

Studii avansate asupra miscarii collective, a tranzitiilor de faza si a dinamicii proceselor de fuziune in sisteme nucleare complexe

Director: Dr. C. M. Raduta

Membrii proiectului:

Prof. Dr. Apolodor Raduta

Prof. Dr. Virgil Baran

CSI Dr. Cezar Gheorghe

CSII Dr. Ionut Ursu

Drd. Petrica Buganu

I. Indicatori de performanta: 7 lucrari realizate

- 1) *Analytical description of the Coherent State Model for near vibrational and well deformed nuclei*, autori **R. Budaca, A. A. Raduta and A. Faessler**, Annals of Physics (NY), in press.
- 2) *Toward a new description of triaxial nuclei*, Phys. Rev. C 83 (2011) 034313, autori **A. A. Răduță, P. Buganu**
- 3) *New features of the triaxial nuclei described with a coherent state model*, Journal of Physics G: Nucl. Part. Phys., in press, **P. Buganu, A. A. Răduță, A. Faessler**
- 4) *Collective properties of Deformed Atomic Clusters Described Within a Projected Spherical Basis*, J. Supercond. Nov. Magn (2011)24:645-651, **A. A. Raduta, Al. H. Raduta and R. Budaca**.
- 5) *Description of the $2\nu\beta\beta$ decay within a gauge restored of a fully renormalized pnQRPA approach*, J. Phys. G: Nucl. part. Phys. **38** (2011) 055102 (18pp), **C. M. Raduta and A. A. Raduta**
- 6) *Symmetry energy effects on fusion cross sections*, Phys. Rev. **C83, 014604 (2011)**, V. Baran et al.

II. Rezultate importante, activitati

1. Aplicatii ale modelului CSM la nuclee par-pare cu deformari mici si mari

Din momentul introducerii modelului picăturii de lichid [1], coordonatele cvadrupolare referitoare la formă au fost folosite pe larg atât în formalisme fenomenologice cât și microscopice pentru descrierea proprietăților de bază ale sistemelor nucleare. Pornind de la aceste coordonate, se definesc operatori bosonici cu ajutorul cărora sunt construși Hamiltonieni și operatori de tranziție. Din moment ce varianta inițială a modelului picăturii de lichid putea descrie doar o cantitate limitată de date experimentale referitoare doar la nuclee sferice, au fost natural solicitate câteva îmbunătățiri și extensii [2] care însă au și mărit numărul de parametri ai modelului. Pe de altă parte, modelul stărilor coerente (CSM) [3] folosește un număr mult mai mic de parametri, considerând un spațiu colectiv restrâns, generat prin proiectare după moment cinetic de către un set de trei stări deformate ortogonale de tip coherent. În acest fel, modelul este capabil

să descrie într-o manieră realistică nuclee deformate și tranziționale, incluzând partea de spin înalt a spectrelor acestora.

O anumită fază nucleară referitoare la forma suprafeței nucleului poate fi asociată cu o simetrie dinamică dată, din moment ce proprietățile acesteia pot fi descrise cu ajutorul reprezentării ireductibile a grupului de simetrie respectiv. Astfel, nucleele γ instabile sunt descrise de simetria $O(6)$ [4], vibratorii sferici de simetria $U(5)$, rotatori simetrici de $SU(3)$ iar cei triaxiali de simetria D_2 [5]. Cele trei simetrii limită $U(5)$, $O(6)$ și $SU(3)$ sunt simetrii dinamice pentru $U(6)$ cu un lanț de reducere de grupuri asociat [1, 2]. În [6, 7] a fost arătat că și punctele critice ale unor tranziții de fază corespund la anumite simetrii critice.

În această lucrare ne-am propus să realizăm un studiu sistematic al abordării CSM în limitele extreme ale deformării, pentru a extinde domeniul de aplicabilitate al modelului către toate fazele nucleare referitoare la formă. În acest scop sunt derivate formule analitice pentru energiile de excitație ale celor trei benzi rotaționale, fundamentală, β și γ împreună cu probabilitățile de tranziție cvadrupolară în limitele deformării mici și respectiv mari ale lui CSM. Aceste formule sunt testate pozitiv pentru un număr mare de nuclee.

Formalismul CSM este considerat în două limite extreme, ale deformării mici și mari. În limita $d \rightarrow 0$ stările proiectate asociate celor trei benzi rotaționale devin multipleți fononici de senioritate maximă după cum a fost arătat în [10–12], în timp ce în regimul asimptotic al deformărilor mari, acestea le produc pe cele din modelul picăturii de lichid [1] din regimul cuplajului puternic. Această comportare în extreme este consistentă cu schema Sheline-Sakai [13, 14] ce realizează o legătură continuă între spectrele vibraționale și cele rotaționale. Dat fiind faptul că regimul vibrațional al nucleului este un caz mult prea idealizat și greu de confirmat experimental, în acest studiu este considerată aşa numita limită aproape vibrațională. Aceasta este definită de un parametru de deformare nenul chiar și supraunitar care totuși este mai mic decât raza de convergență a aproximăției adoptate ce a fost detaliat discutată în [15].

Astfel, în limitele aproape vibrațională și asimptotică, elementele de matrice ale Hamiltonianului model și ale operatorului de tranziție $E'2$ între stările proiectate după moment cinetic, ce modeleză benzile fundamentală, β și γ , sunt dezvoltate alternativ în serie de puteri ale lui $x (= d^2)$ și $1/x$, unde d este un parametru real ce simulează deformarea. Cea din urmă versiune a fost dezvoltată în [16]. În final

energiile de excitație din cele trei benzi sunt exprimate ca rapoarte de polinoame în variabilele x și respectiv $1/x$. Coeficienții acestor polinoame depind de momentul cinetic. Pentru descrierea benzii β în unele cazuri sunt necesari și alți termeni în Hamiltonian care introduc parametri în plus. În ceea ce privește elementele reduse de matrice ale operatorului de tranziție $E2$, acestea sunt funcții liniare în d pentru cazul deformărilor mici. Din această cauză în limita aproape vibratională nu există tranziții interzise cum se întâmplă în limita vibratională ($d \rightarrow 0$). În regimul asymptotic al deformărilor mari, elementele de matrice menționate depind de momentul cinetic prin intermediul unui coeficient Clebsch-Gordan și sunt proporționale cu d sau independente de deformare pentru tranziții intra-bandă și respectiv inter-bandă. Factorizarea elementelor de matrice reduse ale operatorului de tranziție $E2$ cu un coeficient Clebsch-Gordan cunoscută în literatură ca regula lui Alaga [17] este regăsită și în limita vibratională.

Această tratare simultană a celor trei benzi rotaționale oferită de CSM în regimurile sale extreme, a fost utilizată pentru descrierea datelor experimentale existente pentru 42 de nuclei cu diferite simetrii asociate cum ar fi $SU(5)$, $O(6)$, $SU(3)$, forme triaxiale,

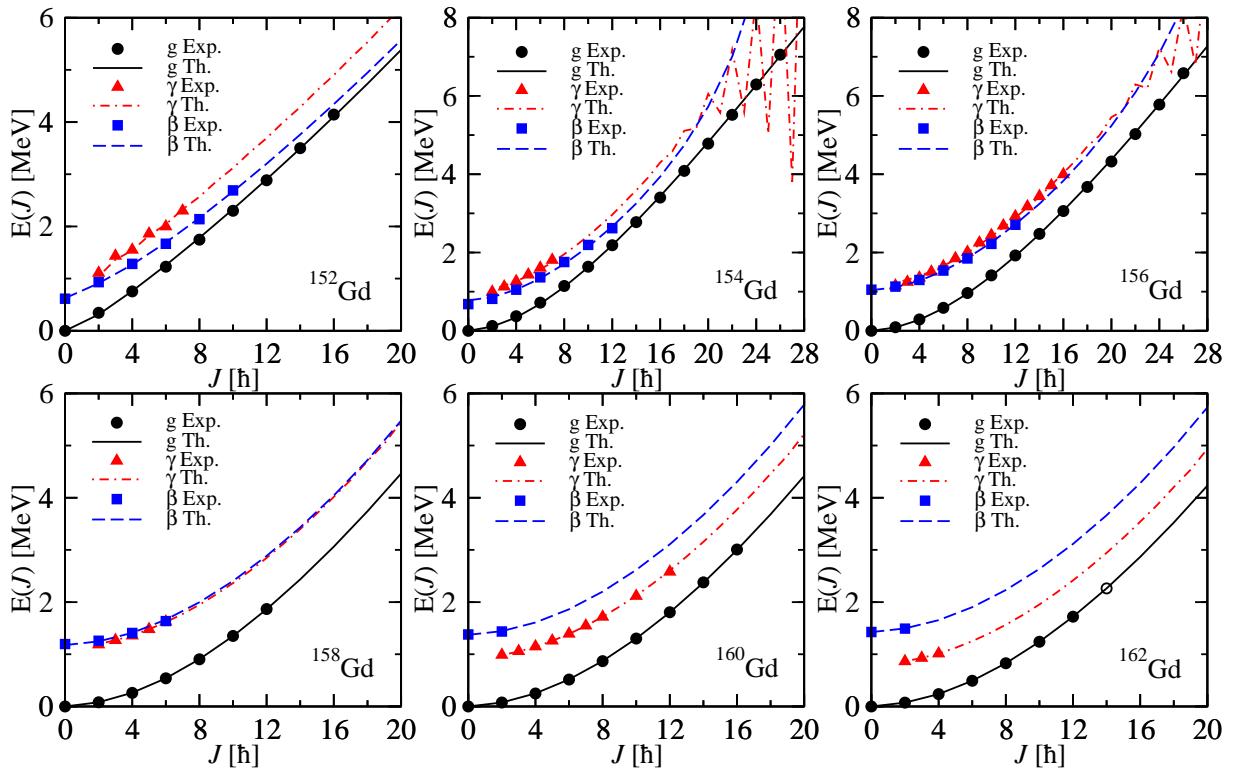


Fig. 1: Spectrul energetic al benzilor fundamentală, β și γ descrise cu ajutorul formulelor din regimul asimptotic al lui CSM, pentru nucleele din lanțul izotopic par-par al lui Gd. Primul nucleu este considerat aproape vibrațional și în consecință este descris de formulele din limita deformărilor mici. Simbolurile goale indică puncte experimentale incerte sau cu asociere probabilă a benzii. Datele experimentale sunt luate din [18–23].

precum și tranziții dintre aceste situații extreme. Dintre nucleele descrise 18 sunt considerate aproape vibraționale, iar 24 sunt bine cunoscute ca fiind puternic deformate. O sistematică a acestor faze nucleare a fost realizată în [15] luând în considerare doar banda fundamentală. Rezultatele numerice sunt într-un acord foarte bun cu datele experimentale corespunzătoare atât pentru energiile de excitație cât și pentru probabilitățile de tranziție $B(E2)$. Cal-

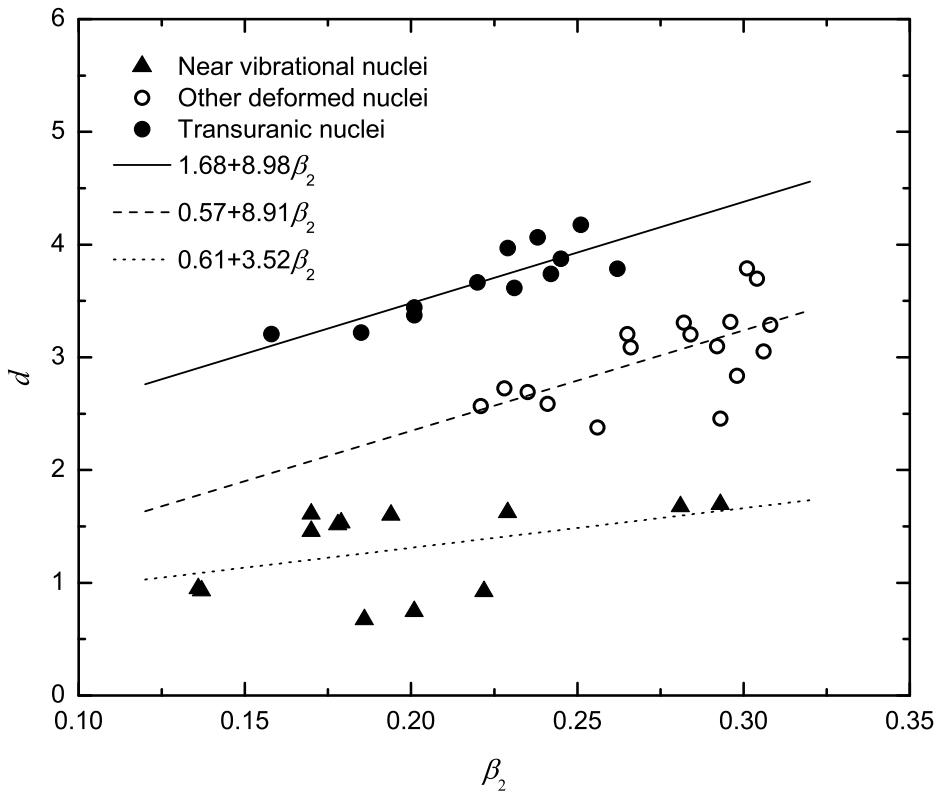


Fig. 2: Parametrul de deformare d ca funcție de deformarea nucleară β_2 luată din Ref.[24].

culele numerice au fost împărțite pe trei grupuri de nucleu: aproape vibraționale, transuranice și alte nucleu deformată în special din zona pământurilor rare. Din reprezentările benzilor rotaționale ca funcții de moment cinetic sunt evidente aspectele comune corespunzătoare celor trei grupuri. Astfel, pentru benzile rotaționale ale nucleelor considerate aproape vibraționale, se observă o dependență aproximativ liniară de momentul cinetic. Iar la majoritatea nucleelor transuranice, benzile excitate sunt aproape degenerate, ceea ce le identifică cu simetria dinamică $SU(3)$ corespunzătoare unei forme a suprafeței

nucleare cu deformare axial simetrică. Nucleele considerate din zona pământurilor rare sunt deformate și sunt descrise de diferite simetrii dinamice inclusiv de puncte critice ale tranzițiilor dintre acestea. Tranzițiile de fază dintre simetrii dinamice sunt observate cel mai bine când este considerat lanțul izotopic par-par pentru un izotop. Într-adevăr, în Fig.1 ce se referă la rezultatele numerice ale nucleelor par-pare de Gd, sunt identificate astfel două tranziții de fază cu nuclee critice corespunzătoare, ^{154}Gd și ^{185}Gd . Primul nucleu joacă rolul punctului critic al tranziției de fază $U(5) \rightarrow SU(3)$, iar cel de al doilea este nucleul critic al tranziției de fază de la nuclee γ stabile la cele γ instabile.

În ceea ce privește probabilitățile de tranziție $B(E2)$, acestea au fost calculate cu formulele oferite de cele două limite doar pentru câteva nuclee aproape vibraționale și puternic deformate, pentru care există date experimentale atât pentru tranziții intra-bandă cât și pentru cele inter-bandă. În cazul unor nuclee aproape vibraționale, tranzițiile sunt mai bine descrise de limita vibrațională. Iar rezultatele numerice pentru tranzițiile din nuclee puternic deformate sunt consistente cu observația experimentală a faptului că tranzițiile intra-bandă sunt mult mai mari decât cele inter-bandă.

De notat este faptul că pentru toate nucleele considerate a fost folosit unul și același Hamiltonian și set de stări proiectate. Trăsăturile distinctive ale fiecărei faze nucleare sunt oferite de valori specifice ale parametrului de deformare și ai coeficientilor de structură. Se constată că există o corespondență liniară între parametrul de deformare d și deformarea cvadrupolară β_2 . Într-adevăr, în Fig.2 este arătat că cele trei grupuri de nuclee, aproape vibraționale, transuranice și cele deformate din zona pământurilor rare sunt distribuite în jurul a trei drepte diferite. Liniile corespunzătoare la cele două grupuri de nuclei puternic deformate sunt aproximativ paralele.

Și coeficienții de structură nu se modifică haotic când se trece de la un nucleu la altul, ci satisfac anumite regularități puse în evidență de dependențe polinomiale în $A + (N - Z)/2$ pentru fiecare grup de nuclei. De fapt aceasta este o măsură a puterii de predicție a formalismului CSM. Este interesant faptul că nucleele ai căror parametri de structură deviază substanțial de la curbele de interpolare sunt bine cunoscute ca fiind puncte critice ale unor tranziții de fază.

In cele ce urmeaza vom expune concis principalele concluzii ale studiului intreprins. Lucrarea de față consideră formalismul CSM în două extreme ale deformării mari și respectiv mici. În aceste două

limite au fost obținute formule analitice compacte atât pentru energiile benzilor rotaționale cât și pentru elementele reduse de matrice ale operatorului cvadrupolar de tranziție. Acest formalism simplu este folosit la descrierea spectrului de vibrație-rotație pentru 42 de nucleu prezentând diverse simetrii dinamice asociate formei suprafetei nucleare cum sunt $U(5)$, $O(6)$, $SU(3)$, forme triaxiale sau puncte critice ale tranzițiilor de fază cu simetriile $E(5)$ și $X(5)$ asociate. Rezultatele numerice sunt într-un acord bun cu datele experimentale pentru energiile de excitație și probabilități de tranziție. Trăsăturile distinctive ale fiecărei simetrii sunt obținute cu valori specifice pentru parametrul de deformare și parametrii de structură.

Modelul stărilor coerente se dovedește a fi capabil să descrie prin regimurile sale extreme cele mai joase trei benzi rotaționale pentru nucleu par-pare aparținând tuturor fazelor nucleare cunoscute referitoare la formă, incluzând punctele critice ale tranzițiilor dintre acestea. Rezultatle obținute în cadrul aproximățiilor prezentate ne incurajează să continuăm studierea modelului stărilor coerente pentru a dezvălui noi calități ale sale ce ar descrie date experimentale și mai complicate.

Rezultatele descrise în rezumat mai sus au fost incluse în lucrarea

Analytical description of the Coherent State Model for near vibrational and well deformed nuclei, autori **R. Budaca, A. A. Raduta and A. Faessler**, lucrare ce este acceptata la prestigioasa revista Annals of Physics (NY).

- [1] A. Bohr, Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk. **26** (1952) no.14; A.Bohr and B.Mottelson, Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk. **27** (1953) no. 16
- [2] A. Faessler and W. Greiner, Z. Phys. **168** (1962) 425; **170** (1962) 105; **177** (1964) 190; A. Faessler, W. Greiner and R. Sheline, Nucl. Phys. **70** (1965) 33.
- [3] A. A. Raduta, V. Ceausescu, A. Gheorghe and R. M. Dreizler, Phys. Lett. **99B** (1981) 444; Nucl. Phys. **A381** (1982) 253.
- [4] L. Wilets and M. Jean, Phys. Rev. **102** (1956) 788.
- [5] A. S. Davydov and G. F. Filippov, Nucl. Phys. **8** (1958) 788.
- [1] A. Arima and F. Iachello, Ann. Phys.(N.Y.) **99** (1976) 253; **123** (1979) 468.
- [2] F. Iachello and A. Arima, The Interacting Boson Model (Cambridge University Press, Cambridge, England, 1987).
- [6] F. Iachello, Phys. Rev. Lett. **85** (2000) 3580.
- [7] F. Iachello, Phys. Rev. Lett. **87** (2001) 052502.
- [10] A. A. Raduta, Rev. Roum. Phys. **28** no. 3 (1983), 195.
- [11] A. A. Raduta, S. Stoica and N. Sandulescu, Rev. Roum. Phys. **29**, no. 1 (1984) 55.
- [12] A. A. Raduta, A. Gheorghe and M. Badea,, Z. Physik **A** **283** (1977) 79.
- [13] R. K. Sheline, Rev. Mod. Phys. **32** (1960) 1.
- [14] M. Sakai, Nucl. Phys. **A 104** (1967) 301; Nucl. Data Tables **A 8** (1970) 323; **A 10** (1972) 511.
- [15] A. A. Raduta, R. Budaca, A. Faessler, Jour. Phys. G; Nucl. Part. Phys.,**37** (2010) 085108.
- [16] A. A. Raduta and C. Sabac, Ann. Phys. **148** (1983) 1.
- [17] G. Alaga, Nucl. Phys. **4** (1957) 625.
- [18] C. W. Reich, R. G. Helmer, NDS **85** (1998) 171.
- [19] A. Artna-Cohen, NDS 79 (1996) 1.
- [20] C. W. Reich, NDS **91** (2003) 753.
- [21] R. G. Helmer, NDS **101** (2004) 325.
- [22] C. W. Reich, NDS **78** (1996) 547.
- [23] R. G. Helmer, NDS **87** (1999) 317.

- [24] G. A. Lalazissis, S. Raman and P. Ring, Atomic data and Nuclear Data Tables, **71** (1999) 140.

2. Descrierea nucleelor triaxiale cu ajutorul modelului SMA

Lucrarea de față este dedicată unui domeniu de cercetare de mare actualitate, anume cel al fazelor nucleare asociate unor forme ale nucleului în starea fundamentală, precum și al tranzițiilor ce se realizează între aceste faze. Conform Modelului geometric Bohr-Mottelson (BMM) [2, 3, 3, 4] avem următoarele faze nucleare: oscilator sferic, γ -instabil, rotator simetric (prolate, oblate), triaxial, etc.. O altă metodă de descriere a fazelor nucleare este oferită de Modelul algebric al Bozonilor în Interacție (IBM) [1, 2] în funcție de simetriile dinamice $U(5)$ (oscilator sferic), $O(6)$ (γ -instabil) și $SU(3)$ (rotator simetric) ale algebrei $U(6)$. Nucleelor triaxiale le corespund grupul finit D_2 . Un model foarte eficient pentru descrierea nucleelor tranziționale și deformate incluzând stări de spin înalt și foarte înalt este Modelul Stării Coerente (CSM) [16–21]. Recent, s-a stabilit că există puncte critice ale tranzițiilor de fază $U(5) \rightarrow O(6)$, $U(5) \rightarrow SU(3)$, de la nucleele prolate la cele oblate și de la nucleele

axiale la cele triaxiale. Modelele propuse pentru aceste puncte critice sunt E(5) [6], X(5) [7], Y(5) [8], respectiv Z(5) [10], toate fiind soluții ale ecuației asociată Hamiltonianului Bohr-Mottelson.

Scopul lucrării îl reprezintă descrierea nucleelor triaxiale aflate în punctul critic al tranziției de fază de la nucleele deformate prolate la cele de formă oblate, pentru care abaterea de la axialitate este $\gamma_0 = 30^0$. Descrieri anterioare ale acestor nuclee folosind potențiale în variabila β de tip groapă dreptunghiulară infinită, de tip Kratzer sau Davidson plus potențial de oscilator armonic în γ cu minimul în $\gamma_0 = 30^0$ au fost date în Refe.[10–14].

În lucrarea de față, pentru a obține un acord cât mai bun între rezultatele teoretice și datele experimentale, am folosit pentru variabila β un potențial de oscilator anarmonic de ordin şase cu barieră centrifugală (sextic). Ecuația Schrödinger în β pentru acest potențial este cvasi-exact solubliă [21]. Într-adevăr, alegându-se drept soluție o funcție produs între un polinom pătratic în β de grad n și o funcție exponentială, rezolvarea ecuației β se reduce la rezolvarea unei probleme de vectori și valori proprii a unei matrici tridiagonale având ca vectori proprii coeficienții polinomului. Astfel, ordinul matricii și implicit numărul soluțiilor depind de alegerea gradului polinomului,

în acest sens ecuația în variabila β fiind considerată cvasi-exact solubilă. Pentru variabila γ am ales un potențial periodic cu minimul în $\gamma = 30^0$, și evitând aproximările făcute în descrierile anterioare ecuația în γ este redusă la o ecuație de tip Mathieu. Soluțiile în variabila γ , astfel obținute, au avantajul că sunt periodice, definite pe un interval mărginit și asigură hermiticitatea Hamiltonianului γ în raport cu măsura de integrare $|\sin 3\gamma|d\gamma$ aşa cum cere Modelul Bohr-Mottelson. Modelul descris mai sus a fost numit Aproximația Sextic și Mathieu (SMA). Formalismele SMA și CSM au fost aplicate pentru calcularea energiilor de excitație și a probabilităților de tranziție B(E2) pentru cinci nucleu: ^{188}Os , ^{190}Os , ^{192}Os , ^{228}Th , ^{230}Th .

Energiile de excitație și probabilitățile de tranziție determinate folosind parametrii din Tabelul I sunt reprezentate în Figurile 1-5, respectiv, în Tabelele II-IV.

	^{188}Os	^{190}Os	^{192}Os	^{228}Th	^{230}Th
$\frac{\hbar^2}{2B}[keV]$	2.003	0.865	1.095	1.147	0.467
a	932.16	4115.397	2497.596	1323.661	3041.51
b	20	46.421	81	-41.9	100
$\frac{1}{\langle \beta^2 \rangle}$	2.438	1.455	3.879	2.439	2.59
μ	296	3268	189	2936	9093
t_1	5.608[eb]	8.301[eb]	7.591[eb]	t_1	$136.0(W.u.)^{1/2}$
t_2	79.992[eb]	426.959 [eb]	210.209 [eb]	$3.376t_1$	$1822.4(W.u.)^{1/2}$
d	2.35	2.05	1.5	3.14	3.16
$A_1[keV]$	10.256	9.063	8.531	17.731	13.904
$A_2[keV]$	14.336	15.679	14.490	15.122	2.650
$A_3[keV]$	10.130	6.230	15.128	-7.021	-10.000
q_1	$0.132[10^{-1}eb]$	$0.105[10^{-1}eb]$	$0.437[10^{-1}eb]$	15.927[eb]	$0.961(W.u.)^{1/2}$
q_2	-0.226[eb]	-0.272[eb]	-0.315[eb]	-1.132[eb]	-1.255($W.u.$) $^{1/2}$

Tabel I: Sunt date parametrii $\hbar^2/2B$, a , b , $\frac{1}{\langle \beta^2 \rangle}$, μ și d , A_1 , A_2 , A_3 de care depind energiile de excitație SMA, respectiv CSM, pentru ^{188}Os , ^{190}Os , ^{192}Os , ^{228}Th și ^{230}Th . De asemenea sunt date valorile parametrilor t_1 , t_2 și q_1 , q_2 ce definesc operatorii de tranziție SMA, respectiv, CSM.

$B(E2)(eb)^2$	^{188}Os			^{190}Os			^{192}Os		
	$J_i \rightarrow J_f$	Exp.	SMA	CSM	Exp.	SMA	CSM	Exp.	SMA
$2_g^+ \rightarrow 0_g^+$	0.502	0.502	0.456	0.468	0.468	0.360	0.424	0.424	0.236
$4_g^+ \rightarrow 2_g^+$	0.776	0.722	0.744	0.623	0.684	0.579	0.497	0.632	0.449
$6_g^+ \rightarrow 4_g^+$	0.843	0.945	0.918	0.679	0.912	0.708	0.660	0.858	0.611
$8_g^+ \rightarrow 6_g^+$	0.927	1.103	1.062	0.814	1.079	0.814	0.754	1.030	0.754
$10_g^+ \rightarrow 8_g^+$	1.191	1.232	1.191	0.754	1.218	0.909	0.688	1.175	0.887
$4_\gamma^+ \rightarrow 2_\gamma^+$	0.352	0.302	0.369	0.389	0.291	0.350	0.298	0.261	0.277
$6_\gamma^+ \rightarrow 4_\gamma^+$	0.466	0.392	0.764	0.520	0.384	0.741	0.336	0.352	0.595
$8_\gamma^+ \rightarrow 6_\gamma^+$	0.382	0.593	0.984	0.398	0.590	0.976	0.314	0.549	0.814
$2_\gamma^+ \rightarrow 0_g^+$	0.047	0.005	0.165	0.039	0.001	0.202	0.037	0.006	0.192
$2_\gamma^+ \rightarrow 2_g^+$	0.150	0.150	0.150	0.227	0.227	0.155	0.303	0.303	0.055
$2_\gamma^+ \rightarrow 4_g^+$	0.029	0.000	0.001	0.007	0.000	0.001	0.024	0.000	0.000
$4_\gamma^+ \rightarrow 2_g^+$	0.009	0.003	0.163	0.005	0.001	0.220	0.002	0.004	0.274
$4_\gamma^+ \rightarrow 4_g^+$	0.134	0.031	0.202	0.229	0.050	0.229	0.203	0.068	0.137
$4_\gamma^+ \rightarrow 6_g^+$	0.036	0.000	0.001	0.048	0.000	0.000	0.018	0.000	0.000
$6_\gamma^+ \rightarrow 4_g^+$	0.001	0.002	0.194	0.003	0.001	0.269	0.000	0.002	0.357
$6_\gamma^+ \rightarrow 6_g^+$	0.164	0.018	0.227	0.238	0.030	0.270	0.171	0.042	0.171

Tabel II: Valori B(E2) pentru $^{188,190,192}Os$ obținute cu SMA și CSM, sunt comparate cu datele experimentale [22].

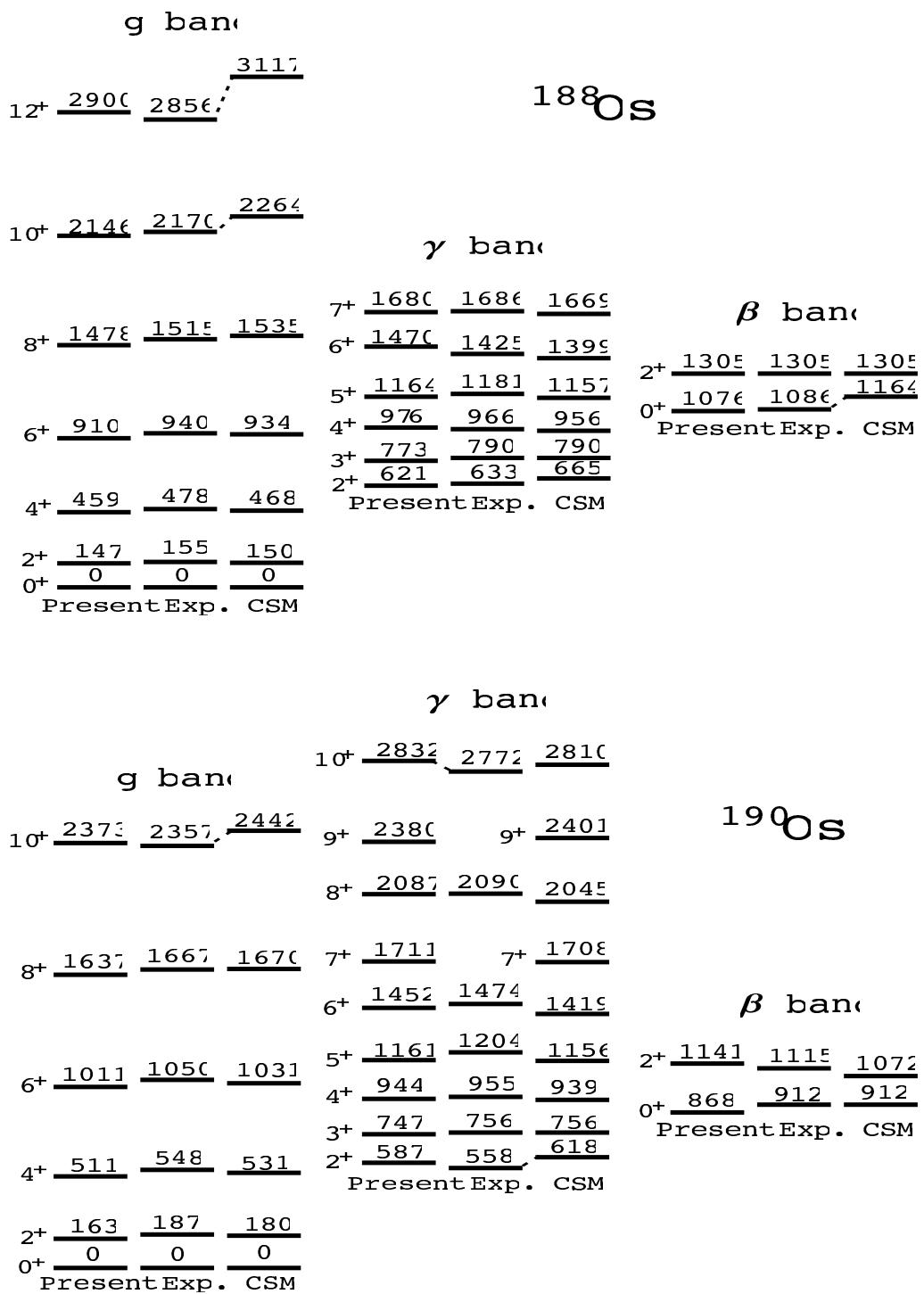


Fig. 3: Energiile de excitație, date în keV, corespunzătoare nucleelor ^{188}Os și ^{190}Os , calculate cu SMA și CSM, sunt comparate cu datele experimentale Refe.[22–24].

