

**Cercetari moderne despre structura nucleara,
tranzitii de faza si dezintegrarea beta dubla**
Director: Prof. Dr. A. A. Raduta

RAPORT DE ETAPA

Membrii echipei :

Prof. Dr. Apolodor Raduta

CSII Dr. Cristian Mircea Raduta

CSI Dr. Alexandru Horia Raduta

CSII Dr. Ionut Ursu

Dr. Radu Budaca

Dr. Petrica Baganu

A. Indicatori de performanta: 8 lucrari realizate

- 1) Interplay of classical and quantal features within the coherent state model A. A. Raduta, C. M. Raduta, Phys. Rev. **C 86**, 054307 (2012).
- 2) Some exact results for the particle number projected BCS approach of the isovector proton-neutron pairing, A. A. Raduta, M. I. Krivoruchenko and A. Faessler, Phys. Rev. **C 85** (2012) 054314.
- 3) Analytical description of the coherent state model for near vibrational and well deformed nuclei, A. A. Raduta, R. Budaca and Amand Faessler, Ann Phys [NY] 327 (2012) 671-704.
- 4) Application of the sextic oscillator with centrifugal barrier and the spheroidal equation for some X(5) candidate nuclei, A. A. Raduta, P. Baganu, Jour. Phys. G: Nucl. Part. Phys., in press.
- 5) Semi-microscopic description of the double backbending in some deformed even-even rare

earth nuclei, R. Budaca and A. A. Raduta, Jour. Phys. G: Nucl. Part. Phys., in press.

6) $2\nu\beta\beta$ decay within a higher pnQRPA approach with the gauge symmetry preserved, A. A. Raduta and C. M. Raduta, International Summer School, Predeal 2012, Proceedings, IOP, Conference series.

7) FRpnQRPA approach with the gauge symmetry restored. Application for the $2\nu\beta\beta$ decay, A. A. Raduta, C. M. Raduta, International Conference NRST2012, IOP Conference series.

8) FRpnQRPA approach with the gauge symmetry restored. Application for the $2\nu\beta\beta$ decay, A. A. Raduta, Romanian Journal of Physics, vol. 57, Nr. 1-2 (2012) 442.

B. Rezultate importante, activitati

I. DESCRIPTION OF THE PHASE TRANSITION $O(6) \rightarrow SU(5)$ WITHIN CSM. THE RELATION TO OTHER DESCRIPTIONS

Prezenta lucrare, face parte dintr-o serie de alte lucrări realizate de către autorii de față împreună cu colaboratori, printre care și Ref. [2–5, 7], dedicate studiului tranzițiilor de fază în cazul nucleelor par-pare. Fazele nucleare $U(5)$ (oscilator sferic), $SU(3)$ (rotator simetric) și $O(6)$ (γ -instabil) sunt asociate formelor nucleelor aflate în starea fundamentală, anume sferic, simetric, respectiv, asimetric, descrise cu ajutorul variabilelor de deformare intrinseci β și γ [1]. Sinteze ale principalelor rezultate obținute în ultimii ani în domeniu pot fi găsite în Ref. [7, 8].

Scopul lucrării, îl reprezintă descrierea nucleelor par-pare aflate în punctul critic al tranziției de fază $U(5)$ – $SU(3)$. Potențialul de oscilator armonic în variabila β al Hamiltonianului Bohr-Mottelson [1] este înlocuit cu un potențial de oscilator anarmonic de ordin șase (sextic) în variabila β plus un potențial periodic în variabila γ . Cu aceste potențiale, în urma separării variabilelor, ecuația în variabila β devine cvasi-exact solubilă, iar soluțiile ecuației în variabila γ sunt funcțiile sferoidale unghiulare. Expresia energiei totale a sistemului se obține adunând contribuțiile provenite din cele două ecuații, iar probabilitățile de tranziție $E2$ sunt determinate cu ajutorul unui operator cvadrupolar de tranziție anarmonic scris în sistemul de referință intrinsec. Modelul astfel dezvoltat, a fost numit convențional Aproximația Sex-

tic și Sferoidală (SSA). SSA a fost aplicat pentru 10 nuclee, anume $^{176,178,180,188,190}\text{Os}$, ^{150}Nd , ^{170}W , ^{156}Dy , $^{166,168}\text{Hf}$, alese conform semnăturii nucleelor de tip X(5) [9] dată de raportul $R_{4_g^+/2_g^+} = 2.90$ al energiilor corespunzătoare stărilor 4_g^+ și 2_g^+ din banda fundamentală. Acordul obținut de SSA cu datele experimentale corespunzătoare este unul destul de bun. În plus, rezultatele SSA au mai fost comparate și cu alte modele propuse anterior, anume X(5) [9], Groapă Dreptunghiulară Infinită (ISW) [7], Davidson (D) [2] și Modelul Stării Coerente (CSM) [1], demonstrând astfel că SSA reprezintă un model foarte bun pentru descrierea nucleelor aflate în punctul critic al tranziției U(5)–SU(3).

Comparând valorile r.m.s.-ului (root mean square) dat de aceste modele pentru spectrele energetice ale nucleelor considerate, s-a observat că pentru ^{180}Os , ^{150}Nd și ^{170}W CSM oferă o descriere mai bună, pentru ^{188}Os acordul cel mai bun este dat de SSA, iar pentru restul nucleelor mai apropiate de datele experimentale sunt rezultatele modelului D. Din motive de spațiu, prezentăm aici doar rezultatele obținute în cazul nucleului ^{188}Os , Tabelul I.

În ceea ce privește probabilitățile de tranziție, pentru $^{176,178,180}\text{Os}$, $^{166,168}\text{Hf}$ și ^{170}W avem date experimentale doar pentru tranziții în banda fundamentală, în timp ce pentru restul nucleelor considerate sunt date și pentru tranziții între stări aparținând la benzi diferite. Cele 5 modele prezic valori apropiate pentru datele experimentale. Drept exemplu, în Tabelul II, sunt date probabilitățile de tranziție corespunzătoare nucleului ^{188}Os .

De remarcat că în timp ce modelele X(5), ISW, D și SSA descriu energiile și probabilitățile de tranziție folosind coordonatele intrinseci β și γ , respectiv, unghiurile de rotație Euler θ_1 , θ_2 , θ_3 , CSM este un model cvadrupolar bosonic și astfel observabilele menționate sunt calculate folosind coordonate colective în sistemul de referință al laboratorului.

