

**R08400 105**

COMITETUL DE STAT PENTRU ENERGIA NUCLEARA  
INSTITUTUL CENTRAL DE FIZICA  
INSTITUTUL DE FIZICA SI INGINERIE NUCLEARA

INIS-mf-9698

**COMPETITIE INTRE EXCITATII COLECTIVE SI UNIPARTICULA  
IN DESCRIEREA STRUCTURII NUCLEARE**

*(Lucrare prezentată pentru obținerea titlului de  
doctor în fizică)*

**ALEXANDRINA NICOLETTA PETROVICI**

**REZUMATUL TEZEI DE DOCTORAT**

*Conducător științific*

**PROF.DR. M. PETRASCU**

**BUCURESTI - 1983**

## CUVINT ÎNAINTE

În lucrarea de față sînt prezentate rezultatele cercetărilor pe care le-am întreprins în ultimii ani în domeniul investigației structurii nucleare, în cadrul Secției Ioni Grei a Institutului de Fizică și Inginerie Nucleară, precum și în perioada de specializare la Institutul de Fizică Teoretică al Universității Tübingen.

Doresc să mulțumesc cu această ocazie conducătorului științific, Prof.dr. M. Petrascu, pentru încrederea acordată în urmărirea unui drum propriu.

Exprim cele mai sincere mulțumiri și profundă recunoștință Dr. Valentin Ceausescu pentru sprijinul acordat în împlinirea atât de necesară unui șir lung de eforturi personale, precum și pentru interesul manifestat față de problemele abordate.

Mulțumesc Dr. M. Ivascu pentru interesul arătat cercetărilor pe care le-am întreprins, precum și pentru ajutorul acordat în depășirea unor etape dificile de-a lungul anilor, atât ca șef de secție, cât și ca Director General al Institutului Central de Fizică.

Mulțumesc în mod deosebit Dr. D. Bogdan pentru inițierea în domeniul fizicii teoretice, precum și pentru încrederea și sprijinul permanent acordat în orientarea mea.

Mulțumesc Prof. A. Faessler pentru atmosfera creativă de care m-am bucurat în cadrul grupului pe care îl conduce, precum și pentru interesul manifestat în orientarea eforturilor mele viitoare.

Mulțumesc Dr. Th. Köppel pentru colaborarea deosebit de fructuoasă.

Pentru realizarea cercetărilor experimentale mulțumesc colegilor de grup Dr. T. Bădică, C. Ciornea și Dr. I. Popescu.

Mulțumesc echipei de operatori Tandem-IFIN pentru eforturile depuse în furnizarea unor fascicule de cea mai bună calitate.

Mulțumesc conducerii IFIN și CSEN pentru condițiile de cercetare deosebite create, Institutului RfK-Karlsruhe pentru acordarea unei burse de specializare, precum și Institutului din Tübingen pentru condițiile create pe perioada specializării.

## C U P R I N S

|        |  |    |
|--------|--|----|
| 1.     | INTRODUCERE . . . . .  | 3  |
| 2.     | DESCRIEREA MICROSCOPICA A DINAMICII MISCARII COLECTIVE<br>CUADRUPOLE IN IZOTOPI PARI AI Kr                 |    |
| 2.1.   | Introducere . . . . .  | 5  |
| 2.2.   | Teoria deformației dinamice . . . . .  | 5  |
| 2.2.1. | Baza uniparticulă deformată . . . . .  | 5  |
| 2.2.2. | Energia potențială de deformație . . . . .   | 6  |
| 2.2.3. | Dinamica deformației - funcții de inerție . . . . .  | 6  |
| 2.2.4. | Hamiltonianul colectiv Bohr și soluția sa numerică . . . . .   | 6  |
| 2.3.   | Rezultate . . . . .  | 7  |
| 2.4.   | Concluzii și direcții de dezvoltare . . . . .  | 13 |
| 3.     | CUPLAJUL A DOUA CUASIPARTICULE LA UN ROTOR TRIAXIAL IN<br>NUCLEE PAR-PARE DIN ZONA A ~ 70                  |    |
| 3.1.   | Introducere . . . . .  | 14 |
| 3.2.   | Model teoretic . . . . .   | 15 |
| 3.3.   | Rezultate . . . . .  | 16 |
| 3.4.   | Concluzii și perspective . . . . .   | 17 |
| 4.     | DETERMINARI DE FACTORI GIROMAGNETICI PRIN METODA<br>CORELATIILOR UNGHIULARE PERTURBATE                     |    |
| 4.1.   | Introducere . . . . .  | 19 |
| 4.2.   | Aspecte teoretice ale corelațiilor unghiulare perturbate.  |    |
| 4.2.1. | Corelații unghiulare gama-gama perturbate în câmp<br>magnetic extern . . . . .                             | 19 |
| 4.2.2. | Corelații unghiulare perturbate la recul în gaz . . . . .  | 19 |
| 4.3.   | Momentul magnetic al stării $2^-$ în $^{166}\text{Ho}$ . . . . .   | 21 |
| 4.4.   | Factori giromagnetici ai unor stări de paritate<br>negativă în $^{68}\text{Ge}$ . . . . .                  | 22 |
| 4.5.   | Determinarea factorului g al stării $7^-$ , 4.635 MeV<br>în $^{64}\text{Zn}$ . . . . .                     | 24 |
| 4.6.   | Măsurarea factorilor g ai stărilor $7^-$ , 4.250 MeV<br>și $6^-$ , 4.074 MeV în $^{66}\text{Zn}$ . . . . . | 24 |
| 4.7.   | Factorul g al stării $15/2^+$ în $^{67}\text{Ga}$ . . . . .  | 24 |
| 4.8.   | Concluzii și tendințe de dezvoltare . . . . .  | 24 |
|        | BIBLIOGRAFIE (extras) . . . . .  | 25 |

## 1. INTRODUCERE

Studiul spectroscopic al modurilor elementare de excitare, precum și al cuplajelor lor, constituie o bază de testare decisivă a ideilor privind gradele de libertate în nucleu.

Posibilitățile oferite de fizică ionilor grei au permis extinderea informației experimentale legate de modurile de excitare ale gradelor de libertate uniparticulă și colective, la energii de excitare mult peste limita anterioară de câțiva MeV, asigurând premisele unei tratări unitare a excitațiilor de joasă frecvență și a celor de înaltă frecvență. Modurile de frecvență înaltă manifestă o mare bogăție structurală, dată fiind multitudinea de canale în care nucleul și poate manifesta comportarea colectivă. Astfel, interacțiile nucleonice pot da naștere la vibrații de formă de diferite multipolarități, moduri de compresie, ca și moduri incluzând gradele de libertate de spin, izospin și împerechere (*pairing*). Fiecare din aceste moduri reflectă într-un anumit fel particularitățile de întrepătrundere între mișcarea colectivă și mișcarea de particulă individuală în nucleu.

Extinderea frontierelor cercetării nucleare s-a făcut și în direcția înțelegerii dinamicii nucleare, domeniu în care au fost stimulate importante dezvoltări. Studiul vibrațiilor  $\beta$  și  $\gamma$  furnizează un mijloc de a lua în considerare interacțiile vibrațiilor de formă nucleare cu alte grade de libertate, atât colective, cât și uniparticulă. Aceste interacții dau naștere la anarmonicități în spectrul vibrațional, care se manifestă prin deplasări și despicări ale nivelurilor multifononice, precum și prin elemente de matrice pentru operatorii multipolari care violează regulile de selecție implicate de reprezentarea armonică. Astfel studiul stărilor multifononice și al anarmonicităților lor poate furniza o informație foarte valoroasă privind impletirea diferitelor grade de libertate.

Momentele unghiulare mari produc modificări majore în structura nucleară. Studiul spectrului cuantic al stărilor *yrast* relevă noi aspecte ale întrepătrunderii între proprietățile nucleare macroscopice, cum ar fi efectele forțelor centrifugale, și efectele cuantice ale structurii în pături și ale suprafluidității, care influențează total mișcarea nucleară rotațională pentru valori mici ale momentului unghiular.

Interpretarea anomaliilor apărute în benzile rotaționale a pus în evidență fenomene noi, incluzând aliniamentul parțial sau total

al momentelor unghiulare ale citorva particule individuale in directia axei de rotație ca și tranziția de la faza suprafluidă către faza normală. Interes deosebit se manifestă pentru studiul aspectelor uniparticulă și colective ale rotației nucleare. Problemele abordate în cadrul acestui domeniu nou al fizicii nucleare aduc clarificări și deschid noi perspective în înțelegerea și dezvoltarea conceptelor de excitații colective și uniparticulă, fundamentale pentru esența structurii nucleare. Spectrele nucleelor care se rotesc rapid relevă două componente distincte în construirea momentului unghiular, corespunzând rotației colective și aliniamentului momentului unghiular orbital al particulelor individuale. Diferite aspecte ale competiției între aceste mecanisme au fost evidențiate și în studiile care se prezintă în lucrarea de față.

Ca o ilustrare a unora din aspectele menționate, în capitolul 2 se prezintă o descriere microscopică a dinamicii mișcării colective cuadrupolare în izotopi pari de kripton. Sînt evidențiate rezultatele obținute privind înțelegerea structurii stărilor de paritate pozitivă de energie joasă în  $^{76}\text{Kr}$ . Bogăția de mișcări și structuri colective apărute recomandă această zonă de masă drept o nouă importanță bază de testare a diferitelor tipuri de modele de structură.

