

ACADEMIA OAMENILOR DE ȘTIINȚĂ
DIN ROMÂNIA

– Secția de științe fizice –

CS Dr. Alexandru DUMITRESCU

DEZVOLTĂRI TEORETICE RECENTE ÎN STUDIUL
SPECTROSCOPIEI α

– Aproximări și alte aplicații ale matematicii în fizică și inginerie –

Director de proiect
CS I Dr. Doru Sabin DELION

București, 2017

Cuprins

1	Introducere	1
2	Teorii de emisie	2
2.1	Formalismul canalelor cuplate	2
2.2	Metoda inversiunii	6
3	Structura emiterilor α	7
3.1	Modelul stărilor coerente	7
3.2	Cuplajul unui nucleon la miezul descris de funcția coerentă	8
4	Structura fină a spectrului de emisie α	11
4.1	Metoda canalelor cuplate pentru emisia α din nuclee par-pare	11
4.2	Metoda canalelor cuplate pentru emisia α favorizată din nuclee cu numărul de masă impar	17
4.3	Metoda inversiunii pentru emisia α în banda fundamentală a nucleelor par-pare și cu numărul de masă impar	21
5	Concluzii	23
6	Bibliografie	24
7	Lista prezentărilor susținute la conferinție internațională	26
8	Lista lucrărilor în curs de publicare	27

Introducere

În acest raport sunt expuse teorii de structură nucleară și emisie de particule, împreună cu rezultate originale privitoare la aplicarea acestora. În capitolul 2 sunt prezentate două metode de calcul al spectrelor de emisie α , anume metoda canalelor cuplate și metoda inversiunii. Prima metodă presupune rezolvarea ecuației Schrödinger a sistemului particulă α - nucleu fiică în baza momentului cinetic, iar a doua constă în integrarea directă a funcțiilor radiale pornind de la asimptotele lor. Capitolul 3 expune modele nucleare mai puțin cunoscute, dar extrem de utile, bazate pe conceptul de stare coerentă. Acestea sunt folosite pentru descrierea spectrelor de emisie în nuclee vibraționale, tranziționale și rotaționale. În capitolul 4 sunt trecute în revistă aplicațiile metodelor împreună cu rezultatele aferente pentru tranziții α în emiteri par-pari, cât și pentru tranziții favorizate și defavorizate în nuclee cu numărul de masă impar. Concluziile sunt trecute în capitolul 5. Pe lângă referințele bibliografice uzuale, sunt menționate lucrările originale care au fost prezentate la conferințe internaționale și trimise spre publicare în perioada de desfășurare a acestui proiect.

Teorii de emisie

În acest capitol sunt expuse succint metode fenomenologice de calcul al spectrului de emisie α . Este prezentată o tehnică exactă de rezolvare a ecuației Schrödinger, ce conduce la un sistem de ecuații cuplate pentru canalele de emisie, și o metodă de extragere a lărgimii reduse de dezintegrare ce presupune integrarea directă a funcțiilor de undă, pornind de la asimptotele lor.

2.1 Formalismul canalelor cuplate

Considerăm procesul de dezintegrare α general

$$P(I_P) \rightarrow D(I) + \alpha(\ell) , \quad (2.1)$$

unde I_P denotă spinul și paritatea nucleului părinte, I reprezintă spinul și paritatea nucleului fiică iar ℓ este momentul cinetic orbital al particulei α emise. Funcția de undă de tip cluster [1] are spinul total al stării inițiale

$$\Psi_{I_P M_P}(\xi_D, \mathbf{R}) = \sum_{c=(I,l)} \frac{f_c(R)}{R} \mathcal{Y}_{I_P M_P}^{(c)}(\xi_D, \hat{R}) . \quad (2.2)$$

Funcția radială $f_c(R)$ descrie mișcarea radială relativă dintre particula α și nucleul fiică în canalul

$$c \equiv (I, l) . \quad (2.3)$$

Introducem armonica unghiulară cuplată cu miezul

$$\mathcal{Y}_{I_P M_P}^{(c)}(\xi_D, \hat{R}) = \left[\Phi_I(\xi_D) \otimes Y_l(\hat{R}) \right]_{I_P M_P} , \quad (2.4)$$

unde $\Phi_{I M_I}(\xi_D)$ denotă funcția de undă internă a nucleului fiică cu gradele de libertate ξ_D , în timp ce $Y_{l m_l}(\hat{R})$ este armonica sferică obișnuită ce descrie mișcarea unghiulară relativă a sistemului. Armonicele unghiulare cuplate cu miezul sunt ortonormale

$$\langle \mathcal{Y}_{I_P M_P}^{(c)} | \mathcal{Y}_{I_P M_P}^{(c')} \rangle = \delta_{cc'} . \quad (2.5)$$