Potențialul sextic pentru β asigură o descriere mai realistă a stărilor excitate acolo unde gradul de libertate β este important. Acest lucru se poate observa cel mai bine în acordul excelent al energiilor calculate de SSA pentru datele experimentale corespunzătoare benzilor β și γ .

Concluzia finală este aceea că SSA reprezintă un model adecvat pentru descrierea nucleelor aflate în punctul critic al tranziției de fază U(5)–SU(3).

Rezultatele menționate mai sus au fost incluse în lucrarea: *Application of the sextic oscillator with centrifugal barrier and the spheroidal equation for some X(5) candidate nuclei*,

TABLE I: Spectrul energetic, în unități keV, calculat folosind modelele SSA, X(5), ISW, D și CSM pentru ^{188}Os . Datele experimentale sunt luate din Ref. [11].

^{188}Os	Exp.	X(5)	ISW	D	SSA	CSM
2_g^+	155	179	179	151	152	150
4_g^+	478	519	519	479	476	468
6_g^+	940	970	970	945	935	934
8_g^+	1515	1516	1516	1512	1501	1535
10_g^+	2170	2149	2150	2156	2154	2264
12_g^+	2856	2867	2868	2860	2877	3116
0_β^+	1086	1009	1007	1120	1063	1164
2_β^+	1305	1331	1328	1270	1330	1305
4_β^+		1910	1907	1599	1808	1621
6_β^+		2636	2632	2064	2421	2096
8_β^+		3474	3470	2632	3132	2717
10_β^+		4412	4407	3276	3920	3475
2_γ^+	633	631	631	627	641	665
3_γ^+	790	786	785	773	791	790
4_γ^+	966	972	971	959	969	956
5_γ^+	1181	1185	1185	1180	1172	1157
6_γ^+	1425	1423	1423	1432	1434	1399
7_γ^+	1686	1685	1684	1709	1674	1669
8_γ^+		1969	1969	2009	2008	1983
9_γ^+		2275	2275	2329	2273	2318
10_γ^+		2602	2603	2666	2670	2701
<i>r.m.s.</i> [keV]		27	27	16	13	36

A. A. Raduta and P. Baganu, Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics, *in press*.

[7] A. Gheorghe, A. A. Raduta and A. Faessler, Phys. Lett. **B 648**, (2007) 171.

TABLE II: Probabilitățile de tranziție reduse E2 calculate cu modelele X(5), ISW, D, SSA și CSM pentru nucleul ^{188}Os sunt comparate cu datele experimentale corespunzătoare luate din Ref. [11].

B(E2)(W.u.)	Exp.	X(5)	ISW	D	SSA	CSM
$2_g^+ \rightarrow 0_g^+$	79_{-2}^{+2}	74	72	79	82	42
$4_g^+ \rightarrow 2_g^+$	133_{-8}^{+8}	118	115	121	123	87
$6_g^+ \rightarrow 4_g^+$	138_{-8}^{+8}	147	144	147	145	125
$8_g^+ \rightarrow 6_g^+$	161_{-11}^{+11}	169	166	174	162	161
$10_g^+ \rightarrow 8_g^+$	188_{-25}^{+25}	187	184	203	178	195
$0_\beta^+ \rightarrow 2_g^+$	$0.95_{-0.08}^{+0.08}$	47	48	33	21	0.95
$0_\beta^+ \rightarrow 2_\gamma^+$	$4.3_{-0.5}^{+0.5}$	5.2	5.2	1.9	1.5	44
$4_\gamma^+ \rightarrow 2_\gamma^+$	47_{-10}^{+10}	47	50	52	56	14
$4_\gamma^+ \rightarrow 3_\gamma^+$	320_{-120}^{+120}	112	117	120	132	43
$6_\gamma^+ \rightarrow 4_\gamma^+$	70_{-30}^{+30}	107	111	114	118	31
$2_\gamma^+ \rightarrow 0_g^+$	$5_{-0.6}^{+0.6}$	8.4	10.9	10.8	9.9	5
$2_\gamma^+ \rightarrow 2_g^+$	16_{-2}^{+2}	13	17	16	14	10.4
$2_\gamma^+ \rightarrow 4_g^+$	34_{-5}^{+5}	0.65	0.85	0.80	0.73	1.4
$4_\gamma^+ \rightarrow 2_g^+$	$1.29_{-0.19}^{+0.19}$	5.7	7.1	6.7	6.1	1.7
$4_\gamma^+ \rightarrow 4_g^+$	19_{-3}^{+3}	18	23	20	19	10.7
$4_\gamma^+ \rightarrow 6_g^+$	16_{-7}^{+7}	2	2	2	2	5
$6_\gamma^+ \rightarrow 4_g^+$	$0.21_{-0.11}^{+0.11}$	5.3	6.4	5.8	5.3	0.9
$6_\gamma^+ \rightarrow 6_g^+$	>9.4	21	25	23	20	8.3

- [2] A. A. Raduta, A. C. Gheorghe, P. Baganu and A. Faessler, Nucl. Phys. **A 819**, (2009) 46.
- [3] A. A. Raduta and P. Baganu, Phys. Rev. **C 83**, (2011) 034313.
- [4] P. Baganu and A. A. Raduta, J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. **39** (2012) 025103.
- [5] P. Baganu and A. A. Raduta, Rom. Journ. Phys. **57** (2012) 1103.
- [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
- [7] L. Fortunato, Eur. J. Phys. **A 26**, s01, 1-30 (2005).
- [8] P. Cejnar, J. Jolie and R. F. Casten, Rev. Mod. Phys. **82**, No. 3 (2010).
- [9] F. Iachello, Phys. Rev. Lett. **87** (2001) 052502.

- [1] A. A. Raduta, V. Ceausescu, A. Gheorghe and R. M. Dreizler, Phys. Lett. **99B** (1981) 444; Nucl. Phys. **A381** (1982) 253.
- [11] Balraj Singh, Nuclear Data Sheets **95**, 387 (2002).