Competiția între excitațiile colective și de două cuasiparticule determină caracterul nivelelor *yrast* pentru stările de spin înalt în nucleele tranziționale pare.

În capitolul 3 se explică anomaliile manifestate în spectrele de paritate pozitivă și negativă în izotopi pari de germaniu și zinc, printr-o descriere a acestor stări în cadrul unui model de cuplaj a două cuasiparticule la un rotor triaxial.

Parametri sensibili la competiția între gradele de libertate colective și uniparticulă în structura stărilor nucleare, momentele magnetice s-au impus prin importanța pe care o au în înțelegerea structurii nucleare.

În capitolul 4 sînt descrise o serie de măsurători de factori giromagnetici la stări de spin jos și înalt în nucleele  $^{166}\text{Ho}$ ,  $^{68}\text{Ge}$ ,  $^{64}\text{Zn}$ ,  $^{66}\text{Zn}$ ,  $^{67}\text{Ga}$ .

La sfîrșitul fiecărui capitol sînt expuse concluziile și unele considerații privind problemele de perspectivă care apar.

## 2. DESCRIEREA MICROSCOPICA A DINAMICII MISCARII COLECTIVE CUADROPOLARE IN IZOTOPI PARI AI Kr

### 2.1. Introducere

In ultima perioadă se evidențiază o intensificare a eforturilor investite în descrierea dinamicii colective nucleare, manifestându-se un nou interes față de studiul modelului geometric și în special al calculului microscopic al Hamiltonianului colectiv.

Regiunea de masă  $A \sim 60-80$ , intens investigată experimental în ultimii ani, a devenit o nouă importantă bază de testare pentru diferitele tipuri de modele de structură nucleară, datorită bogăției de mișcări și structuri colective diferite care sînt găsite în această zonă și a schimbărilor rapide observate în unele structuri la adăugarea a numai doi protoni sau doi neutroni. O teorie a deformației dinamice trebuie să constituie un instrument puternic pentru studiul spectrelor de energie joasă ale acestor nuclee par-pare, caracterizate fenomenologic prin termenii: coexistență de formă, fluctuații de perechi, tranziții de formă.

Recent mult efort experimental a fost investit în investigarea structurii de benzi colective ale izotopilor par-pari ai Kr și în special a izotopilor  $^{74,76}\text{Kr}$ , care par a manifesta o neobișnuit de mare deformație și arată cele mai mari tării  $B(E2)$  în această regiune de masă.

In lucrare se prezintă rezultatele unui calcul microscopic privind descrierea dinamicii deformațiilor nucleare în izotopi par-pari ai Kr. Pornind de la o bază uniparticulă deformată Woods-Saxon mare s-au calculat energia potențială și funcțiile de inerție rotaționale și vibraționale incluse în Hamiltonianul Bohr pentru mișcarea colectivă cuadropolară<sup>1)</sup> și s-a rezolvat numeric ecuația Schrödinger colectivă pentru a determina stările de paritate pozitivă de joasă energie ale nucleului  $^{76}\text{Kr}$ .

### 2.2. Teoria deformației dinamice

Lucrînd în ipoteza adiabaticității mișcării colective stările de energie joasă ale nucleelor par-pare pot fi descrise printr-un tratament similar aproximației Born - Oppenheimer.

#### 2.2.1. Baza uniparticulă deformată

Energile și funcțiile de undă uniparticulă sînt date de ecuația Schrödinger uniparticulă în care potențialul efectiv este luat ca potențial Woods-Saxon plus interacție spin-orbită și potențial Coulombian

$$H_{\Delta p} |i\rangle = [T_{\text{cin}} + V_{\text{Woods-Saxon}} + V_{\text{spin-orbită}} + V_{\text{Coulomb}}] |i\rangle = \epsilon_i |i\rangle$$

Deformația potențialului este dată de deformația formei nucleare, definită geometric dînd expresia

$$R(\theta, \varphi, \beta) = R_0(\beta) [1 + \beta_{20} Y_{20} + \beta_{22} \frac{1}{\sqrt{2}} (Y_{22} + Y_{2-2}) + \beta_4 Y_4]$$

Deformația hexadecapolară  $\beta_4$  nu este tratată dinamic.

Metoda de rezolvare a ecuației Schrödinger în potențiale neaxial simetrice arbitrare este cea descrisă în ref. 2), iar pentru parametrii potențialului uniparticulă s-au adoptat valorile date de modelul *droplet*<sup>3)</sup>.

### 2.2.2. Energia potențială de deformație

Energia potențială a Hamiltonianului colectiv este calculată prin metoda corecțiilor de pături Strutinsky. Modelul picăturii de lichid este utilizat pentru a descrie comportarea de lungă distanță. Metoda de mediere Strutinsky a fost aplicată la energiile uniparticulă Woods-Saxon utilizînd funcția de mediere Gaussiană și luînd în considerare termeni de corecție de curbura pînă la ordinul  $M=3$ . La corecția de pături s-a adăugat o corecție de imperechere. Ca parametru de intrare în tratamentul BCS s-a utilizat energia de imperechere medie  $\Delta = 9/\sqrt{A}$  MeV. Deformația hexadecapolară a fost fixată la valoarea  $\beta_4=0.014$ , minimizînd energia potențială pe axa *prolate* în zona minimului în  $\beta$ .

### 2.2.3. Dinamica deformației - funcții de inerție

Energia cinetică a Hamiltonianului colectiv este definită prin parametrii de inerție, adică cele trei momente de inerție principale  $\theta_k(\beta, \gamma)$  descriînd rotația nucleului și parametrii de masă sau masele efective  $B_{\beta\beta}(\beta, \gamma)$ ,  $B_{\gamma\gamma}(\beta, \gamma)$ ,  $B_{\beta\gamma}(\beta, \gamma)$  ale vibrațiilor  $\beta$ - și  $\gamma$ -cuadrupolare. Aceste funcții de inerție au fost calculate în aproximația adiabatică, echivalentă cu formulele de *cranking*. Pentru parametrii de masă se iau în considerare termeni adiționali apărînd din schimbările energiilor uniparticulă, a nivelului Fermi, a energiei de imperechere și a numerelor de ocupare cu deformația.

### 2.2.4. Hamiltonianul colectiv Bohr și soluția sa numerică

În ipoteza mișcării colective lente, conform căreia energia nu conține decît termeni pînă în puterea a doua a derivatelor temporale ale variabilelor colective, Hamiltonianul colectiv al mișcării cuadrupolare ia forma

$$H_{\text{col}} = V_{\text{DEF}}(\beta, \gamma) + \frac{1}{2} \sum_{k=1,2,3} \theta_k(\beta, \gamma) \omega_k^2$$

$$+ \frac{1}{2} B_{\beta\beta}(\beta, \gamma) \dot{\beta}^2 + B_{\beta\gamma}(\beta, \gamma) \dot{\beta} \dot{\gamma} + \frac{1}{2} B_{\gamma\gamma}(\beta, \gamma) \dot{\gamma}^2$$

Energia cinetică a Hamiltonianului colectiv este cuantificată conform prescripției Pauli pentru a obține ecuația Schrödinger colectivă. Funcțiile de undă nucleare colective sînt dezvoltate în baza rotațională generalizată ca

$$\psi_{\alpha IM}(\beta, \gamma, \Omega) = \sum_{\substack{K \geq 0 \\ \text{par}}} A_{\alpha IK}(\beta, \gamma) \phi_{MK}^I(\Omega)$$

cu

$$\phi_{MK}^I(\Omega) = \left[ \frac{2I+1}{16\pi^2(1+\delta_{K,0})} \right]^{1/2} \{ D_{MK}^I(\Omega) + (-1)^I D_{M-K}^I(\Omega) \}$$

Soluția numerică a ecuației Schrödinger colective s-a obținut prin metoda dezvoltată de Kumar și Baranger<sup>1)</sup>. Se calculează elementele de matrice ale Hamiltonianului colectiv  $\langle \psi_{\alpha IM} | H_{\text{col}} | \psi_{\alpha IM} \rangle$  și normarea funcțiilor de undă colective  $\langle \psi_{\alpha IM} | \psi_{\alpha IM} \rangle$ . Integrarea peste unghiurile Euler se face analitic, iar pentru integrarea peste  $\beta$  și  $\gamma$  se utilizează o metodă numerică, ce implică cunoașterea celor șapte funcții determinînd Hamiltonianul colectiv numai în nodurile unei rețele ce acoperă triunghiul de deformare  $(\beta, \gamma)$  definit de  $\beta_{\text{max}} = 0.96$  și  $0^\circ \leq \gamma \leq 60^\circ$ . Ecuația Schrödinger se obține cerînd ca energia colectivă să fie staționară cu impunerea normării funcției de undă. Procedeeul variațional conduce la o problemă de valori proprii generalizată care este rezolvată numai pentru cîteva cele mai joase valori proprii și vectori proprii.

În studiul proprietăților electromagnetice ale stărilor nucleare, pentru simplitate momentele electrice intrinseci sînt approximate prin momentele unei picături de lichid deformate, încărcate uniform, iar factorii giromagnetici sînt dați prin contribuția relativă a protonilor la momentele de inerție totale.

Funcțiile de undă colectivesînt caracterizate și prin probabilitățile asociate componentelor  $K$

$$N_K = \int d\tau'(\beta, \gamma) |A_{\alpha IK}(\beta, \gamma)|^2$$

unde integrarea se face în triunghiul menționat mai sus. De asemenea se calculează valorile pătratice medii  $\beta_{\text{rms}}$  și  $\gamma_{\text{rms}}$  definite din cei doi invarianți  $\langle \beta^2 \rangle$  și  $\langle \beta^3 \cos 3\gamma \rangle$ .

### 2.3. Rezultate

Cele șapte funcții de  $(\beta, \gamma)$ , potențialul de deformare, momentele de inerție și parametrii de masă care determină Hamiltonianul colectiv sînt calculate pentru izotopii <sup>74,76,78,80</sup>Kr. Soluția ecuației Schrödinger colective este obținută pentru nucleul <sup>76</sup>Kr,



rezultatele prezentate incluzind și calculul unor proprietăți electromagnetice, precum și comparația cu datele experimentale<sup>4)</sup>.

Dintre suprafețele de energie potențială calculate ca funcții de deformațiile cuadropolare intrinseci  $\beta$  și  $\gamma$ , în figura 1 se dă cea corespunzătoare pentru  $^{76}\text{Kr}$ . Din studiul energiei de deformație  $V_{\text{DEF}}(\beta, \gamma)$  pentru lanțul de izotopi  $^{74, 76, 78, 80}\text{Kr}$  se poate identifica tranziția de formă de la un nucleu puternic deformat ( $\beta_{\text{min}} = 0.37$ , fiind deformația în minimul *prolat* ( $\gamma=0^\circ$ ) al energiei potențiale) pentru numărul de neutroni  $N=38$  sau  $40$  la unul tranzițional pentru  $N=44$ . Minimele în potențiale care apar pe latura *oblate* ( $\gamma=60^\circ$ ) sînt puncte de sa. Se obține o descreștere a diferenței energetice între minimele *prolate* și *oblate* cu creșterea numărului de neutroni, o deplasare a minimelor către  $\beta$  mai mic și în același timp o creștere a similarității cu un potențial  $\gamma$  instabil cînd numărul de neutroni variază către  $N=50$ . În figurile 2-4 sînt prezentați parametrii de inerție vibraționali  $B_{\beta\beta}$ ,  $B_{\gamma\gamma}$ ,  $B_{\beta\gamma}$  pentru  $^{76}\text{Kr}$  spre a ilustra variațiile mari cu parametrii de deformație, care s-au obținut pentru toți izotopii investigați. Dependența puternică de deformație s-a obținut și pentru momentele de inerție, așa cum se observă și în exemplificarea pentru  $^{76}\text{Kr}$  prezentată în figura 5.

Ecuația Schrödinger colectivă s-a rezolvat numeric pentru nucleul  $^{76}\text{Kr}$ . În figura 7 se arată spectrul teoretic pentru stările colective de paritate pozitivă comparat cu nivelurile experimentale de aceeași paritate. Banda stării fundamentale este în bun acord cu cea experimentală. Ca ilustrare pentru stările benzii fundamentale ale unui nucleu puternic deformat, cum rezultă a fi  $^{76}\text{Kr}$ , reprezentarea de contur pentru amplitudinea  $A_{100}$  a funcției de undă a stării  $0_1^+$  este dată în figura 6. Banda  $\gamma$  reproduce bine gruparea impar-par manifestată în spectrul experimental și a fost interpretată ca o bandă  $\gamma$  de tip Davidov, studiind caracteristicile reprezentărilor de contur ale funcțiilor de undă în triunghiul de deformație ( $\beta, \gamma$ ) și probabilitățile de tranziție reduse  $B(E2)$ . Starea  $0_2^+$  calculată teoretic este însă prea înaltă în energie spre a putea explica natura stării experimentale  $0_2^+$  ca un capăt de bandă  $\beta$ . Așa numita coexistență de formă, automat tratată în acest model al deformației dinamice nu reușește să explice singură natura stării  $0_2^+$ , pentru a cărei descriere este necesar să se introducă în Hamiltonian și gradele de libertate de vibrații de imperechere.

În tabelul 1 se dau caracteristicile citorva stări colective

Tabelul 1

| $I_a$          | E (MeV) | Q(efm <sup>2</sup> ) | g=<br>$\mu(n.m)/I$ | $\beta_{rms}$ | $\gamma_{rms}$<br>(grade) | Probabilități K |        |
|----------------|---------|----------------------|--------------------|---------------|---------------------------|-----------------|--------|
|                |         |                      |                    |               |                           | K=0             | K=2    |
| 0 <sub>1</sub> | .000    | .000                 | .000               | .362          | 21.9                      | 1.0000          | .0000  |
| 2 <sub>1</sub> | .365    | -76.315              | .506               | .375          | 20.4                      | .9887           | .0113  |
| 4 <sub>1</sub> | 1.040   | -98.834              | .508               | .388          | 19.5                      | .9777           | .0211  |
| 0 <sub>2</sub> | 1.306   | .000                 | .000               | .360          | 27.1                      | 1.0000          | .0000  |
| 2 <sub>2</sub> | 1.312   | 64.226               | .507               | .369          | 31.5                      | .9951           | .9053  |
| 3 <sub>1</sub> | 1.899   | .000                 | .511               | .398          | 27.6                      | .0000           | 1.0000 |
| 6 <sub>1</sub> | 2.000   | -109.780             | .510               | .399          | 19.1                      | .9609           | .0374  |
| 2 <sub>3</sub> | 2.106   | -24.020              | .498               | .389          | 25.9                      | .7167           | .2833  |

Tabelul 2

| Tranziția                         | B(E2) (e <sup>2</sup> b <sup>2</sup> ) |   |
|-----------------------------------|--|---|
|                                   | teorie                                 | experiment  |
| 2 <sub>1</sub> → 0 <sub>1</sub>   | .1557                                  | .1123 <sup>+170</sup> <sub>-130</sub> .1701 <sup>+160</sup> <sub>-134</sub> |
| 4 <sub>1</sub> → 2 <sub>1</sub>   | .2493                                  | .1916 <sup>+1277</sup> <sub>-547</sub>                                      |
| 6 <sub>1</sub> → 4 <sub>1</sub>   | .3045                                  | .1708 <sup>+180</sup> <sub>-150</sub>                                       |
| 8 <sub>1</sub> → 6 <sub>1</sub>   | .3485                                  | .2463 <sup>+274</sup> <sub>-220</sub>                                       |
| 10 <sub>1</sub> → 8 <sub>1</sub>  | .3871                                  | .2463 <sup>+410</sup> <sub>-310</sub>                                       |
| 12 <sub>1</sub> → 10 <sub>1</sub> | .4222                                  | .0997 <sup>+142*</sup> <sub>-172</sub>                                      |
| 3 <sub>1</sub> → 2 <sub>2</sub>   | .1893                                  |   |
| 4 <sub>2</sub> → 2 <sub>2</sub>   | .1174                                  | .0893 <sup>+400*</sup> <sub>-210</sub>                                      |
| 4 <sub>2</sub> → 3 <sub>1</sub>   | .1320                                  |   |
| 5 <sub>1</sub> → 3 <sub>1</sub>   | .1702                                  | .1922 <sup>+414*</sup> <sub>-308</sub>                                      |
| 5 <sub>1</sub> → 4 <sub>2</sub>   | .1076                                  |   |
| 2 <sub>2</sub> → 0 <sub>1</sub>   | .0047                                  |   |
| 2 <sub>2</sub> → 2 <sub>1</sub>   | .0500                                  |   |
| 3 <sub>1</sub> → 2 <sub>1</sub>   | .0113                                  |   |
| 4 <sub>2</sub> → 2 <sub>1</sub>   | .0006                                  | .0011 <sup>+4*</sup> <sub>-</sub>   |
| 4 <sub>2</sub> → 4 <sub>1</sub>   | .0402                                  | .0513 <sup>+190*</sup> <sub>-114</sub>                                      |
| 5 <sub>1</sub> → 4 <sub>1</sub>   | .0065                                  | .0065 <sup>+15*</sup> <sub>-10</sub>  |

\* B(E2) - compus - nivel plus alimentare

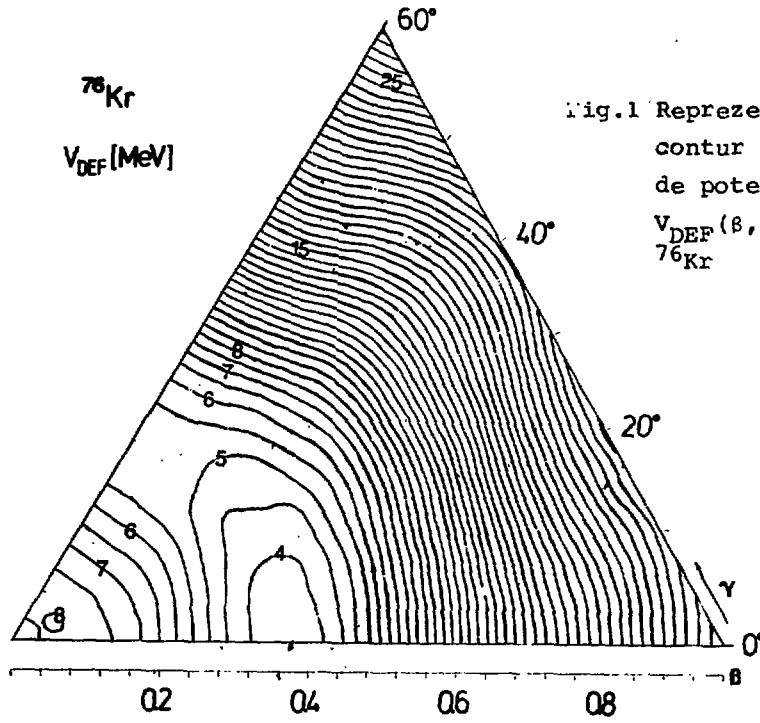


Fig.1 Reprezentarea de  
contur a funcției  
de potențial.

$V_{DEF}(\beta, \gamma)$  pentru  
 $^{76}\text{Kr}$

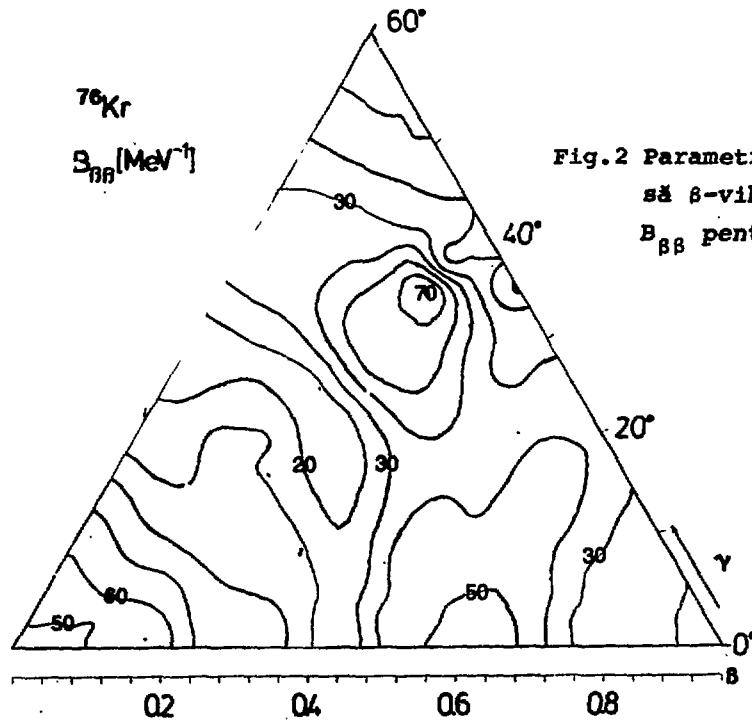
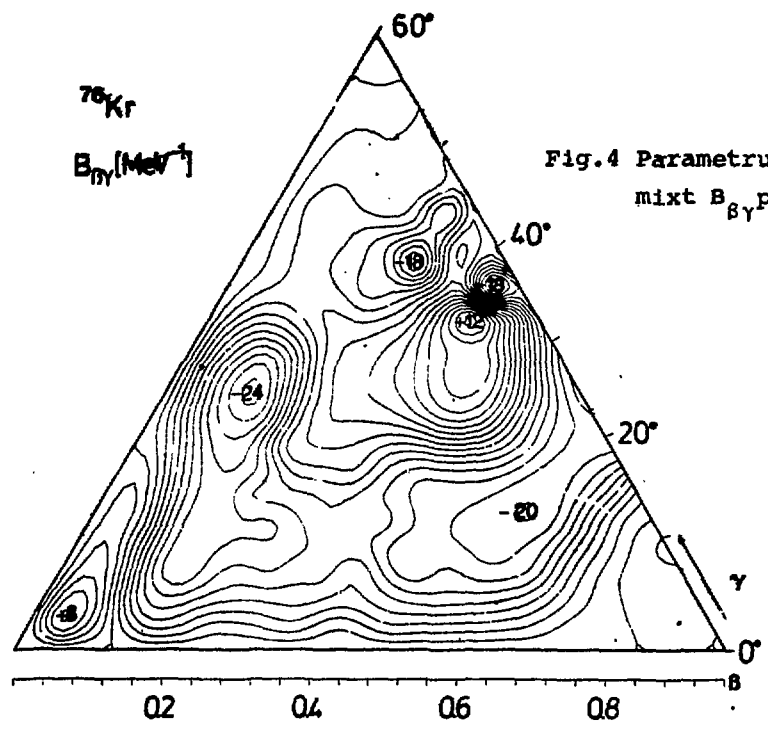
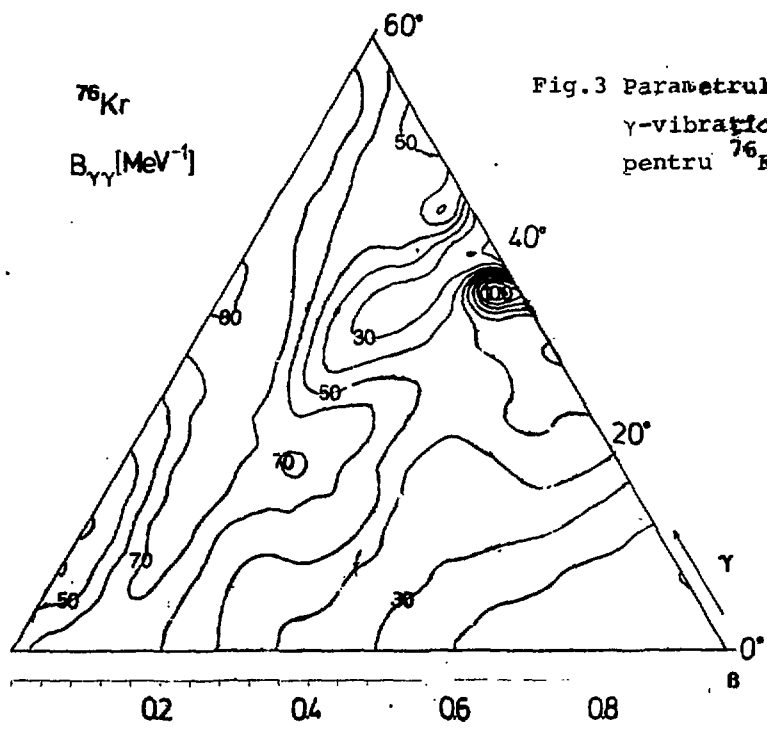


Fig.2 Parametrul de ma-  
să  $\beta$ -vibrațional  
 $B_{BB}$  pentru  $^{76}\text{Kr}$ .



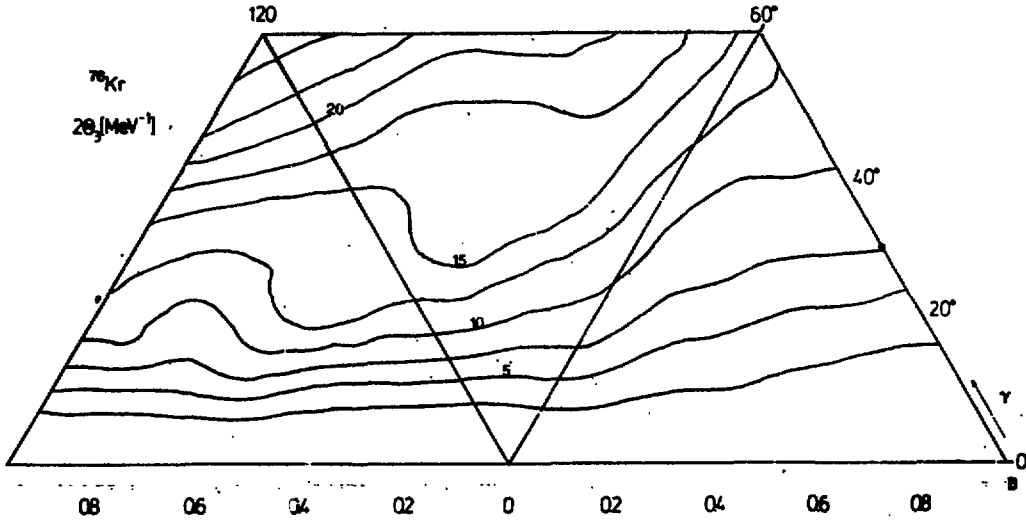


Fig.5 Dublul momentului de inerție  $2\theta_3$  pentru  $^{76}\text{Kr}$

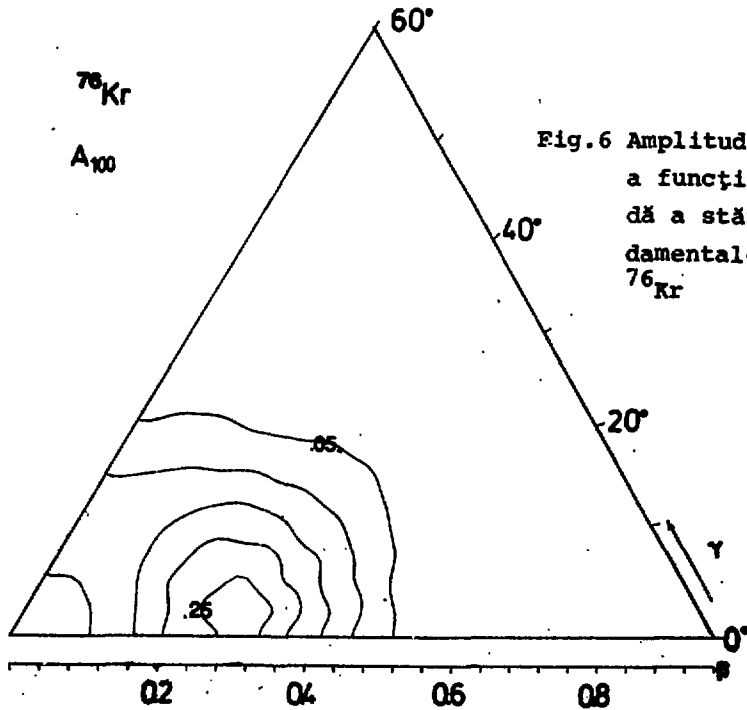


Fig.6 Amplitudinea  $A_{100}$  a funcției de undă a stării fundamentale pentru  $^{76}\text{Kr}$

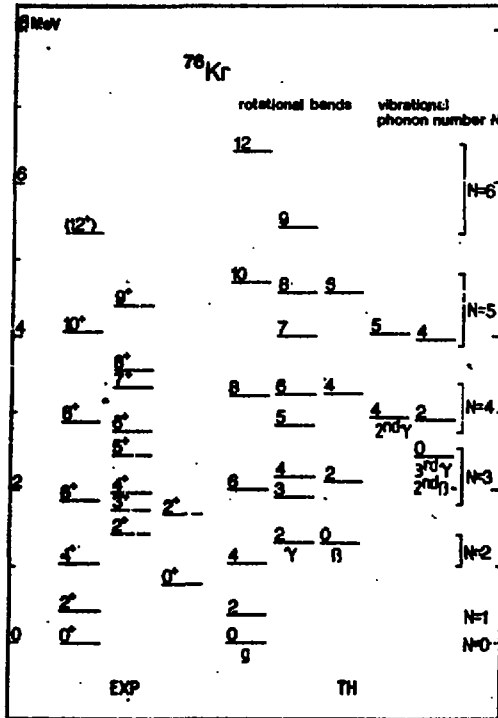


Fig.7 Spectrul teoretic și experimental pentru stările de paritate pozitivă ale  $^{76}\text{Kr}$

teoretice obținute, iar în tabelul 2 sînt extrase unele valori teoretice și experimentale pentru probabilitățile de tranziție B(E2) în- și între-benzi. Se obține un acord bun între teorie și experiență pînă la energia de aproximativ 4 MeV, fără ca modelul teoretic să utilizeze vreun parametru ajustabil.

Rezultatele obținute sugerează și momentul în care amestecurile de excitații de două cuasiparticule intră în competiție.

**2.4. Concluzii și direcții de dezvoltare**

O teorie a deformației dinamice a fost aplicată pentru prima dată pentru descrierea microscopică a proprietăților colective ale unor izotopi pari de Kr. Parametrii microscopici statici și dinamici ai Hamiltonianului Bohr calculați prezintă o variație în lanțul de izotopi  $^{74-80}\text{Kr}$  studiați în acord cu tendințele manifestate fie de proprietățile experimentale investigate, fie de calculele fenomenologice sau microscopice existente, atestînd astfel aplicabilitatea acestei teorii pentru zona de masă A~70.

Prin rezolvarea numerică a ecuației Schrödinger colective pentru nucleul  $^{76}\text{Kr}$  s-au reprodus bine energiile de excitație ale stărilor de paritate pozitivă pînă la energia de aproximativ 4 MeV, ca și probabilitățile reduse  $B(E2)$  măsurate experimental, exceptînd starea  $0_2^+$ .

Se impun două direcții principale de dezvoltare legate de zona investigată: introducerea în model a gradelor de libertate corespunzătoare vibrațiilor de împerechere și includerea excitațiilor de două cuasiparticule cuplate la miezul colectiv.

### 3. CUPLAJUL A DOUA CUASIPARTICULE LA UN ROTOR TRIAXIAL ÎN NUCLEE PAR-PARE DIN ZONA $A \approx 70$

#### 3.1. Introducere

Se cunoaște din date experimentale, ca și din considerații teoretice, că uneori chiar la energii relativ joase excitațiile de două cuasiparticule joacă un rol important în structura nucleelor par-pare. Datorită influenței reciproce dintre gradele de libertate colective și cele de două cuasiparticule se obțin uneori anomalii interesante.

O situație specială apare în zona de masă  $A \approx 70$  unde numărul de neutroni este aproximativ egal cu cel de protoni, cuprins între 30 și 40, ceea ce permite construirea de benzi aliniat pe orbitalul  $g_{9/2}$ , atât protonice cît și neutronice. Zona favorizează competiția cuplaj tare - decuplare, ceea ce determină o multitudine de benzi rotaționale de naturi diferite, evidențiate și în datele experimentale apărute recent în literatură.

În ultimii ani stările de paritate pozitivă și negativă în izotopii de  $^{32}\text{Ge}$  și  $^{30}\text{Zn}$  au fost intens studiate, atât experimental, cît și teoretic. Caracteristici experimentale remarcabile sînt trei stări  $8^+$  strîns grupate energetic, care sînt calitativ explicate ca fiind starea  $8^+$  a benzii fundamentale și stări aliniat de pe rechi  $g_{9/2}$  neutronice și respectiv protonice. În plus se identifică o bandă  $\gamma$ , mai multe benzi de paritate negativă și o stare  $0^+$  excitată, puternic coborîtă energetic.

În studiul prezentat în lucrarea de față<sup>5,6)</sup>, calculele sînt efectuate utilizînd un model semifenomenologic<sup>7)</sup>, modelul rotorului asimetric cu amestecuri de două cuasiparticule. Scopul investigației de față este studiul cantitativ al stărilor de spin jos și înalt în nucleele  $^{66,68,70}\text{Ge}$  și  $^{64,66}\text{Zn}$ , incluzînd natura triplei

forfecări (trei stări  $8^+$ ) a diferitelor benzi de paritate negativă și a benzii  $\gamma$ . Înțelegerea structurii stării  $0_2^+$  nu intră în obiectivul acestei descrieri, deoarece aceasta implică probabil o schimbare de formă.

### 3.2. Model teoretic

Modelul semimicroscopic utilizat pentru a descrie atât stările de paritate pozitivă, cât și cele de paritate negativă de spin jos și înalt este modelul rotorului asimetric cu amestecuri de două cuasiparticule. Acestea sînt cuplate cu un miez Davidov prin forțe de tip cuadрупol-cuadрупol și Coriolis. Flocajul nivelelor uniparticulă de către miez este luat în considerare prin interacția de împerechere, iar interacția reziduală dintre cuasiparticule este considerată a fi de tip interacție de suprafață delta modificată.

Hamiltonianul care descrie cuplajul a două cuasiparticule cu un rotor asimetric este de forma

$$H = \sum_{n=1}^3 \frac{R_n^2}{2\theta nR} + \sum_a \epsilon_a c_a^+ c_a - k \sum_{ab} \langle a | \cos \gamma Y_{20} + \frac{1}{\sqrt{2}} \sin \gamma (Y_{22} + Y_{2-2}) | b \rangle c_a^+ c_b + \frac{1}{2} \sum_{abcd} \langle ab | V_{res} | cd \rangle N(c_a^+ c_b^+ c_d c_c) - G_T \sum_{ab>0} c_a^+ c_a^+ c_b^- c_b$$

ceea ce corespunde cuplării nucleonilor  $|a\rangle, |b\rangle, \dots$  în sistemul intrinsec la un miez care se rotește. Primul termen descrie un rotor triaxial, a cărui tratare include caracterul moale al miezului; al doilea termen în Hamiltonian descrie mișcarea uniparticulă independentă într-un potențial sferic; termenul al treilea dă cuplajul între momentul cuadрупolar al miezului și nucleoni; interacția reziduală  $V_{res}$  este luată ca interacție de suprafață delta modificată (MSDI); ultima parte a Hamiltonianului este interacția monopolară de împerechere particulă-particulă.

În calculul prezent baza sferică uniparticulă se reduce la  $\{N1_j\} = \{4s_{9/2}\}$  pentru stările uniparticulă de paritate pozitivă  $\{N1_j\} = \{3p_{3/2}, 3f_{5/2}, 3p_{1/2}\}$  pentru stările uniparticulă de paritate negativă.

Pentru diagonalizarea Hamiltonianului corespunzînd stărilor de paritate pozitivă și negativă se pot alege două seturi de bază diferite între care se poate stabili o transformare unitară, în cazul nucleelor tranziționale: baza de cuplaj tare și baza de cuplaj cuasi-slab. Baza de cuplaj cuasi-slab, utilă pentru trunchie-



rea spațiului de configurație, este obținută cuplind cu un Clebsch-Gordan două cuasiparticule sferice  $(\beta_{j_1}^+ \beta_{j_2}^+)_J |BCS\rangle$  la funcția de undă Davıdov a miezului triaxial

$$|IM; (j_1 j_2)_J, \alpha R\rangle = [(\beta_{j_1}^+ \beta_{j_2}^+)_J |\alpha R\rangle]_{IM} |BCS\rangle$$

$\alpha$  distingînd diferite benzi rotaționale ( $\alpha = 0$  pentru banda fundamentală și  $\alpha = 1$  pentru banda  $\gamma$ ). În funcție de valorile momentului ungiular total  $I$ , momentul miezului  $R$  se restrînge la

$$R \leq 8-2\alpha \quad \text{pentru } I = 0, 11, 12, 13, 14$$

$$R \leq 6-2\alpha \quad \text{pentru } 2 \leq I \leq 10.$$

Pentru stările de paritate pozitivă se iau în considerare în bază stări de zero și două cuasiparticule, iar în Hamiltonian se adaugă termeni corespunzători stărilor de zero cuasiparticule și termeni Coriolis, care sînt responsabili pentru amestecul de 0 și  $2q\mu$ .

Elementele de matrice pentru  $MSDI$  sînt evaluate aproximînd factorii de imperechere și omițînd componentele repulsive avîndu-și originea în transformarea Bogoliubov. Diferiți multipoli  $\lambda$  în  $MSDI$  au ponderile  $F'_\lambda = F / (1 + \frac{1}{2} \sigma^2 \lambda(\lambda+1))$ . Pondere de multipol  $MSDI$ , utilizată în calcule ia forma  $F_\lambda = F'_\lambda + \delta_{\lambda,3} \Delta F_3$ , unde  $\Delta F_3$  ia în considerare faptul că baza uniparticulă nu este suficient de mare pentru a descrie colectivitatea ce apare în special în starea  $3^-$ :  
 $F=0.4$  MeV  $\sigma=0$   $\Delta F_3=0$  pentru stările de paritate pozitivă  
 $F=0.4$  MeV  $\sigma=0.2$   $\Delta F_3=0.2$  MeV pentru stările de paritate negativă.

Parametrii de model ajustați pentru a obține concordanță cu datele sînt:

- suprafața Fermi neutronică, ce trebuie deplasată prin  $\Delta\lambda_\nu = 0.3$  MeV pentru stările de paritate pozitivă și prin  $\Delta\lambda_\nu = -0.2$  MeV pentru cele de paritate negativă, pentru toate cele cinci nuclee, ceea ce reflectă o poziție ușor greșită a nivelului  $g_{9/2}$  relativ la stările uniparticulă de paritate negativă pentru neutroni.
- deformația  $\gamma = 25^\circ$ , ajustată la raportul energiilor stărilor  $2_2^+$  și  $2_1^+$ .

### 3.3. Rezultate

Natura spectrelor, probabilitățile electromagnetice, precum și momentele magnetice ale unor stări pentru izotopii  $^{66,68,70}\text{Ge}$  și  $^{64,66}\text{Zn}$  au fost explicate, obținînd un bun acord cu datele experimentale, prin cuplarea a două cuasiparticule la un rotor triaxial. Gradul de libertate vibrațional  $\beta$  este omis în această descriere.

Includerea deformației  $\gamma$  în descriere a îmbunătățit considerabil rezultatele, evidențiindu-se importanța specială a aliniamentului orbitalului neutronic și protonic  $g_{9/2}$ .

Spre exemplificarea rezultatelor obținute, în figura 8 sînt date nivelele de energie de paritate pozitivă și negativă, comparate cu spectrele experimentale pentru nucleul  $^{68}\text{Ge}$ . În figura 9 sînt prezentate probabilitățile de tranziție  $B(E2)$  și  $B(M1)$  calculate, precum și datele experimentale existente pentru  $^{68}\text{Ge}$ .

Cuplajul a două cuasiparticule cu miezul poate explica tripla forfecare a benzii stării fundamentale la  $I^\pi = 8^+$ . Cele trei stări  $8^+$  sînt identificate ca membrul  $8^+$  al benzii stării fundamentale, starea aliniată de doi neutroni  $(\nu g_{9/2})_{J=8}^2$   $I=J+R$  și cea corespunzătoare configurației  $(\nu g_{9/2})_{J=6}^2$   $I=J+R$ . Acestea constituie numai amestecurile principale și ele se obțin relativ pure numai la stări de spin mai înalt. Configurația protonică aliniată  $(\pi g_{9/2})_{J=8}^2$  cu  $I=J+R$  este mai înaltă energetic.

Pentru stările de paritate negativă apar trei benzi care sînt caracterizate la momente unghiulare mai înalte ( $I > 5$ ) prin configurațiile  $(\nu f_{5/2} \nu g_{9/2})_{J=7}$   $I=J+R$ ,  $(\pi f_{5/2} \pi g_{9/2})_{J=7}$   $I=J+R$  și  $(\nu f_{5/2} \nu g_{9/2})_{J=7}$   $I=J+R-1$  ordonate corespunzător creșterii energiei. Stările octupolare rezultă a include o cuasiparticulă ce decuplează, în timp ce cealaltă cuplează tare cu mișcarea miezului, sugerînd că un tratament fenomenologic printr-un fonon octupolar decuplat de la rotor nu ar fi adecvat.

De asemenea sînt bine reproduse probabilitățile de tranziție reduse  $E2$  și  $M1$  atât pentru benzile de paritate pozitivă, cît și pentru cele de paritate negativă. Pentru factorii giromagnetici teoria și experiența arată un acord calitativ.

#### 3.4. Concluzii și perspective

Se poate concluda că modelul de două cuasiparticule cuplate la un rotor triaxial este capabil să explice principalele caracteristici experimentale ale nivelelor de spin jos și înalt în izotopi pari de Ge și Zn.

Din studiul prezent, ca și din alte calcule efectuate pentru investigarea nucleelor tranziționale folosind același model teoretic, s-au desprins cîteva direcții de perfecționare pe care le vom urma în viitor: (i) creșterea bazei de stări uniparticulă care să permită descrierea completă a competiției cuplaj tare-decuplare; (ii) excluderea unora din aproximațiile operate în evaluarea interacției reziduale; (iii) eliminarea parțială a aproximațiilor

simplificatoare introduse în determinarea caracteristicilor electromagnetice ale stărilor, cu prețul creșterii efortului de calcul; (iv) includerea soluției exacte a Hamiltonianului Bohr-Mottelson, ca și a vibrațiilor octupolare ale miezului.

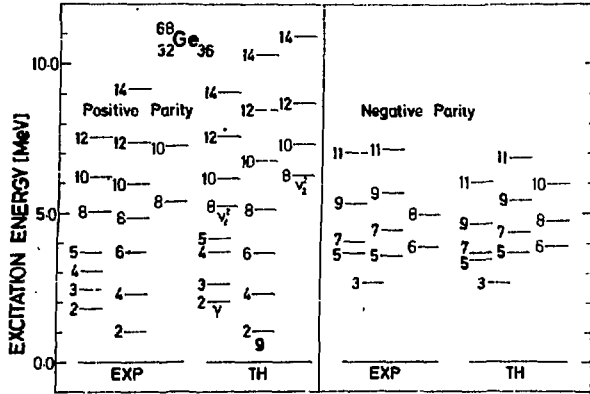


Fig.8 Comparația între teorie (TH) și experiment (EXP) pentru nivelele de paritate pozitivă și negativă în  $^{68}\text{Ge}$ . Natura diferitelor benzi este explicată în text.

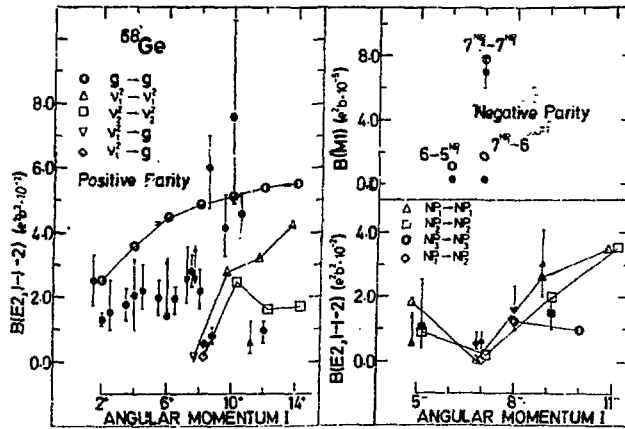


Fig.9 Probabilitățile de tranziție reduse E2 și M1 pentru  $^{68}\text{Ge}$ . Simbolurile pline, cu bare de erori, reprezintă datele experimentale. Sînt prezentate pînă la trei date pentru fiecare tranziție. Simbolurile goale reprezintă rezultatele teoretice. Sarcina efectivă utilizată este 1.3 pentru protoni și 0.3 pentru neutroni. Factorii  $g$  de spin sînt luați ca valorile libere atenuate printr-un factor de 0.6.

#### 4. DETERMINARI DE FACTORI GIROMAGNETICI PRIN METODA CORELATIILOR UNGHIULARE PERTURBATE

##### 4.1. Introducere

Momentele magnetice furnizează un test sensibil al schemei de cuplaj nuclear, datorită diferenței mari între factorii  $g$  asociați diferitelor componente ale momentului unghiular total. Se poate evidenția competiția între gradele de libertate colective și uniparticulă în structura stărilor nucleare excitate, se distinge clar caracterul neutronic de cel protonic al unei stări, iar sensibilitatea puternică la amestecurile de configurații crează posibilitatea investigării interacției reziduale a nucleonilor. Indicatori valoroși ai validității diferitelor modele nucleare, momentele magnetice au impus perfecționarea și îmbogățirea continuă a metodelor experimentale, în strânsă corelație cu domeniul de timpi de viață și modurile de populare ale stărilor nucleare considerate puncte nodale în înțelegerea unor fenomene nucleare noi, sugerate de experiență sau prezise teoretic.

##### 4.2. Aspecte teoretice ale corelațiilor unghiulare perturbate

###### 4.2.1. Corelații unghiulare gama-gama perturbate în câmp magnetic extern

Pentru determinarea factorilor  $g$  la stări nucleare excitate prin metoda corelațiilor unghiulare perturbate integrale (IPAC) pe surse radioactive lichide se folosește metoda cîmpului inversat în care se măsoară raportul

$$\bar{R}(B, \infty) = \frac{\bar{W}_{\perp}(\theta_0, \infty, B+) - \bar{W}_{\perp}(\theta_0, \infty, B-)}{\bar{W}_{\perp}(\theta_0, \infty, B+) + \bar{W}_{\perp}(\theta_0, \infty, B-)}$$

###### 4.2.2. Corelații unghiulare perturbate la recul în gaz

Dintre proprietățile tipice ale reacțiilor induse de ioni grei, câteva le recomandă ca instrumente spectroscopice valoroase pentru investigarea proprietăților electromagnetice ale nucleelor: (a) secțiuni eficace mari, (b) popularea preferențială a stărilor de spin înalt datorită transferului mare de moment unghiular, (c) aliniament puternic al stărilor  $\gamma$ -instabile, care generează anizotropie mare pentru razele gama,, (d) viteze de recul mari, care cauzează ionizarea înaltă a sistemului de recul.

Cîmpurile hiperfine mari generate la viteze înalte de recul sînt utilizate în metoda corelațiilor unghiulare perturbate la recul în gaz pentru determinarea factorilor giromagnetici. În plus,

aliniamentul puternic al stărilor nucleare permite studiul direct al perturbării distribuției unghiulare a razelor gama de dezexcitare (PAD), ceea ce simplifică tehnica experimentală atașată și reduce mult timpul necesar de fascicul.

Procesul de perturbare la recul în gaz implică perturbații dependente de timp, interacțiunile fluctuând întimplător fiind tratate conform teoriei Abragam și Pound pentru interacția dipolar magnetică<sup>8)</sup>

Metoda reculului în gaz<sup>8)</sup> este o metodă relativă, ce nu necesită cunoașterea distribuției complete a cîmpurilor magnetice, ci implică o măsurătoare de calibrare efectuată asupra unui nivel nuclear adecvat, avînd factor  $g$  cunoscut.

S-a dezvoltat o metodă specială pentru măsurători integrale, avînd două variante. Pentru măsurătorile implicînd excitarea Coulomb-

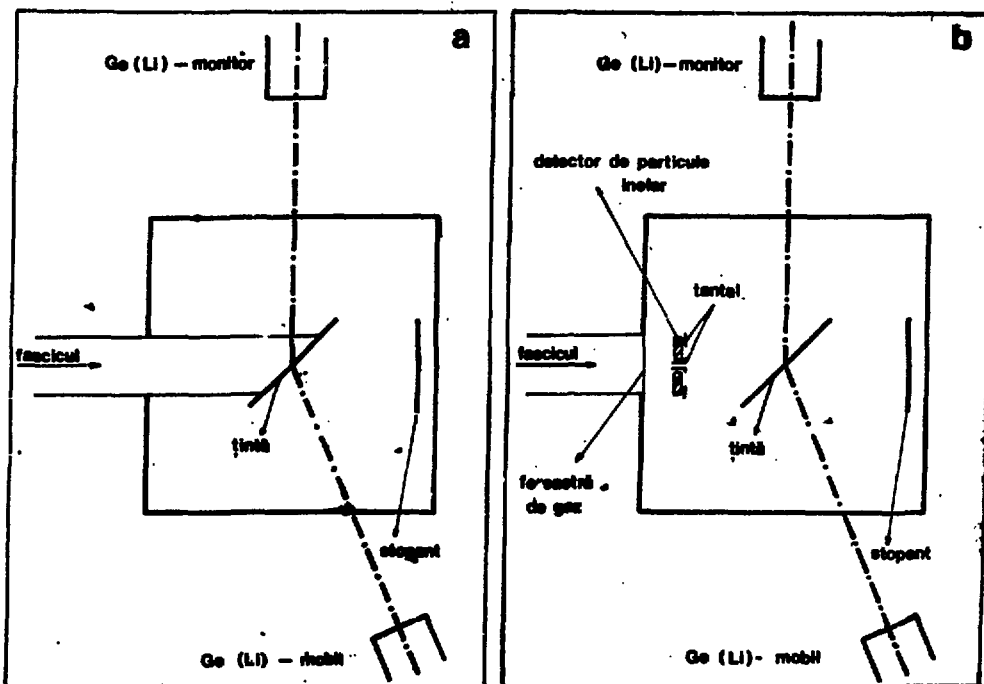


Fig. 10 Aranjament experimental pentru măsurători de corelații unghiulare perturbate la recul în gaz. Variante ale camerei specifice de reacții: (a) montaj utilizat la distribuții unghiulare perturbate pentru nivelele populate în reacții cu ioni grei; (b) montaj caracteristic măsurătorilor incluzînd excitarea Coulombiană a nivelelor de interes

biană a nivelului de studiat se urmărește variația cu presiunea gazului în care are loc reculul, a corelației unghiulare perturbate a razelor gama cu proiectilele retroîmprăștiate, la unghiurile de detecție pentru gama de  $45^\circ$  și  $90^\circ$  față de direcția fascicului incident

$$R(W(45^\circ)/W(90^\circ)) = \frac{1 + \sum_{K=2,4} a_K A_K q_K(\gamma) q_K(\text{part}) G_K(p) P_K(\cos 45^\circ)}{1 + \sum_{K=2,4} a_K A_K q_K(\gamma) q_K(\text{part}) G_K(p) P_K(\cos 90^\circ)}$$

unde factorul de perturbare  $G_K(p) = 1/(1 + \frac{K(K+1)}{3} \omega^2 \tau_c(p))$  conține timpul de corelație al procesului  $\tau_c(p)$  care apare ca funcție de presiunea gazului.

În cazul distribuției unghiulare perturbate la recul în gaz a unei radiații gama ce dezexcită un nivel nuclear puternic aliniat în urma populării cu ioni grei forma generală a corelației integrale dependente de presiune care se studiază este

$$W(\theta, p, \infty) = 1 + \sum_{K=2,4} a_K q_K(\gamma) A_K G_K(p) P_K(\cos \theta)$$

În cazul unei alimentări complexe a nivelului nuclear investigat, perturbarea nivelelor care produc alimentarea prin activitatea lor, trebuie să fie luată în considerare.

S-a dezvoltat un calcul simplificat<sup>10)</sup> care conduce la următoarea formă pentru distribuția unghiulară perturbată integrală corespunzând alimentării în cascadă în doi pași

$$W_{c\phi}(\theta, \infty) = 1 + \sum_{K=2,4} a_K q_K A_K \tilde{G}_K(p) G_K(p) P_K(\cos \theta)$$

unde  $\tilde{G}_K(p)$  caracterizează perturbarea în primul pas al cascadei.

Pentru determinarea factorilor  $g$  se studiază variația cu presiunea a raportului distribuțiilor unghiulare ale razelor gama de dezexcitare a nivelului de interes la două unghiuri care maximizează acest raport.

#### 4.3. Momentul magnetic al stării $2^-$ în $^{166}\text{Ho}$

Studiul nucleelor deformate impar-impare permite obținerea de informații asupra interacției reziduale neutron-proton, precum și asupra interacției Coriolis.

S-a măsurat momentul magnetic al stării  $2^-$ , 54.24 keV în  $^{166}\text{Ho}^9)$ , nucleu puternic investigat experimental, dar pentru care nu existau măsurători de momente magnetice, obținându-se valoarea  $\mu_g = 0.068 \pm 0.010 \mu_N$ . S-a utilizat metoda IPAC în câmp magnetic extern.

4.4. Factori giromagnetici ai unor stări de paritate negativă în  $^{68}\text{Ge}$

În ultimii ani un interes deosebit a fost acordat investigaării stărilor de spin înalt ale nucleelor din zona de masă  $A \sim 70$ , așa cum s-a subliniat mai sus. Bogata informație experimentală acumulată recent nu cuprinde însă date privind factorii giromagnetici. Sensibilitatea momentelor magnetice la schema de cuplaj unghiular, precum și la natura protonică sau neutronică a stărilor nucleare au stimulat eforturile experimentale întreprinse pentru determinarea factorilor  $g$  ai unor stări de spin înalt în nuclee de Ge, Zn și Ga care se prezintă în continuare.

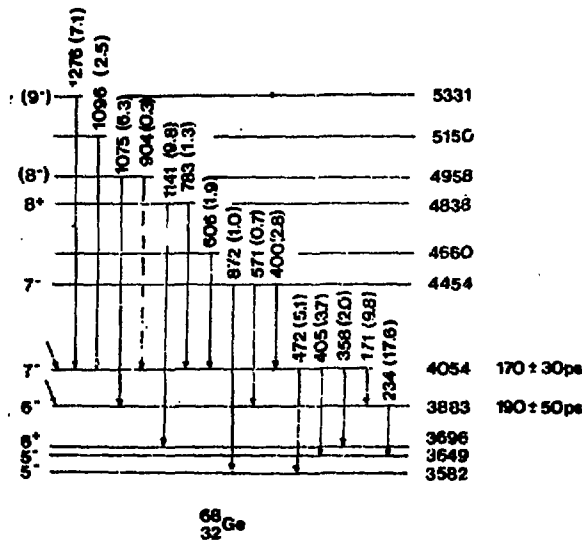


Fig. 11 Secvență de interes din schema de nivele a  $^{68}\text{Ge}$

Factorii  $g$  ai nivelelor  $7^-$ , 4.054 MeV,  $\tau = 170 \pm 30$  ps și  $6^-$ , 3.883 MeV,  $\tau = 190 \pm 50$  ps în  $^{68}\text{Ge}$  au fost măsurați prin tehnica corelațiilor unghiulare perturbate integrale la recul în gaz (heliu), utilizând pentru calibrare nivelul  $2^+$ , 0.596 MeV al  $^{74}\text{Ge}$  (11). Nivelele  $7^-$  și  $6^-$  au fost populate prin reacția  $^{58}\text{Ni}(^{12}\text{C}, 2p)^{68}\text{Ge}$  la energia  $E_{^{12}\text{C}} = 40$  MeV.

Nivelul  $2^+$ , 0.596 MeV al  $^{74}\text{Ge}$ , selectat pentru comparație și calibrare, a fost excitat Coulombian utilizând  $^{16}\text{O}$  cu energia proiectilului  $E = 45$  MeV. În măsurătoarea de calibrare s-a studiat variația cu presiunea a raportului corelației unghiulare raze gama-particule retroîmprăștiate  $R(45^\circ/90^\circ)$ .

Măsurătorile în  $^{68}\text{Ge}$  au inclus studiul variației cu presiunea a raportului distribuțiilor unghiulare perturbate integrale

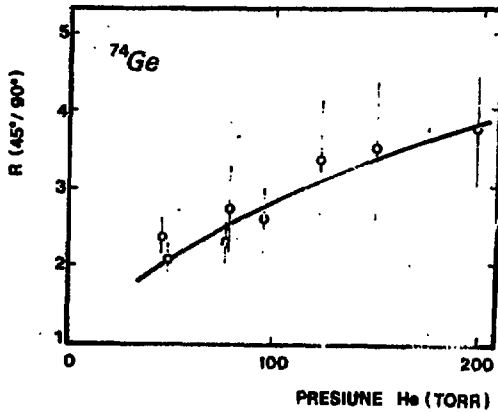


Fig.12 Raportul corelației unghiulare perturbate la recul în gaz  $R(45^\circ/90^\circ)$  ca funcție de presiunea heliului în experimentul de calibrare pe  $^{74}\text{Ge}$ . Curba este cea mai bună potrivire Abrahams și Pound la date.

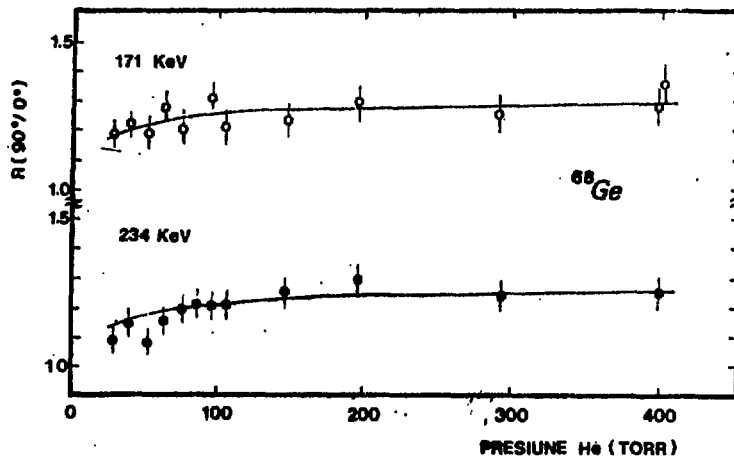


Fig. 13 Raportul  $R(90^\circ/0^\circ)$  ca funcție de presiunea gazului pentru razele gama de 171 keV (curba de sus), și respectiv 234 keV (curba de jos) în  $^{68}\text{Ge}$ . Curbele reprezintă cele mai bune potriviri Abrahams-Pound în ipoteza interacției pur magnetice

la recul în gaz  $R(90^\circ/0^\circ)$  pentru razele de 171 keV și 234 keV dezexcitând nivelele  $7^-$  și respectiv  $6^-$  investigate, obținând în final

$$|g|(^{68}\text{Ge}, 7^-, 4.054 \text{ MeV}) = 0.122 \pm 0.029$$

$$|g|(^{68}\text{Ge}, 6^-, 3.883 \text{ MeV}) = 0.096 \pm 0.025$$



4.5. Determinarea factorului  $g$  al stării  $7^-$ , 4.635 MeV în  $^{64}\text{Zn}$

Factorul  $g$  al stării  $7^-$ , 4.635 MeV,  $\tau = 145 \pm 13$  ps în  $^{64}\text{Zn}$  a fost măsurat prin tehnica distribuțiilor unghiulare perturbate la recul în gaz, utilizând pentru calibrare nivelul  $2^+$  în  $^{74}\text{Ge}$ .

Nivelul  $7^-$  a fost populat prin reacția  $^{51}\text{V}(^{16}\text{O}, p2n)^{64}\text{Zn}$  la energia oxigenului de  $E = 51$  MeV. Două raze gama dezexcitând același nivel  $7^-$  au fost supuse studiului. Măsurătorile de distribuții unghiulare perturbate au inclus studiul cu presiunea al raportului  $R(90^\circ/0^\circ)$  pentru razele de 641 keV și 398 keV. S-a obținut

$$|g| = 0.24 \pm 0.05$$

4.6. Măsurarea factorilor  $g$  ai stărilor  $7^-$ , 4.250 MeV și  $6^-$ , 4.074 MeV în  $^{66}\text{Zn}$

Utilizând metoda distribuțiilor perturbate la recul în gaz s-au măsurat factorii  $g$  ai nivelelor  $7^-$ , 4.250 MeV,  $\tau = 192 \pm 15$  ps și  $6^-$ , 4.074 MeV,  $\tau = 43 \pm 2$  ps în  $^{66}\text{Zn}$ . Nivelele au fost populate prin reacția  $^{55}\text{Mn}(^{14}\text{N}, p2n)^{66}\text{Zn}$  la Tandem, energia fascicului fiind  $E_{^{14}\text{N}} = 54$  MeV. Perturbarea în gaz a fost studiată măsurând raportul  $R(90^\circ/0^\circ)$  ca funcție de presiune pentru razele de 176 keV și 328 keV. Utilizând punctul de calibrare menționat anterior s-a obținut<sup>13)</sup>

$$|g|(7^-, 4.250 \text{ MeV}) = 0.155 \pm 0.034$$

$$|g|(6^-, 4.074 \text{ MeV}) = 0.161 \pm 0.034$$

4.7. Factorul  $g$  al stării  $15/2^+$ , 3.578 MeV în  $^{67}\text{Ga}$

Candidat la interpretarea structurii sale în termeni de trei cuasiparticule cuplate la un miez rotațional sau vibrațional (problema ce ne-am propus-o spre investigare din punct de vedere teoretic în viitorul apropiat) nucleului  $^{67}\text{Ga}$  a fost studiat experimental prin determinarea factorului  $g$  al stării  $15/2^+$ , 3.578 MeV,  $\tau = 230 \pm 60$  ps. Nivelul a fost populat prin reacția  $^{57}\text{Fe}(^{12}\text{C}, pn)^{67}\text{Ga}$  la energia proiectilului  $E = 40$  MeV. Tehnica de distribuții unghiulare perturbate la recul în gaz a implicat măsurarea raportului  $R(90^\circ/45^\circ)$  ca funcție de presiune pentru raza gama de 546 keV. Cu punctul de calibrare din  $^{74}\text{Ge}$  s-a obținut<sup>14)</sup>

$$|g|(15/2^+, 3.578 \text{ MeV}) = 0.243 \pm 0.098$$

4.8. Concluzii și tendințe de dezvoltare

Metodica nouă dezvoltată pentru determinarea factorilor  $g$  ai stărilor nucleare populate în reacții cu ioni grei prin distribuții unghiulare perturbate integrale la recul în gaz, constituie

una din metodele moderne de măsurare a acestor parametri nucleari.

Folosul major pe care fizica nucleară îl poate obține în înțelegerea proprietăților statice ale stărilor nucleare numai din momentele nucleare, asigură o importanță deosebită măsurătorilor de factori giromagnetici.

Tipul măsurătorilor prezentate va fi extins: se intenționează determinarea semnelor factorului  $g$  printr-o tehnică combinată și creșterea informației privind procedeul concret de calibrare în această zonă de masă.

#### BIBLIOGRAFIE (extras)

- 1) K.Kumar și M.Baranger, Nucl.Phys. A92 (1967) 608
- 2) U.Götz, H.C.Pauli și K.Alder, Nucl.Phys. A175 (1971) 481
- 3) W.D.Myers, Nucl.Phys. A145 (1970) 387
- 4) A.Petrovici, Th.Köppel și A.Faessler, în curs de publicare
- 5) A.Petrovici și A.Faessler, Preprint - Universităt Tübingen (1982) și Enrico Fermi Summer School - Varenna/Italy, July, 1982
- 6) A.Petrovici și A.Faessler, în curs de apariție în Nucl.Phys.
- 7) A.Faessler, Description of Transitional Nuclei, Reports on Progress in Physics 45 (1982) 653
- 8) I.Ben-Zvi, P.Gilad, M.B.Goldberg, G.Goldring, A.Schwarzschild, A.Sprinzak și Z.Vager, Nucl.Phys. A121 (1968) 592
- 9) T.Bădică, C.Ciortea, A.Petrovici și I.Popescu, Nucl.Phys. A331 (1979) 75
- 10) T.Bădică, C.Ciortea, A.Petrovici și I.Popescu, J.Phys.G: Nucl.Phys. 8 (1982) 1397
- 11) C.H.Hubler, H.W.Kugel și D.E.Murnick, Phys.Rev. C9 (1974) 1954
- 12) T.Bădică, C.Ciortea, A.Petrovici și I.Popescu, Zeit.Phys., va apărea
- 13) T.Bădică, C.Ciortea, A.Petrovici și I.Popescu, în curs de publicare
- 14) T.Bădică, C.Ciortea, A.Petrovici și I.Popescu, în curs de publicare