Dinamica sistemului particulă α -nucleu fiică este descrisă folosind ecuația Schrödinger staționară

$$H \Psi_{I_P M_P}(\xi_D, \mathbf{R}) = Q_\alpha \Psi_{I_P M_P}(\xi_D, \mathbf{R}) , \quad (2.6)$$

unde Q_α este energia procesului de dezintegrare. Datorită faptului că toate lărgimile de dezintegrare măsurate sunt cu multe ordine de mărime mai mici decât energiile de reacție corespunzătoare, ipoteza staționarității constituie o aproximație foarte bună. Ea permite identificarea stării care dezintegrează α cu o rezonanță îngustă ce conține numai componente emergente.

Hamiltonianul

$$H = -\frac{\hbar^2}{2\mu}\nabla_R^2 + H_D(\xi_D) + V(\xi_D, \mathbf{R}) , \quad (2.7)$$

include termenul cinetic, ce depinde de masa redusă

$$\mu = m_N \frac{4A_D}{4 + A_D} , \quad (2.8)$$

un termen ce descrie dinamica nucleului fiică $H_D(\xi_D)$

$$H_D\Phi_{IM}(\xi_D) = E_I\Phi_{IM}(\xi_D) , \quad (2.9)$$

și interacția particulă α -nucleu fiică, ce se descompune într-o parte cu simetrie sferică și o parte deformată

$$V(\xi_D, \mathbf{R}) = V_0(\xi_D, R) + V_d(\xi_D, \mathbf{R}) . \quad (2.10)$$

Folosind condiția de ortonormalitate a armonicilor unghiulare în superpoziția (2.2), se obține printr-o metodă standard sistemul de ecuații diferențiale cuplate pentru componente radiale [1]

$$\frac{d^2 f_c(R)}{d\rho_c^2} = \sum_{c'} A_{cc'}(R) f_{c'}(R) , \quad (2.11)$$

unde matricea de cuplaj este dată de expresia

$$A_{cc'}(R) = \left[\frac{l(l+1)}{\rho_c^2} + \frac{V_0(\xi_D, R)}{Q_\alpha - E_I} - 1 \right] \delta_{cc'} + \frac{\langle \mathcal{Y}^{(c)} | V_d(\xi_D, \mathbf{R}) | \mathcal{Y}^{(c')} \rangle}{Q_\alpha - E_I} , \quad (2.12)$$

ca funcție de raza redusă a canalului

$$\rho_c = \kappa_c R, \quad \kappa_c = \sqrt{\frac{2\mu(Q_\alpha - E_I)}{\hbar^2}} . \quad (2.13)$$

Trebuie menționat faptul că la distanțe mari, unde câmpul capătă simetrie sferică și devine pur Coulombian, sistemul de ecuații are o formă simplă decuplată

$$\left[-\frac{d^2}{d\rho_c^2} + \frac{l(l+1)}{\rho_c^2} + \frac{\chi_c}{\rho_c} - 1 \right] f_c(\chi_c, \rho_c) = 0 , \quad (2.14)$$

soluțiile sale având expresia asimptotică

$$f_c(\chi_c, \rho_c) \rightarrow N_c H_{l_c}^{(+)}(\chi_c, \rho_c) , \quad (2.15)$$

ca funcție de unda sferică Coulomb-Hankel dependentă de parametrul Coulomb

$$\chi_c = \frac{2Z_D Z_\alpha}{\hbar v_c} \sim \frac{2Z_D Z_\alpha}{\sqrt{Q_\alpha - E_I}} , \quad (2.16)$$

și raza redusă (2.13).

Sistemul de ecuații (2.11) capătă această formă la distanța $R = R_c + 4 fm$, unde $R_c = 1.2(A_D^{1/3} + A_\alpha^{1/3})$, deoarece multipolii de ordin superior ai potențialului, de ordin $\lambda \neq 0$, sunt centrați pe suprafața nucleară $R_0 = 1.2A_D^{1/3} \pm 4 fm$.

Folosind ecuația de continuitate, se obține că lărgimea totală de dezintegrare ca o sumă de lărgimi parțiale [1]

$$\begin{aligned}\Gamma &= \sum_c \Gamma_c = \sum_c \hbar v_c \lim_{R \rightarrow \infty} |f_c(R)|^2 \\ &= \sum_c \hbar v_c |N_c|^2 ,\end{aligned}\tag{2.17}$$

ca funcție de viteza la infinit a centrului de masă pentru fiecare canal c

$$v_c = \frac{\hbar \kappa_c}{\mu} .\tag{2.18}$$

Pornind de la lărgimile parțiale (sau echivalent, de la rapoartele de ramificație observate experimental), se obțin așa numitele intensități de dezintegrare

$$\Upsilon_c = \log_{10} \frac{\Gamma_0}{\Gamma_c} .\tag{2.19}$$

Indicele 0 se referă fie la tranziția pe starea fundamentală a unui nucleu par-par, fie pe tranziția pe un cap de bandă al unui nucleu cu numărul de masă impar, astfel că uneori este mai comod să notăm intensitățile ca Υ_i , cu i marcând numărul stării din banda respectivă.

Fiecare lărgime parțială poate fi rescrisă în formă factorizată la o rază R

$$\Gamma_c = 2\gamma_c^2(R)P_c(R) ,\tag{2.20}$$

în termeni de lărgime redusă și penetrabilitate

$$\begin{aligned}\gamma_c^2(R) &= \frac{\hbar^2}{2\mu R} |f_c(r)|^2 \\ P_c(R) &= \frac{\kappa_c R}{\left| H_l^{(+)}(\kappa_c R, \chi_c) \right|^2} \\ &= \frac{\kappa_c R}{F_l^2(\kappa_c R, \chi_c) + G_l^2(\kappa_c R, \chi_c)} \approx \frac{\kappa_c R}{G_l^2(\kappa_c R, \chi_c)} .\end{aligned}\tag{2.21}$$

Acest produs nu depinde de rază, dar reprezentarea permite estimarea lărgimii de dezintegrare folosind funcția de undă pe suprafața nucleară.

Pentru tranziții din nuclee cu numărul de masă impar, dacă starea nucleonului suplimentar rămâne neschimbată în timpul tranziției, vorbim de o tranziție favorizată. Altfel, ea este numită tranziție defavorizată. În primul caz, funcția de undă a nucleului fiică este dată de o expresie de tip particulă-miez

$$\Phi_{IM_I}(\xi_D, \mathbf{r}) = \sum_I X_I^{(J_D)} [\varphi_{J_D}(\xi_D) \otimes \psi_{j_D}(\mathbf{r})]_{IM_I} ,\tag{2.22}$$

unde $\varphi_{J_D}(\xi_D)$ este funcția de undă a miezului par-par iar $\psi_{j_{Dm_D}}(\mathbf{r})$ este funcția de undă a orbitalului uniparticulă. Coeficienții de mixare sunt găsiți prin diagonalizarea unei interacții de tip cuadrupol-cuadrupol (QQ) dintre miezul par-par și particula suplimentară.

Interacția particulă α -nucleu fiică poate fi descrisă de ecuația (2.10), unde componenta de monopol are o formă de buzunar [2]

$$\begin{aligned} V_0(R) &= v_a \bar{V}_0(R), \quad R > R_m \\ &= a(R - R_{min})^2 - v_0, \quad R \leq R_m, \end{aligned} \quad (2.23)$$

unde \bar{V}_0 este componenta cu $\lambda = 0$ a interacției (2.10) ce conține potențialul nuclear plus Coulombian, estimat folosind procedura de *double folding*.