II. ASYMPTOTIC AND NEAR VIBRATIONAL BEHAVIOR OF THE CSM APPROACH. THE RELATION TO OTHER DESCRIPTIONS.

Coordonatele cvadrupolare au început să fie folosite intens atât de formalismele fenomenologice cât și de cele microscopice pentru descrierea proprietăților de bază ale nucleelor odată cu introducerea modelului picăturii de lichid [1]. Inițial, modelul armonic sferic al picăturii de lichid reușea să reproducă doar o parte mică din proprietățile unor nuclee sferice. Faessler și Greiner [2] au extins acest model pentru a aplica și la nuclee deformate. Rezultatul a fost un model foarte flexibil numit Model de Vibrație Rotație (RVM) care mai târziu a fost extins și prin introducerea unor anarmonicități sub formă de invarianți polinomiali de coordonate cvadrupolare. Principalul neajuns al descrierii bosonice cu hamiltonieni anarmonici complicați constă în numărul mare de parametri de structură ce trebuie fixați. Spre deosebire de RVM modelul stărilor coerente (CSM) [3] folosește un număr mult mai mic de parametri. Totodată CSM reușește să descrie într-o manieră realistă atât nuclee puternic deformate cât și tranzitionale până la spini foarte mari folosind un spațiu colectiv restrâns generat prin proiectare după moment cinetic de trei funcții deformate ortogonale de tip coerent:

$$\begin{aligned}
\phi_{JM}^g(d) &= N_J^g P_{M0}^J \psi_g, \quad \psi_g = \exp [d(b_0^\dagger - b_0)] |0\rangle, \\
\phi_{JM}^\beta(d) &= N_J^\beta P_{M0}^J \Omega_\beta^\dagger \psi_g, \quad \Omega_\beta^\dagger = (b^\dagger b^\dagger b^\dagger)_0 + \frac{3d}{\sqrt{14}} (b^\dagger b^\dagger)_0 - \frac{d^3}{\sqrt{70}}, \\
\phi_{JM}^\gamma(d) &= N_J^\gamma P_{M2}^J \Omega_{\gamma,2}^\dagger \psi_g, \quad \Omega_{\gamma,m}^\dagger = (b^\dagger b^\dagger)_{2,m} + d\sqrt{\frac{2}{7}} b_m^\dagger.
\end{aligned} \tag{1}$$

Deformarea intervine prin parametrul real d . Hamiltonianul model asociat acestui spațiu restrâns este construit astfel încât să se obțină un decuplaj maxim. Acest lucru este imposibil, însă o soluție satisfăcătoare este dată de Hamiltonianul bosonic de ordin șase:

$$H = A_1(22\hat{N} + 5\Omega_{\beta'}^\dagger \Omega_{\beta'}) + A_2\hat{J}^2 + A_3\Omega_\beta^\dagger \Omega_\beta, \quad \Omega_{\beta'}^\dagger = (b^\dagger b^\dagger)_0 + \frac{d^2}{\sqrt{5}}. \tag{2}$$

O caracteristică analitică de bază a CSM este faptul că atât normele stărilor proiectate cât și elementele de matrice ale Hamiltonianului pot fi exprimate în termeni de derivatele

integralei de superpoziție:

$$I_J^{(0)}(d^2) = \int_0^1 P_J(y) e^{d^2 P_2(y)} dy, \quad I_J^{(k)}(x) = \frac{d^k I_J^{(0)}}{dx^k}, \quad x = d^2. \quad (3)$$

Acest lucru oferă posibilitatea de a deriva formule analitice simple pentru energiile de excitație ale celor trei benzi rotaționale, fundamentală, β și γ împreună cu probabilitățile de tranziție cvadrupolară în cadrul limitelor extreme ale deformărilor mici și mari. Într-adevăr, dezvoltând formulele exacte ale elementelor de matrice ale Hamiltonianului în serie de puteri ale variabilei $1/x$ ($x = d^2$) se obțin energiile benzilor din regimul asimptotic al CSM [4]:

$$\begin{aligned} E_J^g &= 11A_1 \left[\frac{x-1}{2} + \sqrt{G_J} \right] + A_2 J(J+1), \\ E_J^\beta &= \frac{1}{P_J^\beta} [A_1 S_J^\beta + A_3 F_J^\beta] + A_2 J(J+1), \\ E_J^\gamma &= A_1 \frac{S_J^\gamma}{P_J^\gamma} + A_2 J(J+1). \end{aligned} \quad (4)$$

P, S, F și G sunt polinoame în variabila $1/x$ cu coeficienți dependenți de momentul cinetic. În mod similar se obțin și expresiile asimptotice pentru elementele de matrice reduse ale operatorului de tranziție cvadrupolară care este suma unui termen armonic și a unui termen anarmonic:

$$\begin{aligned} \langle \phi_J^i || Q_2^h || \phi_{J'}^i \rangle &= 2dq_h C_{K_i 0 K_i}^{J 2 J'}, \quad i = g, \beta, \gamma, \quad K_i = -2\delta_{i\gamma}, \\ \langle \phi_J^\gamma || Q_2^h || \phi_{J'}^g \rangle &= \sqrt{2}q_h C_{-2 2 0}^{J 2 J'}, \\ \langle \phi_J^\beta || Q_2^h || \phi_{J'}^\gamma \rangle &= \frac{2}{3\sqrt{19}}q_h C_{0 -2 -2}^{J 2 J'}, \quad \langle \phi_J^\beta || Q_2^{anh} || \phi_{J'}^g \rangle = 2\sqrt{\frac{7}{19}}q_{anh} C_{0 0 0}^{J 2 J'}. \end{aligned} \quad (5)$$

Elementele de matrice menționate depind de momentul cinetic prin intermediul unui coeficient Clebsch-Gordan ceea ce este consistent cu regula lui Alaga și sunt proporționale cu d sau independente de deformare pentru tranziții intra-bandă și respectiv inter-bandă. Trebuie de menționat aici că în limita asimptotică, funcțiile de undă proiectate le reproduc pe cele din modelul picăturii de lichid cu cuplaj puternic.