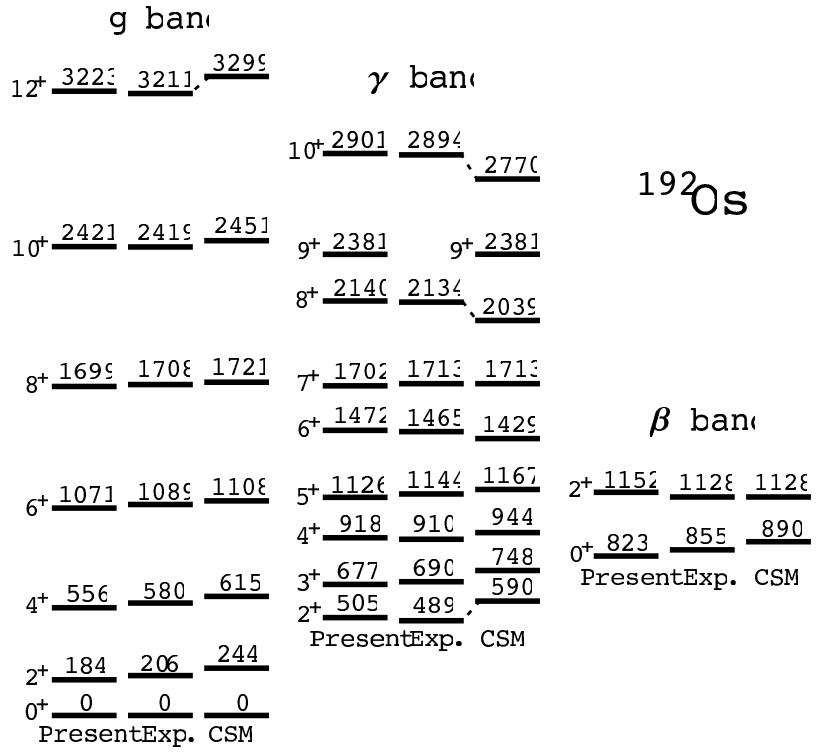


Fig. 4: La fel ca în Fig. 1, dar pentru ^{192}Os . Datele experimentale sunt luate din Refe.[22, 25].

Rapoarte $B(E2)$	^{228}Th			
	Exp.	SMA	CSM	
$2^+_\gamma \rightarrow 0^+_g$	0.450	0.450	0.450	
	→ 2^+_g	1.000	1.000	1.000
	→ 4^+_g	0.031	0.000	0.064
$3^+_\gamma \rightarrow 2^+_g$	1.000	1.000	1.000	
	→ 4^+_g	0.670	0.890	0.797
$4^+_\gamma \rightarrow 4^+_g$	1.000	1.000	1.000	
	→ 6^+_g	0.062	0.000	0.017
$2^+_\beta \rightarrow 0^+_g$	0.410	0.374	0.590	
	→ 2^+_g	1.000	1.000	1.000
	→ 4^+_g	4.200	1.800	1.870
$4^+_\beta \rightarrow 4^+_g$	1.000	1.000	1.000	
	→ 6^+_g	4.700	1.247	1.490

Tabel III: Tranziții B(E2), date sub formă de rapoarte pentru ^{228}Th calculate cu SMA și CSM, sunt comparate cu datele experimentale corespunzătoare [26].

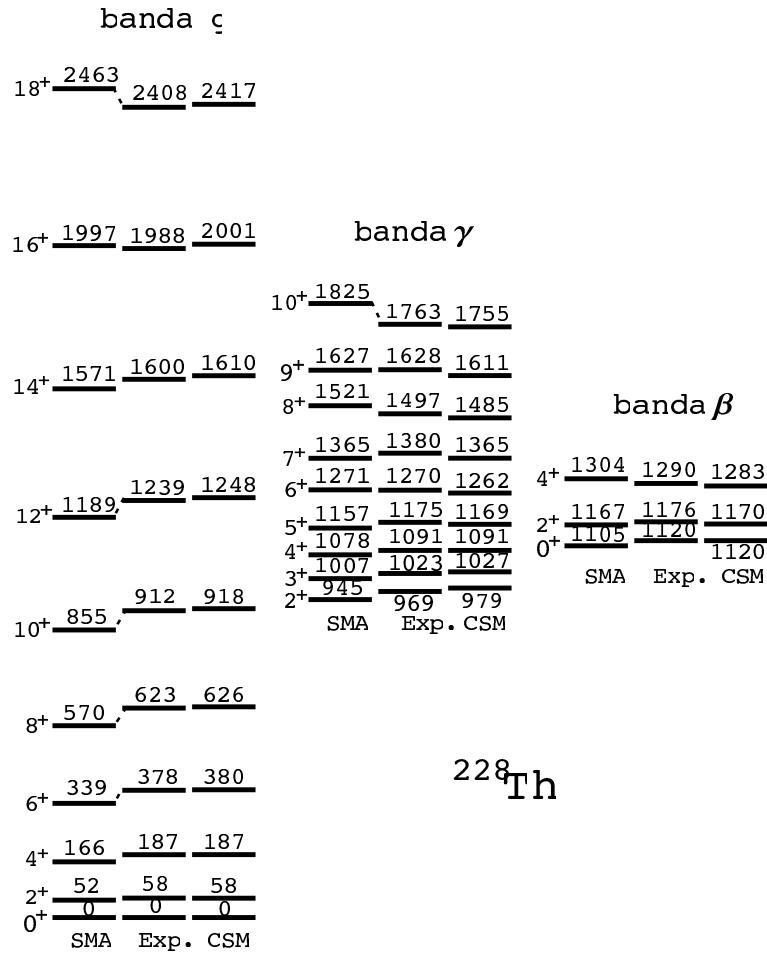


Fig. 5: La fel ca în Fig. 1, dar pentru nucleul ^{228}Th . Datele experimentale sunt luate din Ref.[26]

$B(E2)(W.u.)$	^{230}Th		
$J_i \rightarrow J_f$	Exp.	SMA	CSM
$2_g^+ \rightarrow 0_g^+$	192	192	192
$4_g^+ \rightarrow 2_g^+$	261	271	480
$2_\beta^+ \rightarrow 0_g^+$	1.1	1.8	0.25
$2_\beta^+ \rightarrow 4_g^+$	3.8	13.8	1.50
$2_\gamma^+ \rightarrow 0_g^+$	3.0	0.34	5.49
$2_\gamma^+ \rightarrow 2_g^+$	5.4	5.4	5.40
$2_\gamma^+ \rightarrow 4_g^+$	0.35	0	0.10

Tabel IV: Tranziții B(E2) calculate cu SMA și CSM pentru ^{230}Th [27].

g band

24^+ 384 ς 381 ϵ 383 τ

22^+ 333 ι 332 ξ 332 ξ

20^+ 284 ζ 285 ζ 284 ζ

^{230}Th

18^+ 237 τ 239 ξ 238 ϵ

16^+ 194 ξ 197 ϵ 195 ϵ

γ band

14^+ 154 τ 157 ζ 156 ζ 10^+ 157 ξ 152 ζ 153 ϵ

9^+ 140 ζ 139 ζ

12^+ 118 ϵ 120 ξ 119 ς 8^+ 128 ξ 125 ι 126 ϵ

7^+ 114 ξ 114 ξ

6^+ 104 ξ 104 ζ 104 ξ

10^+ 860 880 874 5^+ 941 884 884

4^+ 863 826 823 3^+ 793 784 784

8^+ 580 594 591 2^+ 737 781 776

Present Exp. CSM

β band

4^+ 812 770 785

2^+ 662 678 680

0^+ 593 635 635

Present Exp. CSM

6^+ 349 357 356

4^+ 171 174 174

2^+ 53 53 53

0^+ 0 0 0

Present Exp. CSM

Fig. 6: La fel ca în Fig. 1, dar pentru ^{230}Th . Datele experimentale sunt luate din Ref.[27].

Analizând aceste figuri și tabele putem spune că SMA oferă o descriere foarte bună a datelor experimentale Refe.[22–27]. De asemenea, comparând rezultatele SMA cu cele obținute cu CSM am observat o asemănare a acestora în ceea ce privește prezicerea datelor experimentale, lucru care ne-a determinat să ne intrebăm dacă nu cumva există o legătură între cele două formalisme. Răspunsul la această întrebare a constituit obiectul de studiu al unei alte lucrări acceptate de curând la publicare.

Ca o concluzie finală, SMA reprezintă un model foarte bun pentru descrierea nucleelor triaxiale având abaterea de la axialitate apropiată de $\gamma_0 = 30^0$.

Rezultatele au fost publicate în lucrarea:**Toward a new description of triaxial nuclei**, Phys. Rev. C 83 (2011) 034313, *autoři A. A. Răduță, P. Buganu*

- [3] A. Bohr, Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk. **26** (1952) no.14; A.Bohr and B.Mottelson, Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk. **27** (1953) no. 16
- [2] A. Faessler and W. Greiner, Z. Phys. **168** (1962) 425; **170** (1962) 105; **177** (1964) 190; A. Faessler, W. Greiner and R. Sheline, Nucl. Phys. **70** (1965) 33.
- [3] G. Gneus, U. Mosel and W. Greiner, Phys. Lett. **30 B** (1969) 397.
- [4] P. Hess, J. Maruhn and W. Greiner, Phys. Rev. **C23** (1981) 2335; J. Phys. G, **7** (1981) 737.
- [1] A. Arima and F. Iachello, Ann. Phys.(N.Y.) **99** (1976) 253; **123** (1979) 468.
- [2] F. Iachello and A. Arima, The Interacting Boson Model (Cambridge University Press, Cam-

bridge, England, 1987).

- [16] A. A. Raduta, V. Ceausescu, A. Gheorghe and R. M. Dreizler, Phys. Lett. **99B** (1981) 444; Nucl. Phys. **A381** (1982) 253.
- [17] A. A. Raduta, V. Ceausescu and A. Faessler, Phys. Rev. **C36** (1987) 2111.
- [18] A. A. Raduta, C. Lima and A. Faessler, Z. Phys. **A 313** (1983) 69.
- [19] A. A. Raduta, Al. H. Raduta and A. Faessler, Phys. Rev. **C55** (1997) 1747; A. A. Raduta, D. Ionescu and A. Faessler, Phys. Rev. **C65** (2002) 064322; A. A. Raduta, Al. H. Raduta and C. M. Raduta, Phys. Rev. **C74**, 044312 (2006).
- [20] A. A. Raduta and C. Sabac, Ann. Phys. (NY)**148** (1983) 1.
- [21] A. A. Raduta, in Recent Res. Devel. Nuclear Phys.,1 (2004):1-70, ISBN:81-7895-124-X.
- [6] F. Iachello, Phys. Rev. Lett. **85** (2000) 3580.
- [7] F. Iachello, Phys. Rev. Lett. **87** (2001) 052502.
- [8] F. Iachello, Phys. Rev. Lett. **91** 132502 (2003).
- [10] D. Bonatsos, D. Lenis, D. Petrellis, P.A. TerzievPhys. Lett. **B 588**, 172 (2004).
- [11] L.Fortunato, Phys. Rev. **C70**, 011302 (2004).
- [12] L.Fortunato, S. de Baerdemacker, K.Heyde, Eur. Phys. J. **A25**, 439 (2005).
- [13] L.Fortunato, S. de Baerdemacker, K. Heyde, Phys. Rev. **C 74**, 014310 (2006).
- [14] I. Yigitoglu and D. Bonatsos, Phys. Rev. **C 83**, 014303 (2011).
- [21] A. G. Ushveritze, *Quasi-exactly Solvable Models in Quantum Mechanics*, IOP, Bristol, 1994.
- [22] C. Y. Wu *et al.*,Nucl. Phys. A **A 607** (1996) 178.
- [23] Balraj Singh, Nuclear Data Sheets **95**, 387 (2002).
- [24] Balraj Singh, Nuclear Data Sheets **99**, 275 (2003).
- [25] Coral M. Baglin,Nuclear Data Sheets **84**, 717 (1998).
- [26] J. Gröger, *et al.*, Acta Physica Polonica, Vol 29, No 1-2, 365 (1998).
- [27] Y. A. Alcovali, Nuclear Data Sheets **69**, 155 (1993).

3. Obtinerea analitica a modelului SMA ca un model limita al modelului CSM.

Stările colective ale nucleelor grele par-pare pot fi descrise în funcție de simetrii dinamice specifice $U(5)$, $O(6)$ și $SU(3)$ [1, 2] asociate unor faze nucleare de formă precum oscilator sferic, γ -instabil, respectiv, rotator axial simetric [3–5]. Tranzitia de la o fază nucleară la alta se realizează printr-un punct critic. Recent, s-a arătat că există puncte critice ale tranzitiilor de fază $U(5) \rightarrow O(6)$, $U(5) \rightarrow SU(3)$, rotator axial simetric \rightarrow triaxial și $SU(3)$ (prolate) $\rightarrow SU(3)^*$ (oblate), pentru care au fost propuse modelele $E(5)$ [6], $X(5)$ [7], $Y(5)$ [8], respectiv, $Z(5)$ [10]. Odată cu apariția acestor modele, interesul pentru rezolvarea ecuațiilor diferențiale în variabilele intrinseci β și γ considerând diferite potențiale pentru descrierea punctelor critice a crescut.

Lucrarea este dedicată descrierii nucleelor triaxiale de deformare axială $\gamma_0 = 30^0$ aflate în punctul critic al tranzitiei de fază $SU(3) \rightarrow SU(3)^*$. Modele anterioare care au fost propuse pentru descrierea acestor nuclee folosind potențiale în β de tip groapă dreptunghiulară infinită, Kratzer, Davidson plus potențial de oscilator în γ pot fi găsite în Refe.[10–14]. Un model nou a fost propus de către doi dintre noi (A. A. R. și P. B.) [15], alegând un potențial de oscilator anarmonic de ordin şase cu barieră centrifugală (sextic)

pentru variabila β și un potențial periodic în variabila γ cu minimul în $\gamma_0 = 30^0$. Cu aceste potențiale, ecuația în β se reduce la o ecuație cvasi-exact solubilă, iar pentru ecuația în γ se obțin drept soluții funcțiile Mathieu. Modelul astfel dezvoltat l-am numit Aproximația Sextic și Mathieu (SMA) și l-am aplicat la descrierea a cinci nuclee triaxiale: ^{188}Os , ^{190}Os , ^{192}Os , ^{228}Th , ^{230}Th . Comparând rezultatele SMA cu cele obținute folosind CSM [16–21] pentru aceste nuclee, am observat o asemănare a acestora în ceea ce privește descrierea datelor experimentale, fapt ce ne-a determinat să ne întrebăm dacă nu cumva există o legătură între cele două formalisme.

Răspunsul la această întrebare este dat în această lucrare, unde ecuațiile SMA sunt obținute printr-o tratare semiclasică a Hamiltonianului CSM. Într-adevăr, folosind o funcție coerentă Hamiltonianul CSM este decuantificat și apoi scris în funcție de coordonatele canonice generalizate. Înainte de trecerea la coordonatele polare, în expresia Hamiltonianului decuantificat, sunt facute următoarele aproximări: sunt neglijăți termenii nepăratici în impulsuri și cei care cuplează coordonata cu impulsul. Hamiltonianul astfel aproimat este cuantificat și în urma separării variabilelor sunt obținute două ecuații care sunt reduse la ecuațiile specifice SMA. Meritul aces-

tei demonstrații îl reprezintă faptul că potențialele sextic în β și cel periodic în γ cu minimul în $\gamma_0 = 30^0$ apar, de această dată, în mod firesc spre deosebire de situația în care SMA era obținut plecând de la Hamiltonianul Bohr-Mottelson [3] unde aceste potențiale au fost alese intuitiv. Tot în această lucrare, SMA și CSM au fost aplicate pentru alte două nuclee ne-axiale, ^{180}Hf și ^{182}W .

	^{180}Hf	^{182}W
$\frac{\hbar^2}{2B} [\text{keV}]$	0.401	0.476888
a	16212.86	11508.56
b	-44	95
$\frac{1}{\langle \beta^2 \rangle}$	3.14	3.457
μ	20892.	12772.6
t_1	$177.93[\text{W.u.}]^{1/2}$	$158.48[\text{W.u.}]^{1/2}$
t_2	$4630.24[\text{W.u.}]^{1/2}$	$4736.037 [\text{W.u.}]^{1/2}$
d	3.5	3.22
$A_1 [\text{keV}]$	21.17	21.54
$A_2 [\text{keV}]$	8.15	7.47
$A_3 [\text{keV}]$	-10.85	-12.29
q_1	$3.739[\text{W.u.}]^{1/2}$	$3.756[\text{W.u.}]^{1/2}$
q_2	$-0.125[\text{W.u.}]^{1/2}$	$-0.175[\text{W.u.}]^{1/2}$

Tabel V: Parametrii $\hbar^2/2B$, a , b , $\frac{1}{\langle \beta^2 \rangle}$, μ și d , A_1 , A_2 , A_3 implicați în expresiile energiilor și t_1 , t_2 și q_1 , q_2 ce definesc operatorii de tranziție în cazul SMA, respectiv, CSM pentru ^{180}Hf și ^{182}W .

În Tabelul I sunt dați parametrii ce intervin în expresiile energiilor de excitație și a probabilităților de tranziție ale celor două modele, SMA și CSM, fixați în funcție de datele experimentale ale nucleelor ^{180}Hf și ^{182}W . Rezultatele obținute cu acești parametri sunt date pentru energii în Figurile 1 și 2, respectiv, în Tabelele II și III pentru tranziții.

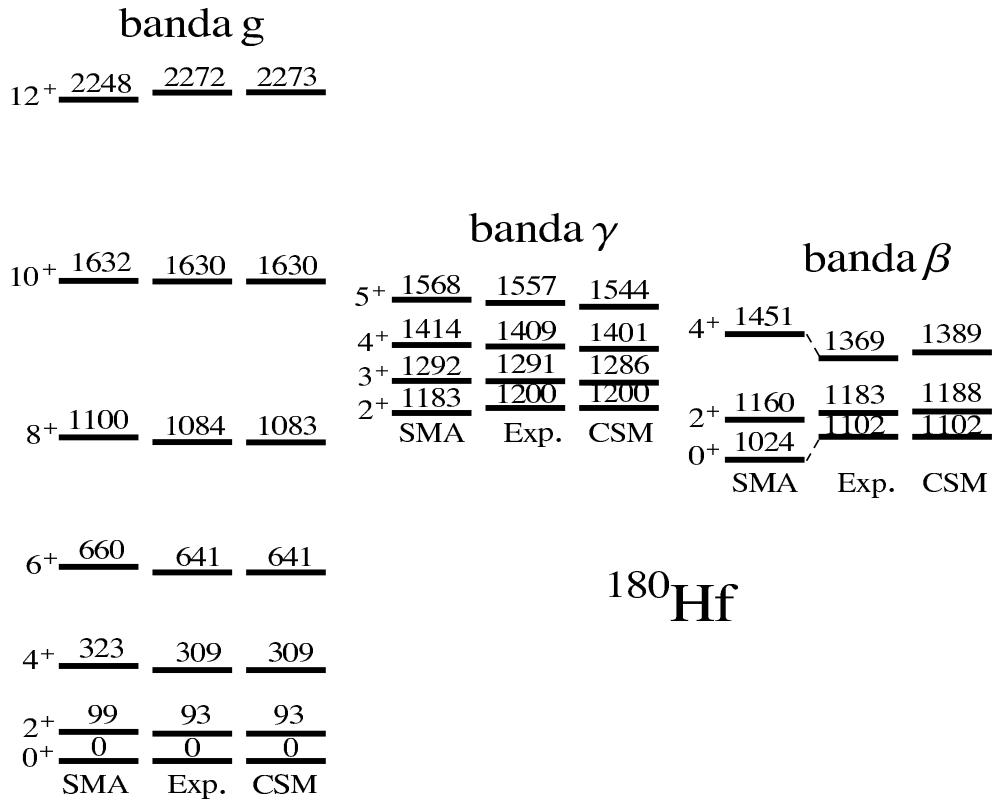


Fig. 7: Spectrul energetic al benzile fundamentală, β și γ pentru ^{180}Hf , obținut cu SMA și CSM, este comparat cu datele experimentale luate din Ref.[22].

$B(E2; J_i^+ \rightarrow J_f^+)$	^{180}Hf		
	SMA	Exp.	CSM
$2_g^+ \rightarrow 0_g^+$	155	155	155
$4_g^+ \rightarrow 2_g^+$	219	230	223
$6_g^+ \rightarrow 4_g^+$	281	219	250
$8_g^+ \rightarrow 6_g^+$	321	250	267
$10_g^+ \rightarrow 8_g^+$	353	240	282
$12_g^+ \rightarrow 10_g^+$	380	232	296
$2_\gamma^+ \rightarrow 0_g^+$	0.2	3.8	3.8
$2_\gamma^+ \rightarrow 2_g^+$	5.1	5.1	6.6

Tabel VI: Tranzitii B(E2) ale nucleului ^{180}Hf calculate cu SMA și CSM, comparate cu datele experimentale [22].

banda g

18^+ 4762 4747 4787

16^+ 3894 3909 3895

14^+ 3094 3112 3080

12^+ 2368 2372 2344

banda γ

10^+ 1720 1712 1694

8^+ 1160 1144 1136

6^+ 697 680 678

4^+ 341 329 329

2^+ 105 100 100

0^+ 0 0 0

banda γ

5^+ 1620 1624 1578

4^+ 1460 1443 1431

3^+ 1326 1331 1311

2^+ 1213 1221 1222

SMA Exp. CSM

banda β

4^+ 1546 1510 1433

2^+ 1243 1257 1226

0^+ 1103 1136 1136

SMA Exp. CSM

Fig. 8: Energiile de excitație ale benzilor fundamentală, β și γ pentru nucleul ^{182}W , calculate cu modelele SMA și CSM sunt comparate cu datele experimentale corespunzătoare luate din Ref.[23].

De remarcat faptul că ambele formalisme descriu foarte bine atât spectrele energetice cât și probabilitățile de tranziție ale celor două

nuclee.

B(E2; $J_i^+ \rightarrow J_f^+$)	^{182}W		
	SMA	Exp.	CSM
$2_g^+ \rightarrow 0_g^+$	137	137	137
$4_g^+ \rightarrow 2_g^+$	194	196	198
$6_g^+ \rightarrow 4_g^+$	248	200	223
$8_g^+ \rightarrow 6_g^+$	284	209	241
$10_g^+ \rightarrow 8_g^+$	312	203	256
$12_g^+ \rightarrow 10_g^+$	336	191	271
$14_g^+ \rightarrow 12_g^+$	358	170	285
$16_g^+ \rightarrow 14_g^+$	379	204	300
$18_g^+ \rightarrow 16_g^+$	398	250	315
$2_\beta^+ \rightarrow 0_\beta^+$	117	200	157
$2_\beta^+ \rightarrow 0_g^+$	1.3	0.9	0.008
$2_\beta^+ \rightarrow 4_g^+$	10.5	1.7	0.021
$2_\gamma^+ \rightarrow 0_g^+$	0.2	3.4	3.4
$2_\gamma^+ \rightarrow 2_g^+$	8.5	6.74	6.27
$2_\gamma^+ \rightarrow 4_g^+$	0.0	0.034	0.51
$4_\gamma^+ \rightarrow 2_g^+$	0.1	2.4	1.36
$4_\gamma^+ \rightarrow 4_g^+$	1.7	10.4	7.60

Tabel VII: Probabilități de tranzitie B(E2) între stări din banda fundamentală, din banda β , din banda β în banda fundamentală și din banda γ în banda fundamentală pentru nucleul ^{182}W . Cu J_i^+ și J_f^+ sunt notate momentele cinetice ale stării inițiale, respectiv, finale. Datele experimentale sunt luate din Ref.[23].

Ca o concluzie finală, principalul rezultat al acestei lucrări îl reprezintă determinarea formalismului SMA ca pe un caz limită al formalismului CSM.

Rezultatele descrise mai sus au fost incluse in lucrarea **New fea-**

tures of the triaxial nuclei described with a coherent state model, Journal of Physics G, in press, autori **P. Buganu, A. A. Răduță, A. Faessler**

- [1] A. Arima and F. Iachello, Ann. Phys.(N.Y.) **99** (1976) 253; **123** (1979) 468.
- [2] F. Iachello and A. Arima, The Interacting Boson Model (Cambridge University Press, Cambridge, England, 1987).
- [3] A. Bohr, Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk. **26** (1952) no.14; A.Bohr and B.Mottelson, Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk. **27** (1953) no. 16
- [4] L. Wilets and M. Jean, Phys. Rev. **102** (1956) p. 788
- [5] A. S. Davydov, Nucl. Phys. **24**, 682 (1961).
- [6] F. Iachello, Phys. Rev. Lett. **85** (2000) 3580.
- [7] F. Iachello, Phys. Rev. Lett. **87** (2001) 052502.
- [8] F. Iachello, Phys. Rev. Lett. **91** 132502 (2003).
- [10] D. Bonatsos, D. Lenis, D. Petrellis, P.A. TerzievPhys. Lett. **B 588**, 172 (2004).
- [10] D. Bonatsos, D. Lenis, D. Petrellis, P.A. TerzievPhys. Lett. **B 588**, 172 (2004).
- [11] L.Fortunato, Phys. Rev. **C70**, 011302 (2004).
- [12] L.Fortunato, S. de Baerdemacker, K.Heyde, Eur. Phys. J. **A25**, 439 (2005).
- [13] L.Fortunato, S. de Baerdemacker, K. Heyde, Phys. Rev. **C 74**, 014310 (2006).
- [14] I. Yigitoglu and D. Bonatsos, Phys. Rev. **C 83**, 014303 (2011).
- [15] A. A. Raduta, P. Buganu, Phys. Rev. **C 83**, 034313 (2011).
- [16] A. A. Raduta, V. Ceausescu, A. Gheorghe and R. M. Dreizler, Phys. Lett. **99B** (1981) 444; Nucl. Phys. **A381** (1982) 253.
- [17] A. A. Raduta, V. Ceausescu and A. Faessler, Phys. Rev. **C36** (1987) 2111.
- [18] A. A. Raduta, C. Lima and A. Faessler, Z. Phys. **A 313** (1983) 69.
- [19] A. A. Raduta, Al. H. Raduta and A. Faessler, Phys. Rev. **C55** (1997) 1747; A. A. Raduta, D. Ionescu and A. Faessler, Phys. Rev. **C65** (2002) 064322; A. A. Raduta, Al. H. Raduta and C. M. Raduta, Phys. Rev. **C74**, 044312 (2006).

- [20] A. A. Raduta and C. Sabac, Ann. Phys. (NY) **148** (1983) 1.
- [21] A. A. Raduta, in Recent Res. Devel. Nuclear Phys.,1 (2004):1-70, ISBN:81-7895-124-X.
- [22] S. C. Wu, H. Niu, Nuclear Data Sheets **100**, 483 (2003).
- [23] Balraj Singh, Joel C. Roedinger, Nuclear Data Sheets, **111**, 2081 (2010).

4. Proprietati colective ale clusterilor atomici deformati descrise cu o baza de functii uniparticula proiectata dintr-un set de functii deformate

Mai multe proprietati relevante pentru clusterii de Na au fost studiate folosind o baza de functii proiectata. Modelul propus este capabil sa descrie intr-o maniera unificata clusterii sferici si cei deformati. Sectiunile de fotoabsorbtie sunt descrise in formalismul RPA(random phase approximation) folosind ca operator de transitiune dipolar momentul dipolar Schiff. Rezultatele au fost publicate in articolul *Collective properties of Deformed Atomic Clusters Described Within a Projected Spherical Basis*, J. Supercond. Nov. Magn (2011)24:645-651, **A. A. Raduta, Al. H. Raduta and R. Budaca**.

5. Descrierea dezintegrarii $2\nu\beta\beta$ intr-un formalism *pnQRPA* complet renormat cu simetria de etalonare

complet restaurata.

Un Hamiltonian many-body ce contine un termen de camp mediu, un termen de interactie de imperechere pentru nucleonii de același fel, o interactie bi-particula de tip Gamow-Teller și o interacție de tip imperechere dipolară este tratat în formalismul *PGFRpnQRPA* (projected gauge of fully renormalized pnQRPA). Functiile de undă și energiile corespunzătoare pentru nucleul mama și respectiv nucleul fiică, au fost folosite pentru calculul ratei de dezintegrare $2\nu\beta\beta$ și a timpilor de injumatărire pentru nucleul mama. Pentru ilustrare formalismul a fost aplicat la dezintegrările $^{116}\text{Cd} \rightarrow ^{116}\text{Sn}$ și $^{100}\text{Mo} \rightarrow ^{100}\text{Ru}$. Rezultatele sunt în acord bun cu datele experimentale existente. De asemenea se verifică faptul că regula de suma Ikeda este pe deplin satisfăcută. Aceasta regula de suma afirmează că pentru nucleul mama diferența între tările dezintegrărilor β^- și respectiv β^+ este $3(N-Z)$, cu notatiile standard pentru numărul de neutroni și cel de protoni. Formalismul descris este 100% original și estimatează că va avea un ecou internațional favorabil. Rezultatele au fost incluse în lucrarea *Description of the $2\nu\beta\beta$ decay within a gauge restored of a fully renormalized pnQRPA approach*, J. Phys. G: Nucl. part. Phys. **38** (2011) 055102 (18pp), **C. M. Raduta and**

6. Efecte ale energiei de simetrie asupra sectiunii eficace de fuziune

S-a investigat parcursul de reactie rezultat in urma ciocnirii cu ioni grei cu fascicol nuclear exotic la energii joase. Ne-am concentrat asupra interferentei diferitelor mecanisme de reactie cum sunt fuziunea versus breakup (fisiune rapida, deep-inelastic) care in sisteme exotice sunt influentate de energia de simetrie la densitati appropriate de cea normala. Evolutia sistemului este descrisa de ecuatia de transport a campului mediu, unde au fost folosite doua parametrizari pentru dependenta energiei de simetrie de densitate (Asysoft si Asystiff). Astfel este posibila investigarea sensibilitatii resultatelelor la aceste ingrediente ale interactiei nucleare. Metoda descrisa, bazata pe evolutia *eveniment cu eveniment* in spatiul fazelor a modurilor colective cvadrupolare permite extragerea sectiunii de fuziune la momente de timp mici, cand rezultatele de transport sunt de incredere. Au fost evaluate probabilitatile de fuziune pentru reactiile induse de ciocnirea cu ^{132}Sn pe tinte de $^{64,58}\text{Ni}$ la o energie de 10 MeV. Se obtine o sectiune de fuziune mai mare pentru sistemele compound mai

bogate in neutroni iar pentru o reactie data pentru obtiunea Asysoft. In final se obtine o echilibrare colectiva de sarcina in ambele evenimente, de fuziune si de breakup, depinzand de rigiditatea termenului de simetrie in vecinatatea saturatiei. Rezultatele acestui studiu au fost incluse in lucrările:

- a) *Symmetry energy effects on fusion cross sections*, **Phys. Rev. C83, 014604 (2011)**, V. Baran et al.
- b) *Symmetry energy effects on low energy dissipative heavy ion collisions*, **Journal of Physics: Conference Series 282 (2011) 012018**, V. Baran et al.

III. Implicarea tinerilor cercetatori

Doctorandul P. Buganu a participat la lucrările 2 si 3. De asemenea el este implicat in cercetarile privind tranzitiile de faza in nuclee finite descrise de Hamiltonieni solubili independenti de variabilele unghiulare, domeniu in care si-a scris teza de doctorat sub indrumarea prof. dr. A. A. Raduta. Teza are titlul *Phenomenological description of phase transitions in finite nucleon systems* si a fost sustinuta public pe data de 23 noiembrie 2011.

IV Dificultati intampinate in derularea proiectului: nu

V. Impact economic si social.

Cercetarile efectuate au un character fundamental. De aceea produsul final rezultat este cunoasterea. Dupa cum rezulta din prezentul raport precum si din lucrarile stiintifice atasate, ipotezele teoretice avansate sunt 100% originale si de aceea plus valoarea activitatilor echipei reprezinta o contributie importanta la dezvoltarea cunoasterii in domeniu, la imbogatirea tezaurului creatiei stiintifice romanesti. Suntem convinsi ca pe plan international aceste rezultate vor avea un ecou favorabil si prin aceasta vizibilitatea stiintei romanesti va fi imbunatatita. Aceste rezultate contribuie de asemenea la formarea unui mediu academic propice unor cercetari ulterioare de varf pe plan mondial. Un exemplu il constituie perfectionarea doctorandului din aceasta echipa care si-a scris de curand teza de doctorat intr-unul dintre domeniile abordate. Finantarea doctorandului a fost asigurata exclusiv din proiectul de Idei si odata cu sustinerea tezei de doctorat a primit recomandarea conducerului sau de doctorat, prof. dr. A. A. Raduta, pentru angajarea sa pe o pozite permanenta la IFIN-HH, Bucuresti.

5.11.2011

Dr.C. M. Raduta