Parametrii interacției dintre particula α și nucleul fiică, ce definesc \bar{V}_0 , sunt determinați din experimente ce presupun că particula α există cu certitudine, adică $v_a = 1$. Astfel, interacția trebuie tăiată cu un factor $v_a < 1$ ce simulează formarea clusterului pe suprafața nucleară. Valoarea lui v_a este fixată de lărgimea de dezintegrare [3]. Trebuie subliniat că rapoartele de ramificație ale tranzițiilor α către membrii benzii fundamentale au o dependență slabă de acest factor [2]. O altă posibilitate este cea în care lăsăm potențialul de interacție neatenuat și considerăm factorul spectroscopic

$$S = \frac{\Gamma_{exp}}{\Gamma_{th}} = \frac{T_{th}}{T_{exp}}, \quad (2.24)$$

drept măsura probabilității de formare a particulei α , precum în referința [4].

A doua linie a ecuației (2.23) este miezul repulsiv ce simulează principiul lui Pauli, anume faptul că particula α nu poate exista decât pe suprafața nucleară [5]. Acest miez repulsiv fixează energia primei stări rezonante la energia de reacție experimentală Q_α [6, 7, 8, 2]. Se poate arăta că timpul de înjumătățire total și lărgimile parțiale de dezintegrare nu depind de forma acestui potențial repulsiv [2].

În referința [2] este descrisă o procedură care determină raza de potrivire R_m și coordonata R_{min} ce corespunde valorii minime v_0 , folosind egalitatea dintre potențialul atractiv extern și repulsia internă, împreună cu derivatele lor. Astfel, interacția de mai sus este continuă și depinde numai de adâncimea v_0 a potențialului.

Partea deformată a interacției (2.10) este în general dată de dezvoltarea multipolară

$$V_d(\omega, \mathbf{R}) = \sum_{\lambda} v_{\lambda} \frac{\sqrt{4\pi}}{\hat{\lambda}} \left[Y_{\lambda}(\omega) \otimes Y_{\lambda}(\hat{R}) \right]_0, \quad (2.25)$$

unde v_{λ} sunt factorii de formă ai multipolilor, notația $\hat{\lambda}$ aplicată unui moment cinetic are semnificația generală $\hat{\lambda} = \sqrt{2\lambda + 1}$, iar armonicile sferice corespund rotației nucleului fiică de orientare a axei intrinseci ω , respectiv particulei α de direcție \hat{r}_{α} . Într-un model de structură nucleară ce permite o dinamică mai complexă a nucleului fiică, partea deformată a interacției se poate trunchia la componenta QQ

$$V_d(\xi_D, \mathbf{R}) = -C_0(R - R_{min}) \frac{dV_0(R)}{dR} \sqrt{5} [Q_2(\xi_D) \otimes Y_2(\Omega)]_0, \quad (2.26)$$

unde $Q_2(\xi_D)$ este operatorul de cuadrupol al nucleului fiică.

2.2 Metoda inversiunii

Metoda expusă pe larg în referința [1] pornește de la condițiile asimptotice (2.15). Soluțiile fundamentale emergente ale sistemului (2.11) pot fi integrate înapoi prin potențial, pornind de la aceste condiții, prin metoda Runge-Kutta. Ele sunt grupate în matricea de elemente $\mathcal{H}_{cc'}^{(+)}(r)$, astfel încât

$$\begin{bmatrix} \mathcal{H}_{11}^{(+)} & \mathcal{H}_{12}^{(+)} & \dots & \mathcal{H}_{1N}^{(+)} \\ \mathcal{H}_{21}^{(+)} & \mathcal{H}_{22}^{(+)} & \dots & \mathcal{H}_{2N}^{(+)} \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ \mathcal{H}_{1N}^{(+)} & \mathcal{H}_{2N}^{(+)} & \dots & \mathcal{H}_{NN}^{(+)} \end{bmatrix} \xrightarrow{r \rightarrow \infty} \begin{bmatrix} H_{l_1}^{(+)} & 0 & \dots & 0 \\ 0 & H_{l_2}^{(+)} & \dots & 0 \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ 0 & 0 & \dots & H_{l_N}^{(+)} \end{bmatrix}. \quad (2.27)$$

Superpoziția acestor soluții fundamentale furnizează funcțiile de undă externe

$$f_c^{(ext)}(r) = \sum_{c'} \mathcal{H}_{cc'}^{(+)}(r) \sqrt{\frac{\Gamma_{c'}}{\hbar v_{c'}}}, \quad (2.28)$$

unde am folosit rezultatele (2.17) pentru amplitudinile de împrăștiere. Astfel, la raza de contact R_c se obține formula standard pentru lărgimea redusă

$$\gamma_c(R_c) = \sqrt{\frac{\hbar^2}{2\mu R_c}} f_c^{(ext)}(R_c). \quad (2.29)$$

Aceste valori extrag contribuția barierei Coulomb din lărgimea totală de dezintegrare măsurată experimental.

Structura emiterilor α

Modelele standard de rotator rigid și particulă cuplată la rotator sunt binecunoscute și tratate în multe referințe, de exemplu în volumul [13]. În acest capitol este prezentat un model mai general de dinamică nucleară, bazat pe stări coerente.

3.1 Modelul stărilor coerente

Modelul CSM a fost elaborat în referințele [14, 15] în scopul descrierii spectrelor nucleelor vibraționale, tranziționale și rotaționale într-un cadru unificat. În acest model, vibrațiile unei suprafețe nucleare deformate sunt tratate cu ajutorul unei superpoziții coerente de fononi. O introducere în aceste idei poate fi consultată în lucrările [16, 17]. Modelul a trecut printr-o serie de extensii ulterioare [18, 19], necesare pentru a permite descrierea stărilor nucleare de spin jos și înalt, împreună cu grade de libertate de isospin (pentru un sumar al rezultatelor, se poate consulta lucrarea [20]).

Funcția de undă intrinsecă a unui nucleu par-par cu deformare axială este dată de o superpoziție coerentă de operatori bosonici de cuadrupol $b_{2\mu}$, cu $\mu = 0$, ce acționează pe starea de vid

$$|\psi_g\rangle = e^{d(b_{20}^\dagger - b_{20})}|0\rangle, \quad (3.1)$$

specificată de un parametru de deformare proporțional cu deformarea statică cuadrupolară [18]

$$d = \kappa\beta_2. \quad (3.2)$$

Stările fizice care definesc banda fundamentală sunt obținute prin proiectarea momentului cinetic

$$|\varphi_J^{(g)}\rangle = \mathcal{N}_J^{(g)} \hat{P}_{M0}^J |\psi_g\rangle, \quad (3.3)$$

prin intermediul operatorului de proiecție

$$\hat{P}_{MK}^J = \sqrt{\frac{2J+1}{8\pi^2}} \int d\omega D_{MK}^J(\omega) \hat{R}(\omega), \quad (3.4)$$

unde $D_{MK}^J(\omega)$ este o funcție Wigner, iar $\hat{R}(\omega)$ este un operator de rotație parametrizat de unghiurile Euler ω .

Norma funcției de undă este dată de [19]

$$\mathcal{N}_J^{(g)} = \left[(2J+1)I_J^{(0)}(d) \right]^{-1/2} e^{d^2/2}, \quad (3.5)$$

prin intermediul integralei

$$I_J^{(0)}(d) = \int_0^1 P_J(x) e^{d^2 P_2(x)} dx, \quad (3.6)$$

unde $P_J(x)$ sunt polinoame Legendre. Cea mai simplă estimare a spectrului energetic al benzii fundamentale se calculează ca

$$\begin{aligned} E_J(d) &= A_1 \left[\langle \varphi_J^{(g)} | \hat{N} | \varphi_J^{(g)} \rangle - \langle \varphi_0^{(g)} | \hat{N} | \varphi_0^{(g)} \rangle \right] \\ &= A_1 d^2 [\mathcal{I}_J(d) - \mathcal{I}_0(d)], \end{aligned} \quad (3.7)$$

unde \hat{N} este operatorul numărului de bosoni. Aici am definit următoarea funcție dependentă de parametrul de deformare

$$\begin{aligned} \mathcal{I}_J(d) &= \frac{I_J^{(1)}(d)}{I_J^{(0)}(d)} \\ I_J^{(1)}(d) &\equiv \frac{dI_J^{(0)}(x)}{dx}, \quad x = d^2. \end{aligned} \quad (3.8)$$

Pentru valori mici ale lui d , spectrul energetic are un caracter vibrațional $E_J \sim A_1 J$, în timp ce pentru valori mari acesta are o formă rotațională $E_J \sim A_1 J(J+1)$ [14], după cum se poate vedea în Figura 3.1. O descriere cu un singur parametru al Hamiltonialului CSM conduce la o dependență universală de parametrul de deformare pentru rapoartele energiilor

$$\frac{E_{J+2}}{E_J} = \frac{\mathcal{I}_{J+2}(d) - \mathcal{I}_0(d)}{\mathcal{I}_J(d) - \mathcal{I}_0(d)}. \quad (3.9)$$

3.2 Cuplajul unui nucleon la miezul descris de funcția coerentă

Considerăm un miez nuclear par-par descris de superpoziția coerentă (3.1) și aflat în interacție cu un nucleon suplimentar legat la acesta. Pentru un astfel de nucleu, ce are numărul de masă total impar, starea de moment cinetic total I și proiecție M este dată de proiectarea produsului dintre starea coerentă (3.1) și starea uniparticulă ψ_{jm} , unde j este o notație succintă pentru toate numerele cuantice ale stării. Avem astfel

$$\Phi_{IM} = P_{M0}^I [\psi_j \phi_g]. \quad (3.10)$$

Un calcul simplu conduce la rezultatul

$$\Phi_{IM} = \sum_J X_I^{Jj} \left[\varphi_J^{(g)} \otimes \psi_{jm} \right]_{IM}, \quad (3.11)$$

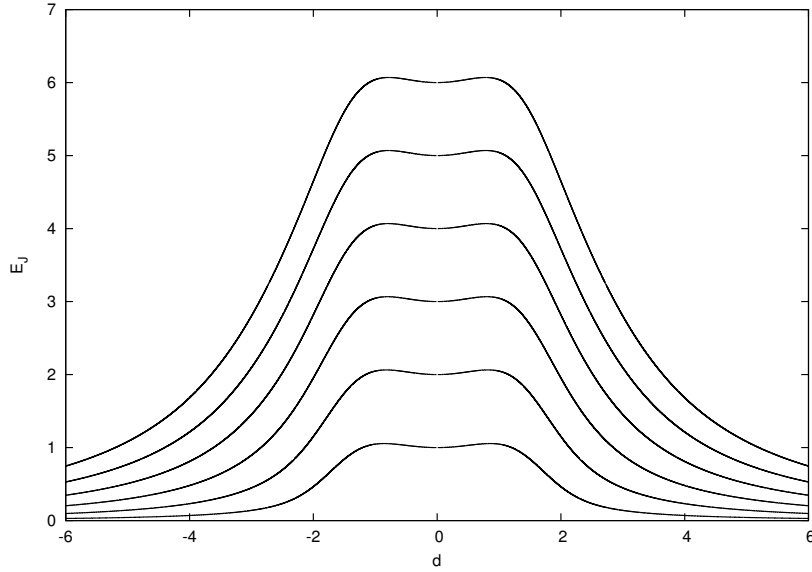


Figura 3.1: *Spectrul energetic al unui nucleu par-par funcție de parametrul de deformare.*

având coeficienții de normare X_I^{Jj} dați de

$$X_I^{Jj} = \frac{\left(\mathcal{N}_J^{(g)}\right)^{-1} \langle jJ; \Omega 0 | I \Omega \rangle}{\sqrt{\sum_{J'} \left(\mathcal{N}_{J'}^{(g)}\right)^{-2} (\langle jJ' \Omega 0 | I \Omega \rangle)^2}}, \quad (3.12)$$

unde produsul bra-ket reprezintă un coeficient Clebsch-Gordan iar Ω este proiecția pe axa z a momentului cinetic uniparticulă j . Mai multe detalii privitoare la această procedură pot fi consultate în referința [22].

Stările construite pe capul de bandă $I = j = \Omega$ care urmăresc secvența $I = \Omega, \Omega + 1, \Omega + 2, \dots$ constituie o bandă rotațională. În modelul Nilsson [24], aceste stări sunt etichetate de setul $\Omega^\pi [N n_z \Lambda]$, unde π este paritatea, N este numărul cuantic principal, n_z este numărul de noduri al funcției radiale pe direcția z , iar Λ este proiecția momentului cinetic orbital uniparticulă. Ultimele trei numere joacă doar rolul de etichetare al stării, numerele cuantice bune fiind numai Ω și π .

Cel mai simplu Hamiltonian care descrie o astfel de structură rotațională este alcătuit din doi termeni [22]

$$H = A_1 b_2^\dagger \cdot b_2 - A_2 r^2 \left(b_2^\dagger + \tilde{b}_2 \right) \cdot Y_2, \quad (3.13)$$

unde punctul reprezintă produsul scalar. A_1 este parametrul de tărie necesar pentru reproducerea datelor experimentale iar A_2 este tăria interacției QQ particulă-miez. În descrierea benzilor rotaționale, singurul parametru relevant este A_1 datorită faptului că termenul particulă-miez este fixat de deformarea nucleară și de proprietățile stării uniparticulă extrase din experiment. În locul rezolvării problemei de valori proprii prin diagonalizare, o abordare mai simplă, ce implică expresia analitică a elementelor de matrice diagonale ale Hamiltonianului (3.13) în baza ecuației (3.11) este suficientă:

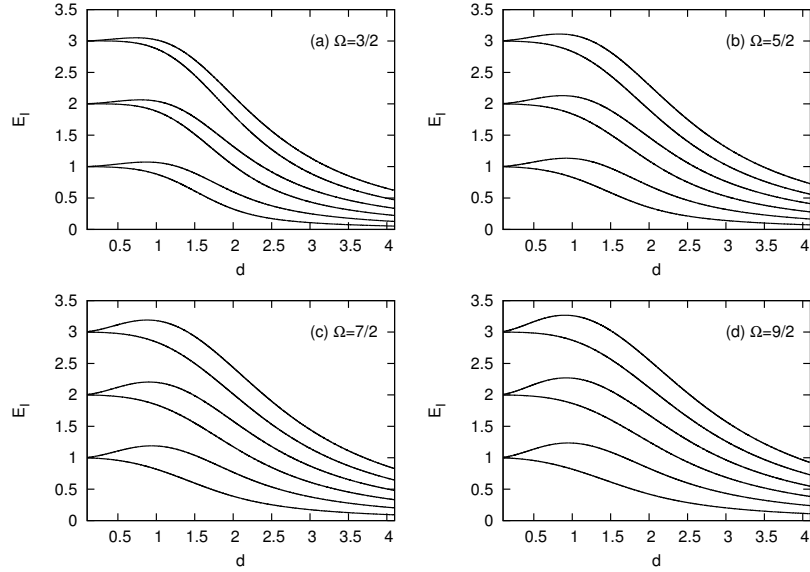


Figura 3.2: *Spectrul energetic al unui nucleu cu numărul de masă impar funcție de parametrul de deformare și de proiecția momentului cinetic al stării uniparticulă.*

$$\begin{aligned} \langle IM|H|IM\rangle &= A_1 d^2 f_{j\Omega I} - d \left(N + \frac{3}{2} \right) \times \\ &\times \langle j2; \Omega 0 | j\Omega \rangle \langle j2; \frac{1}{2} 0 | j \frac{1}{2} \rangle, \end{aligned} \quad (3.14)$$

cu $f_{j\Omega I}$ dată de

$$f_{j\Omega I} = \frac{\sum_J \langle Ij; \Omega - \Omega | J0 \rangle^2 \mathcal{I}_J^{(1)}(d)}{\sum_J \langle Ij; \Omega - \Omega | J0 \rangle^2 \mathcal{I}_J^{(0)}(d)}, \quad (3.15)$$

cu ajutorul funcției

$$\mathcal{I}_J^{(1)}(x) = \frac{d}{dx} \mathcal{I}_J^{(0)}(x). \quad (3.16)$$

Forma unui astfel de spectru depinde atât de parametrul de deformare cât și de valoarea proiecției Ω , după cum se poate vedea în Figura 3.2.

Această procedură este adecvată pentru problema tratată aici, dar dacă este necesară o precizie mai mare în descrierea spectrului energetic nuclear, atunci termeni suplimentari pot fi adăugați Hamiltonianului (3.13), după cum se arată în referința [22]. Trebuie să menționăm că formalismul acesta este potrivit pentru descrierea oricărei benzi rotaționale construite pe o proiecție a momentului cinetic $\Omega \neq \frac{1}{2}$. Cazul special $\Omega = \frac{1}{2}$ este mai comod de tratat în modelul rotațional.

Structura fină a spectrului de emisie α

În acest capitol sunt prezentate aplicații ale teoriei expuse anterior. