) Pentru a simula efectul deformator al miezului asupra miscarii uniparticula in unele cazuri este necesar sa amestecam starile proiectate corespunzand la diferite stari uniparticula.

$$\begin{aligned} \Phi^{(+)}_{JM}(p;d,f) &= \sum_{l=1,2,3}\mathcal{A}_l\Psi^{(+)}_{JM}(j_lp;d,f), \\ \Phi^{(-)}_{JM}(p;d,f) &= \sum_{l=1,2,3}\mathcal{A}_l\Psi^{(-)}_{JM}(j_lp;d,f). \end{aligned} \quad (11)$$

Coeficientii $\mathcal{A}_l$ pot fi alesi ca fiind ponderile starilor $|j_l\rangle$ in functiile proprii obtinute prin diagonalizarea Hamiltonianului de camp mediu H_{mediu}.

Energiile sistemului impar de nucleoni sunt descrise de valorile medii ale Hamiltonianului model:

$$\begin{aligned} E^{(+)}_J(p;df) &= \langle \Phi^{(+)}_{JM}(p;df)|H|\Phi^{(+)}_{JM}(p;df)\rangle, \\ E^{(-)}_J(p;df) &= \langle \Phi^{(-)}_{JM}(p;df)|H|\Phi^{(-)}_{JM}(p;df)\rangle. \end{aligned} \quad (12)$$

Parametri	^{219}Ra	^{227}Ra	^{239}U	^{239}Pu
X_2[keV]	18.027	5.027	0.079	-5.592
X_3[keV]	-0.126	6.979	66.166	-10.985
X_{JJ}[keV]	-5.635	2.025	-5.269	-0.623
X_{J_2}[keV]	0.793	1.716	4.683	5.509

TABLE I: Parametrii ce definesc Hamiltonianul particula miez obtinuti prin fitarea a 4 nivele energetice apartinand celor doua benzi de paritati diferite.

Elementele de matrice implicate in membrul drept au expresii analitice. Acestea au fost folosite pentru descrierea benzilor de paritate pozitiva si negativa pentru patru nuclee impare: ^{219}Ra, ^{227}Ra, ^{239}U si ^{239}Pu. Parametrii implicati de H_{core} sunt cei folositi pentru descrierea a opt benzi rotationale in nucleele par-pare vecine. De asemenea parametrii de deformare d si f sunt aceeasi ca pentru izotopii par-pari corespunzatori. Pentru nucleele par-impare avem la dispozitie numai patru parametri liberi. Energiile 12 depind de cei patru parametri ce definesc intensitatile interactiilor: $X_2, S_3, X_{jJ}, X_{J^2}$. Acestia au fost determinati prin fitarea energiilor a patru nivele particulare din cele doua benzi. Valorile astfel obtinute au fost listrate in Tabelul 1.

Introducand parametrii X in expresiile 12 se obtin energiile de excitatie in banda de paritate pozitiva si cea de paritate negativa. Energiile celor doua benzi pentru nucleele ^{219}Ra, ^{227}Ra, ^{239}U si ^{239}Pu sunt prezentate in tabelele 2,3,4 si 5 respectiv. Pentru comparatie in aceste tabele sunt date de asemenea si datele experimentale.

	$\pi = +$		$\pi = -$	
J	Exp.	Th.	Exp.	Th.
7/2	0.0	0.0		
9/2				
11/2	235	229		
13/2			496	496
15/2	530	519		
17/2			735	712
19/2	877	859		
21/2			1037	1006
23/2	1272	1238		
25/2			1395	1372
27/2	1685	1648		
29/2			1817	1805
31/2	2114	2087		
33/2			2273	2296
35/2	2564	2555		
37/2			2751	2839
39/2	3029	3056		
41/2				3429
43/2		3597		
45/2				4061

TABLE II: Energille de excitatie pentru benzile caracterizate de $K^{\pi} = \frac{1}{2}^{+}$ si respectiv $K^{\pi} = \frac{1}{2}^{+}$ calculate cu modelul prezentat mai sus (Th.) sunt coomparate cu datele experimentale (Exp.) pentru nucleul ^{219}Ra. Unitatea de energie folosita este keV.

	$\pi=+$		$\pi=-$	
J	Exp.	Th.	Exp.	Th.
3/2	0	0.0	90	90
5/2	26	26.0	102	102
7/2	64	64.0		127.2
9/2	126	124.0		131.3
11/2	186.3	205.4	139	169.7
13/2		223.0		176.8
15/2		311.8	228	228.2

TABLE III: Energille de excitatie pentru benzile caracterizate de $K^\pi = \frac{3}{2}^+$ si respectiv $K^\pi = \frac{3}{2}^+$ calculate cu modelul prezentat mai sus (Th.) sunt comparate cu datele experimentale (Exp.) pentru nucleul ^{227}Ra. Unitatea pentru energie folosita este keV.

	$\pi=+$		$\pi=-$	
J	Exp.	Th	Exp.	Th.
1/2	0.0	0.0		420.2
3/2	11.4	11.4		466.3
5/2	56.3	48.0		492.1
7/2	82.9	109.5		557.9
9/2	162.3	153.3		596.1
11/2	204.1	232.4		684.4
13/2	317.3	303.4		735.6
15/2	375.1	392.7	846.4	846.4
17/2	518.2	497.3	930.0	911.7
19/2	592.0	592.0	1027.5	1043.8
21/2	762.8	733.6	1131.0	1124.9
23/2	853.0	830.8	1250.7	1276.5
25/2	1048.7	1037.9	1376.1	1375.2
27/2	1155.1	1123.8	1515.7	1544.1
29/2	1372.2	1351.5	1662.3	1662.9
31/2	1494.1	1439.1	1821.8	1846.6
33/2	1729.2	1701.8	1987.7	1988.0
35/2	1868.2	1792.0	2166.5	2183.6
37/2	2117.2	2089.0	2349.7	2350.8
39/2	2272.2	2182.8	2547.5	2555.0
41/2	2530.1	2513.1	2746.7	2751.3
43/2	2702.5	2611.4	2960.5	2960.5
45/2	2963.8	2974.6	3174.7	3189.7
47/2	3154.5	3078.1	3401.5	3399.9
49/2	3415.8	3415.8	3630.0	3666.1
51/2	3625.5	3584.9	3865.0	3872.6
53/2	3886.8	3936.9	4105.0	4234.8
55/2	4115.0	4244.2	4344.0	4468.0

TABLE IV: Energille de excitatie pentru benzile caracterizate de $K^{\pi}=\frac{1}{2}^{+}$ si respectiv $K^{\pi}=\frac{1}{2}^{+}$ calculate cu modelul prezentat mai sus (Th.)[8] sunt comparate cu datele experimentale (Exp.) pentru nucleul ^{239}U. Energiile sunt date in keV.

	$\pi = +$		$\pi = -$	
J	Exp.	Th.	Exp.	Th.
1/2	0.0	0.0	469.8	469.8
3/2	7.9	7.9	492.1	482.9
5/2	57.3	41.5	505.6	511.2
7/2	75.7	76.6	556.0	546.9
9/2	163.8	135.1	583.0	584.9
11/2	193.5	193.5	661.2	653.5
13/2	318.5	277.0	698.7	716.7
15/2	359.2	356.8	806.4	801.6
17/2	519.5	466.4	857.5	892.9
19/2	570.9	566.4	992.5	990.3
21/2	764.7	702.8	1058.1	1097.0
23/2	828.0	822.1	1219.4	1219.1
25/2	1053.1	994.2	1300.9	1358.0
27/2	1127.8	1127.8	1487.4	1487.4
29/2	1381.5	1322.9	1584.9	1662.3
31/2	1467.8	1475.7	1795.4	1794.4
33/2	1748.5	1697.3	1908.9	2010.8
35/2	1847.0	1869.8	2143.4	2139.6
37/2	2152.2	2117.5	2272.0	2403.3
39/2	2263.0	2310.1	2529.4	2522.4
41/2	2590.1	2583.8	2672.0	2840.0
43/2	2714.0	2796.7	2951.4	2942.2
45/2	3060.1	3096.2	3108.0	3320.8
47/2	3198.0	3143.4	3407.0	3398.5
49/2	3559.1	3655.1	3578.0	3845.7
51/2	3713.0	3694.5	3895.0	3890.5
53/2	4087.1	4006.4	4080.0	4414.6
55/2	4256.0	4244.9	4413.0	4715.7

TABLE V: Energille de excitatie pentru benzile caracterizate de $K^{\pi} = \frac{1}{2}^{+}$ si respectiv $K^{\pi} = \frac{1}{2}^{+}$ calculate cu modelul prezentat mai sus (Th.)9 sunt comparate cu datele experimentale (Exp.) pentru nucleul ^{239}Pu. Energiile sunt date in keV.

Calitatea acordului intre energiile calculate si cele experimentale este apreciata cu ajutorul radacinii deviatiei patratice medii (r.m.s.). Valorile r.m.s. obtinute pentru cele patru nuclee sunt 30.61,12.78,44.3 si respectiv 88.61 keV. Valoarea r.m.s. relativ ridicata pentru ^{239}Pu este determinata de devierile mari inregistrate pentru trei nivele din banda de paritate negative:$\frac{49}{2}^{-}$, $\frac{53}{2}^{-}$, $\frac{55}{2}^{-}$. Intr-adevar, daca aceste stari sunt eliminate din calculul valorii rms, valoarea rezultata este 56.

Folosind functiile de unda proiectate au fost calculate probabilitatile reduse de tranitie E2 in banda si E1 intre benzi.

Rezultatele prezentate pe scurt mai sus sunt incluse in lucrarea [8]:

The CSM extension for the description of positive and negative parity bands in even-odd nuclei, A. A. Raduta, C. M. Raduta, ce va fi trimisa spre publicare la Phys. Lett. B.

---

[1] A. A. Raduta, Al. H. Raduta and A. Faessler, Phys. Rev. **C 55** (1997) 1747.

[2] A. A. Raduta, D. Ionescu, A. Faessler, Phys. REv. **C 65** (2002) 233.

[3] A. A. Raduta and D. Ionescu, Phys. Rev. **C67** (2003) 044312.

[4] A. A. Raduta, D. Ionescu, I. I. Ursu and A. Faessler, Nucl. Phys. **A720** (2003) 43.

[5] A. A. Raduta, C. M. Raduta, Nucl. Phys. **A 768** (2006) 170.

[6] A.A. Raduta, Al. H. Raduta and C. M. Raduta, Phys. Rev. **C74** (2006) 044312.

[7] A. A. Raduta, Al.H. Raduta and Ad. R. Raduta, Phys. Rev. **B 59** (1999) 8209.

[8] A. A. Raduta, C. M. Raduta, to be submitted to Phys. Lett. B.