În ceea ce privește regimul deformărilor mici, numit sugestiv regim aproape vibrațional, energiile de excitație în acest caz sunt date de dezvoltările expresiilor exacte ale elementelor de matrice de interes în serie de puteri ale lui $x (= d^2)$. De data aceasta, energiile de excitație sunt exprimate ca rapoarte de polinoame în x :

$$E_J^g = 22A_1 \sum_{k=0}^3 A_{J,k}^{(g)} x^k + A_2 J(J+1) - \Delta E_J,$$

$$\begin{aligned}
E_J^\gamma &= 44A_1 + \frac{A_1}{\sum_{k=0}^3 Q_{J,k}^{(\gamma,0)} x^k} \left[\sum_{k=0}^3 \left(22R_{J,k}^{(\gamma,0)} + 5U_{J,k}^{(\gamma,0)} \right) x^k \right] + A_2 J(J+1) + \Delta E_J, \quad J = \text{par}, \\
E_J^\gamma &= 44A_1 + \frac{A_1}{\sum_{k=0}^3 Q_{J,k}^{(\gamma,1)} x^k} \left[\sum_{k=0}^3 \left(22R_{J,k}^{(\gamma,1)} + 5U_{J,k}^{(\gamma,1)} \right) x^k \right] + A_2 J(J+1), \quad J = \text{impar}, \\
E_J^\beta &= \frac{1}{\sum_{k=0}^3 Q_{J,k}^{(\beta)} x^k} \left\{ A_1 \sum_{k=0}^3 \left(22R_{J,k}^{(\beta)} + 5U_{J,k}^{(\beta)} \right) x^k + \sum_{k=0}^3 \left(A_3 V_{J,k}^{(\beta)} + A_4 dZ_{J,k}^{(\beta)} + A_5 B_{J,k}^{(\beta)} \right) x^k \right\} + A_2 J(J+1).
\end{aligned} \tag{6}$$

Coeficienții A, R, U, V, Z, B și corecția ΔE ce ia în considerare cuplajul dintre stările de moment cinetic par ale benzilor fundamentală și γ sunt și ei la rândul lor rapoarte de polinoame în moment cinetic. Expresii analitice similare sunt posibile și pentru probabilitățile de tranziție cvadrupolară. Acestea se obțin din dezvoltarea de ordin întâi a expresiilor exacte pentru elementele de matrice reduse ale operatorului cvadrupolar de tranziție în serie de puteri ale lui d . În final, elementele de matrice sunt în mare parte reprezentate de funcții liniare în parametrul de deformare d cu coeficienți raționali dependenți de momentul cinetic.

În comparație, în limita vibrațională extremă $d \rightarrow 0$ a modelului, funcțiile proiectate devin stări multifononice iar elementele de matrice ale operatorului cvadrupolar sunt date de termenul liber al dezvoltării expresiilor exacte în serie de puteri ale lui d și în consecință nu depind de deformare, oferind astfel un set de reguli de selecție pentru tranzițiile cvadrupolare.

Pentru o anumită alegere a parametrilor implicați în Hamiltonianul model, suprafața de energie constantă poate prezenta mai multe feluri de puncte minime asociate unei anumite forme de echilibru: sferică, axial deformată de tip țigară sau plăcintă, triaxială. Fiecărei forme de echilibru îi corespund proprietăți specifice legate de energiile de excitație și probabilitățile de tranziție electromagnetică. Din această cauză, se spune că valorile statice ale coordonatelor intrinseci ce definesc un anumit tip de minim alcătuiesc o fază pentru sistemul nuclear. Mai mult de atât, a fost observat faptul că o anumită fază nucleară poate fi asociată unei simetrii determinate, și în consecință proprietățile ei pot fi descrise cu ajutorul reprezentărilor ireductibile ale respectivului grup de simetrie [5]. Pornind de la această premiză, tratarea simultană a celor trei benzi rotaționale, fundamentală, β și γ oferită de CSM a fost utilizată pentru descrierea datelor experimentale existente pentru 42 de nuclee [6] cu diferite simetrii asociate cum ar fi $SU(5)$, $O(6)$, $SU(3)$, forme triaxiale, precum și tranziții dintre aceste situații extreme. Rezultatele numerice sunt într-un acord foarte bun cu datele experimentale corespunzătoare atât pentru energiile de excitație cât și pentru probabilitățile de tranziție $B(E2)$.

Valorile raportului experimental E_{4^+}/E_{2^+} ne indică cât de departe suntem de limita vibrațională care este 2 și ce regim ar fi potrivit pentru tratarea unui nucleu. O altă mărime importantă în acest sens este parametrul de deformare d . Astfel, nucleele cu d subunitar sunt considerate aproape sferice, iar cele cu d mai mare decât unitatea dar totuși mai mic decât raza de convergență a integralei de superpoziție $I_J^{(0)}$ [7] se consideră ca făcând parte din clasa nucleelor aproape vibraționale. Cele 42 de nuclee descrise pot fi împărțite în trei categorii, nuclee transuranice puternic deformate, nuclee aproape vibraționale și respectiv deformate din zona pământurilor rare. Asocierea fiecărui nucleu cu o anumită simetrie dinamică reiese din valorile parametrilor de structură obținuți prin metoda celor mai mici pătrate și din dependențele de moment cinetic ale celor trei benzi. O analiză separată a nucleelor transuranice [8] arată că aceștia sunt reprezentanți ideali ai simetriei dinamice $SU(3)$ asociată formei axial simetrice, excepție fiind doar nucleul ^{230}Th care prezintă caracteristici pregnante de triaxialitate rigidă. Celelalte grupuri de nuclee prezintă o gamă mai variată de simetrii dinamice asociate. În cazul unor nuclee deformate din zona pământurilor rare sunt necesari și alți termeni în Hamiltonian pentru a reproduce corect energiile benzii β care introduc parametri în plus dar totuși nu strică simetria Hamiltonianului inițial. De notat este faptul că pentru toate simetriile dinamice menționate mai sus a fost folosit unul și același Hamiltonian și set de stări proiectate. Analizând valorile obținute pentru d se constată există o corespondență liniară între parametrul de deformare d și deformarea cvadrupolară β_2 în cadrul celor trei grupuri de nuclee. Mai mult de atât, liniile corespunzătoare la cele două grupuri de nuclee puternic deformate sunt aproximativ paralele.

De asemenea 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 nuclee. 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 ($X(5)$, $E(5)$, $Y(5)$). Acest lucru se observă cel mai bine când este considerat lanțul izotopic pentru Gd, unde sunt identificate astfel două tranziții de fază cu nuclee critice corespunzătoare.

Rezultatele obținute în cadrul aproximațiilor prezentate sunt încurajatoare pentru continuarea studiului CSM pentru găsirea unor noi metode pentru descrierea unor date experimentale și mai complicate.

Descrierea in extenso a rezultatelor prezentate succint mai sus poate fi gasita in lucrarea: *Analytical description of the coherent state model for the near vibrational and well deformed nuclei*, A. A. Raduta, R. Budaca, A. Faessler, Ann. Phys. (NY) **327** (2012) 671.

- [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] A. A. Raduta and C. Sabac, Ann. Phys. (N.Y.) **148** (1983) 1.
- [5] F. Iachello and A. Arima, *The Interacting Boson Model* (Cambridge University Press, Cambridge, England, 1987).
- [6] A. A. Raduta, R. Budaca, A. Faessler, Ann. Phys. (NY) **327** (2012) 671.
- [7] A. A. Raduta, R. Budaca, A. Faessler, Jour. Phys. G: Nucl. Part. Phys. **37** (2010) 085108.
- [8] R. Budaca, A. A. Raduta, Rom. Journ. Phys. **57** (2012) 1088.

Modelul CSM are particularitatea ca foloseste un spatiu bosonic restrans definit prin proiectia momentului cinetic din trei stari ortogonale, una dintre ele fiind o stare coerenta axial simetrica iar celelalte doua excitatii polinomiale ale acesteia. Cele trei stari proiectate sunt stari model pentru benzile fundamentala, beta si respectiv gama. Starea coerent are proprietatea ca minimizeaza relatia de incertitudine pentru coordonata cvadrupolara si impulsul conjugat, aceasa fiind considerata o signatura a granitei dintre comportarile clasice si cuantice. Starea coerenta si excitatiile acesteia violeaza simetria de etalonare si cea sferica. Problema care ne-am pus-o este in ce masura restaurarea acestor simetrii pastreaza sau violeaza comportarea clasica a sistemului. O masura a comportarii cuantice este considerata a fi departarea relatiilor de incertitudine de la limita clasica. Aceasta masura este considerata atat in limita aproape vibrationala cat si in cea asyptotica. In acest fel am incercat sa raspundem la intrebarea *ce rol joaca deformarea nucleara in determinarea naturii clasice sau cuantice pentru sistemul nuclear*. Un alt aspect discutat in detaliu este daca concluziile depind de perechea de coordonate canonic conjugate selectate. Nu am furnizat un raspuns

general pentru aceasta problema ci ne-am limitat la a considera doua perechi de coordonate canonic conjugate: coordinata-impuls si numar de bozoni si faza. Aceste probleme au fost analizate in detaliu in lucrarea: *Interplay of classical and quantal features within the coherent state model*, A. A. Raduta and C. M. Raduta, Phys. Rev. C, in press.

- [1] M. Baranger and M. Veneroni, Ann. Phys. (NY) **114**, 123 (1978).
- [2] F. Villars, Nucl. Phys. **A285**, 269 (1977).
- [3] A. A. Raduta, V. Baran and D. S. Delion, Nucl. Phys. **A588**, 431 (1995).
- [4] A. A. Raduta, R. Budaca and Amand Faessler, Jour. Phys. G: Nucl. Part. Phys. **38**, 055102 (2011).
- [5] A. A. Raduta and R. M. Dreizler, Nucl. Phys. **A258**, 109 (1976).
- [6] A. A. Raduta, V. Ceausescu, A. Gheorghe and R. M. Dreizler, Nucl. Phys. **A381**, 253 (1982).
- [7] P. Haapakoski, T. Honkaranta and P. O. Lipas, Phys. Lett. **41 B**, 125 (1970).
- [8] P. A. M. Dirac, Proc. Roy. Soc. (London) **A114**, 243 (1927).
- [9] L. Susskind and J. Glogow, Physics **1**, 49 (1964).
- [10] P. Carruthers and Michael Martin Nieto, Rev. Mod. Phys. **40**, 411 (1968).
- [11] W. H. Louisell, Phys. Lett. **7**, 60, (1963).
- [12] P. Carruthers and M. M. Nieto, Phys. Rev. Lett. **14**, 387 (1965).
- [13] R. D. Levine, The Journal of Chemical Physics, **44**, 3597 (1965).
- [14] A. A. Raduta, R. Budaca and Amand Faessler, Ann. Phys.[NY] **327**, 671 (2012).
- [15] A.S. Holevo, *Probabilistic and Statistical Aspects of Quantum Theory*, 2nd edition, Edizioni della Normale, Pisa, 2011, ISBN: 978-88-7642-375-8 Nauka, Moscow, 1980, Russian translation, pp. 204-211.

III. DEZINTEGRAREA BETA DUBLA PE STARI EXCITATE IN NUCLEE DEFORMATE.

Majoritatea nucleelor cunoscute a efectua tranzitii beta dubla cu doi neutrini in strarea finala au paturi deschise fie in protoni fie in neutroni fie si in protoni si in neutroni. Din

aceasta cauza formele de echilibru ale acestor nuclee sunt diferite de cea sferica. Din aceasta cauza o descriere realista a ratelor de dezintegrare beta duble pentru astfel de nuclee impune folosirea unei baze de functii uni-particula deformate. Lucrarile Prof. A. A. Raduta din prima jumătate a decadelor trecute sunt lucrari de pionerat in acest domeniu. Intr-adevar baza de functii uniparticula este o baza de functii sferice ce se obtin prin proiectia momentului unghiular dintr-un set de functii deformate. Setul de functii utilizat are proprietatea ca depinde de un parametru real care simuleaza deformarea nucleara. Cand acest parametru tinde catre zero setul de functii tinde catre baza de functii de model in paturi sferic. Cand parametrul de deformare este diferit de zero aspectele principale ale functiilor uniparticula descrise in modelul Nilsson sunt reproduse. Hamiltonianul model este un Hamiltonian de interactie particula miez invariant la rotatii. Mediile acestuia pe functiile proiectate sunt functii de parametrul de deformare. Dependenta acestor medii, ce aproximeaza energiile uni-particula, de parametrul de deformare este similara cu cea corespunzatoare modelului Nilsson. Elementele de matrice ale unui operator uniparticula pe aceste functii se scriu in forma compacta fiind factorizate astfel. Un factor poarta dependenta de parametrul de deformare in timp ce celalalt consta in elementul de matrice in baza de model in paturi sferic. Intr-o lucrare anterioara [1] aceasta baza de functii sferice proiectate dintr-o baza deformata, a fost folosita pentru descrierea starilor magnetice de tip scissors si de spin. Se stie ca starile de tip scissors apar exclusiv in nuclee deformate. Toate proprietatile esentiale ale acestor stari magnetice colective au fost descrise cantitativ folosind baza de functii proiectate. Mai mult in lucrarea citata s-a descris un algoritm de folosire a acestei baze in calcule pentru sisteme de mai multe corpuri. Acest succes reprezinta un motiv serios sa incercam sa folosim aceasta baza pentru procesul dezintegrării beta dubla.

In cele ce urmeaza vom da cateva detalii asupra formalismului elaborat in scopul descrierii unitare a nucleelor dezintegrabile beta dublu, avand diferite forme nucleare. Functiile uniparticula sunt obtinute prin proiectia momentului unghiular dintr-o functie deformata ce descrie un sistem particula-miez:

$$\Psi_{nlj}^{pc} = |nljm\rangle \Psi_g. \quad (1)$$

unde $|nljm\rangle$ reprezinta o functie de model in paturi sferic iar Ψ_g o functie deformata ce descrie un miez fenomenologic in termeni de bozoni cvadрупolari($b_{2\mu}^\dagger$).

Aplicand asupra acestei functii deformate operatorul de proiectie

$$P_{MK}^I = \frac{2I+1}{8\pi^2} \int D_{MK}^I *(\Omega) \hat{R}(\Omega) d\Omega. \quad (2)$$

se obtine un set de functii ce au simetrie buna fata de rotatii. Din acest set se poate selecta o baza ortonormata:

$$\Phi_{nlj}^{IM}(d) = \mathcal{N}_{nlj}^I P_{MI}^I[|nljI\rangle \Psi_g] \equiv \mathcal{N}_{nlj}^I \Psi_{nlj}^{IM}(d). \quad (3)$$

Proprietatile definatorii pentru functiile construite sunt descrise in extenso in lucrarea citata mai sus.

Cu aceasta baza de functii au fost studiate procesele de dezintegrare beta dubla cu proprietatea ca nucleele mama si fiica au deformari diferite.

Ingredientele principale ale modelului sunt urmatoarele:

i) Contributia tranzitiilor Fermi se neglijeaza. Sunt deci considerate numai tranzitiile Gamow-Teller.

ii) Ca de obicei, dezintegrarea beta dubla este conceputa ca constand din doua dezintegrari beta minus simple, virtuale.

Prima tranzitie transforma sistemul par-par (Z,N) intr-un sistem impar impar (Z+1,N-1), aflat intr-o stare dipolara 1^+ . In a doua tranzitie starea mentioata mai sus se dezintegreaza in starea finala, care este starea fundamentala a nucleului fiica.

iii) Hamiltonianul model ce descrie starile implicate in proces este Hamiltonianul many-body:

$$H = \sum \frac{2}{2I+1} (\epsilon_{\tau\alpha I} - \lambda_{\tau\alpha}) c_{\tau\alpha IM}^\dagger c_{\tau\alpha IM} - \sum \frac{G_\tau}{4} P_{\tau\alpha I}^\dagger P_{\tau\alpha I'} + 2\chi \sum \beta_\mu^-(pn) \beta_{-\mu}^+(p'n') (-)^\mu - 2\chi_1 \sum P_{1\mu}^-(pn) P_{-\mu}^+(p'n') (-)^\mu. \quad (4)$$

Operatorul $c_{\tau\alpha IM}^\dagger (c_{\tau\alpha IM})$ creaza (anihileaza) o particula de tipul τ (=p,n) in starea Φ_α^{IM} , cand actioneaza asupra starii de vid $|0\rangle$. Acest Hamiltonian este tratat mai intai in formalismul BCS, iar corelatiile intre cvasiparticule sunt studiate in cadrul aproximatiei pnQRPA.

La aceasta etapa se defineste un operator

$$\Gamma_{1\mu}^\dagger = \sum_k [X(k) A_{1\mu}^\dagger(k) - Y(k) A_{1,-\mu}(k) (-)^{1-\mu}], \quad (5)$$

care satisface restrictiile:

$$[\Gamma_{1\mu}, \Gamma_{1\mu'}^\dagger] = \delta_{\mu,\mu'}, \quad [H_{qp}, \Gamma_{1\mu}^\dagger] = \omega \Gamma_{1\mu}^\dagger. \quad (6)$$

Aceste ecuatii operatoriale conduc la un sistem algebric de ecuatii omogene pentru amplitudinile X si Y

$$\begin{pmatrix} \mathcal{A} & \mathcal{B} \\ -\mathcal{B} & -\mathcal{A} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} X \\ Y \end{pmatrix} = \omega \begin{pmatrix} X \\ Y \end{pmatrix}, \quad (7)$$

$$\sum_k [|X(k)|^2 - |Y(k)|^2] = 1. \quad (8)$$

iv)Daca energia leptonului din starea intermediara este aproximata cu suma intre energia de repaos a electronului emis si jumătate din valoarea caldurii de reactie Q ce caracterizeaza procesul

De remarcat faptul ca in cazul in care starea finala ar fi o stare excitata descrisa de o stare QRPA, amplitudinea de tranzitie ar fi nula daca ne pastram la nivelul aproximatiei QRPA. Motivul pentru care se intampla acest lucru consta in aceea ca in cadrul aproximatiei QRPA, elementele de matrice nenule pentru operatorul de tranzitie beta simpla caracterizeaza starile ale caror numere de bozoni difera cu o unitate. Ideia avansata in lucrarea [4] a fost ca operatorii bi-fermionici dipolari pot fi scrisi ca serii bozonice determinate astfel incat relatiile de comutare mutuale sa fie conservate. Trunchind seriile bozonice in primul ordin al dezvoltarii, s-a ajuns la urmatoarele expresii pentru operatorii de doua cvasiparticule $A_{1\mu}^+$ si de densitate $B_{1\mu}^+$.

$$\begin{aligned} A_{1\mu}^\dagger(j_p j_n) &= \sum_{k_1} \left\{ \mathcal{A}_{k_1}^{(1,0)}(j_p j_n) \Gamma_{1\mu}^\dagger(k_1) \mathcal{A}_{k_1}^{(0,1)}(j_p j_n) \Gamma_{1-\mu}(k_1) (-)^{1-\mu} \right\} \\ &+ \sum_{k_1, k_2, k_3; l=0,2} \left\{ \mathcal{A}_{K_3 k_2 k_1}^{(3,0);l}(j_p j_n) \left[(\Gamma_2^\dagger(k_3) \Gamma_2^\dagger(k_2))_l \Gamma_1^\dagger(k_1) \right]_{1\mu} \right. \\ &+ \left. \mathcal{A}_{K_3 k_2 k_1}^{(0,3);l}(j_p j_n) [(\Gamma_2(k_3) \Gamma_2(k_2))_l \Gamma_1(k_1)]_{1\mu} \right\} \\ B_{1\mu}^\dagger(j_p j_n) &= \sum_{k_1 k_2} \left\{ \mathcal{B}_{k_1 k_2}^{(2,0)}(j_p j_n) \left[\Gamma_1^\dagger(k_1) \Gamma_2^\dagger(k_2) \right]_{l\mu} + \mathcal{B}_{k_1 k_2}^{(0,2)}(j_p j_n) \left[\Gamma_1(k_1) \Gamma_2(k_2) \right]_{l\mu} \right. \\ &+ \left. \mathcal{B}_{k_1 k_2}^{11;12}(j_p j_n) \left[\Gamma_1^\dagger(k_1) \Gamma_2(k_2) \right]_{l\mu} + \mathcal{B}_{k_1 k_2}^{11;2l}(j_p j_n) \left[\Gamma_1^\dagger(k_2) \Gamma_1(k_1) \right]_{l\mu} \right\} \quad (9) \end{aligned}$$

Mentionam faptul ca relatiile de comutare ale operatorilor bifermionici nu pot fi conservate daca in seria bozonica nu se introduc pe langa bozonii dipolari si cei cvadupolari ($\Gamma_{2\mu}^\dagger 0$). Daca bozonii dipolari descriu excitatii particula gaura proton-neutronice, cei cvadupolari

descriu excitatii particula gaura de tip proton-proton sau neutron-neutron. Cu alte cuvinte daca un operator fononic dipolar actioneaza asupra starii fundamentale a unui nucleu (N,Z) functia rezultata descrie un nucleu (N-1,Z+1). Daca se efectueaza aceeaasi operatie cu un fonon cvadrupolar obtinem o stare ce descrie tot nucleul (N,Z). Mecanismul de tranzitie intre starea fundamentala a nucleului mama si starea excitata 2^+ a nucleului fiica sunt reprezentate in Fig. 1.

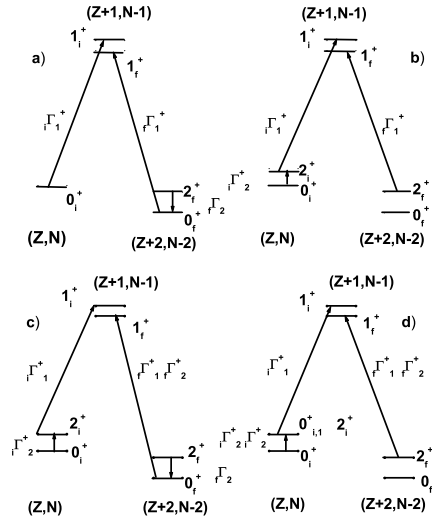


FIG. 1: Sunt ilustrate tranzitii GT pe stari 2^+ print intermediul starilor de 1,2 si trei fononi.

Operatorii de tranzitie β^\pm , fiind combinatii liniare de operatorii bifermionici de mai sus, se scriu si ei ca polinoame de gradul trei in operatorii fononici dipolari $\Gamma_{1\mu}^\dagger$ si cvadrupolari $\Gamma_{2\mu}^\dagger$.

Timpul de viata al nucleului mama ce caracterizeaza tranzitia $0_i^+ \rightarrow 2_f^+$ poate fi scrisa de asemenea sub o forma factorizata

$$T_{1/2}^{2\nu}(0_i^+ \rightarrow 2_f^+)^{-1} = F_2 |M_{GT}^{(02)}|^2, \quad (10)$$

where F_2 este integrala Fermi ca caracterizeaza spatiul fazic asociat procesului in timp ce al doilea factor este amplitudinea de tranzitie Gamow-Teller care, in ordinul doi al teoriei perturbatiilor are expresia:

$$M_{GT}^{(02)} = \sqrt{3} \sum_{k,m} \frac{i \langle 0 | \beta^+ | k, m \rangle_i i \langle k, m | k, m \rangle_f f \langle k, m' | \beta^+ | 2_1^+ \rangle_f}{(E_{k,m} + \Delta E_2)^3} \quad (11)$$

Deplasarea energetica ce apare la numitor este data de

$$\Delta E_2 = \Delta E_1 - \frac{1}{2}E_{2_1^+}, \quad (12)$$

unde al doilea termen reprezinta valoarea experimentală a energiei stării 2^+ pe care se realizează tranziția beta dublă.

De menționat faptul că orice metodă superioară aproximativ pnQRPA prezintă deficiența că violează regula de sumă Ikeda care afirmă că diferența între strength-ul total al dezintegrării beta minus și strength-ul total al dezintegrării beta plus asociate nucleului mamă, este egală cu $3(N-Z)$ cu notațiile standard pentru numărul de neutroni și cel de protoni. În lucrările [9, 10] am propus înlocuirea aproximativ pnQRPA cu aproximativ FRpnQRPA (fully renormalized pnQRPA). Și această aproximativ, fiind o aproximativ superioară față de pnQRPA, violează regula de sumă Ikeda cu aproximativ 25%. Această violare se datorează neconservării simetriei de gauge. Asadar am propus o teorie în care se folosește FRpnQRPA cu simetria de gauge restaurată. Restaurând această simetrie termenul de interacție proton-neutron dipolară de tip particle-particle devine inutilă fiind eliminată de restricția de invarianță la transformarea de gauge. Pentru reproducerea ratei de dezintegrare "ground to ground" este necesară introducerea de corelații în starea fundamentală generate de o forță atractivă. Asadar în formalismul propus am înlocuit interacția de tip pp cu o forță dipolară de imperechere. Ecuațiile FRpnQRPA cu simetria de gauge restaurată au fost scrise analitic și rezolvate iterativ în același timp cu ecuațiile pentru mediile operatorilor număr de cvasiparticule pe starea fundamentală complet renormată. Acordul cu experiența obținut este remarcabil.

În lucrarea care este în curs de elaborare extindem descrierea în formalismul FRpnQRPA cu simetria de gauge restaurată la dezintegrarea pe starea excitată 2^+ . Asta înseamnă că în ecuația pentru amplitudinea de tranziție scrisă mai sus stările ce descriu nucleele mamă și fiică precum și cele ce descriu nucleul intermediar odd-odd sunt calculate în formalismul GRFRpnQRPA. Dificultatea suplimentară care apare constă în aceea că în cazul în speță trebuie să facem proiecția de gauge și pentru operatorul fononic cvadrupolar.

Codurile numerice folosite pentru tranziția $0_i^+ \rightarrow 0_f^+$ au fost adaptate pentru tranziția $0^{+i} \rightarrow 2_f^+$. Se preconizează că la sfârșitul anului viitor se va scrie o lucrare cu rezultatele obținute.

În concluzie, obiectul studiului constă în combinația mai multor realizări anterioare:a)

elaborarea unei descrieri microscopice superioare aproximatiei fazelor intamplatoare, folosind formalismul dezvoltarilor bozonice, pentru calculul ratei de dezintegrare beta dubla pe stari colective excitate. b) constructia unei baze uniparticula care generalizeaza modelul in paturi sferic, baza ce este utila pentru descrierea unitara a nucleelor sferice si deformate. c) aproximatia pnQRPA complet renormata d) restaurarea simetriei de gauge.

Aceste rezultate fac obiectul unei lucrari stiintifice

- [1] A. A. Raduta, A. Escuderos, E. Moya de Guerra, Phys. Rev. **C65** (2002) 233.
- [2] A. A. Raduta, A. Escuderos, A. Faessler, E. Moya de Guerra, P. Sarriguren, Phys. Rev. **c 69** (2004) 064321.
- [3] A. A. Raduta, C. M. Raduta, A. Escuderos, Phys. Rev. **C71** (2005) 034317.
- [4] A. A. Raduta, A. Faessler, S. Stoica, Nucl. Phys. **A534** (1991) 149-172.
- [5] J. Suhonen, O. Civitarese, Physics Reports, **300** (1998) 123.
- [6] J. G. Hirsch *et al.*, Phys. Rev. **51** (1995) 2252.
- [7] C. M. Raduta and A. A. Raduta, Phys. Rev. C 76 (2007) 044306.
- [8] A. A. Raduta si M.C. Raduta, Phys. Lett. B B647 (2007) 265.
- [9] C. M. Raduta and A. A. Raduta, Phys. Rev. C, 82, 068501 (2010).
- [10] C. M. Raduta, A. A. Raduta,, I. I. Ursu, Phys. Rev. C 84, 06432(2011)
- [11] C. M. Raduta and A. A. Raduta, Journal of Physics G; Nucl. Part. Physics, 38 (2011) 055102.

C. Implicarea tinerilor cercetatori

Tinerii cercetatori Radu Budaca si Petrica Baganu au participat la lucrarile 3, 4 si 5 din

D. Dificultati intampinate in derularea proiectului: Nu

E. Impact economic si social

Cercetarile efectuate au un caracter fundamental. De aceea produsul final 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 doctoranzilor din aceasta echipa. Acestia s-au sustinut public tezele de doctorat si au fost angajati pe pozitie de CS prin concurs, aceasta pozitie fiind pe perioada nedeterminata. De asemenea, datorita punctajului acumulat prin publicarea de articole stiintifice in reviste de prestigiu cotate ISI s-au inscris la competitia pentru promovarea pe o noua pozitie, aceea de CSII.

F. Diseminare, mobilitati

Membrii echipei au participat la doua manifestari stiintifice unde au avut lectii invitate si comunicari. Iata lista conferintelor si a prezentarilor.

1) Conferinta internationala "Nuclear Structure and related topics", Dubna 2012. La aceasta conferinta Prof. A. A. Raduta a prezenta lectia *FRpnQRPA approach with the gauge symmetry restored. Application for the $2\nu\beta\beta$ decay*. Lucrarea apare in proceedings-ul conferintei

2) Dynamics of open nuclear systems, Predeal, 2012.

La aceasta conferinta au fost prezentate:

- a) Lectie invitata (Prof. Dr. A. A. Raduta): *$2\nu\beta\beta$ decay within a higher pnQRPA approach with the gauge symmetry preserved*
- b) Comunicare (Dr. R. Budaca): *A semi-microscopic approach to the backbending phenomena in even-even nuclei*
- c) Comunicare (Dr. P. Buganu): *Towards a new solvable model for the even-even triaxial nuclei*

Aceste prezentari apar in Proceedings-ul conferintei.

3) European Conference on Nuclear Physics, Bucharest, September 16-21. La aceasta conferinta au fost prezentate doua lectii si doua comunicari, dupa cum urmeaza:

- a) Lectie invitata (Prof. Dr. A. A. Raduta): *Description of various nuclear phases within the Coherent State Model*
- b) Lectie invitata (Prof. Dr. A. A. Raduta): *New results for $2\nu\beta\beta$ decay within a FRpnQRPA approach with the gauge symmetry restored.*
- c) Comunicare (Dr. R. Budaca): *Semimicroscopic description of the backbending phenomena in deformed even-even nuclei.*
- d) Comunicare (Dr. P. Buganu): *Toward a new description of triaxial nuclei.*

In final mentionam urmatoarele:

- i) Toate prezentarile sunt legate direct de subiectele abordate in etapa II, descrisa in acest raportat.
- ii) la toate cele trei manifestari stiintifice, Prof. Dr. A. A. Raduta a fost chairman pentru o sesiune matinala (Dubna) si doua sesiuni de dupa amiaza.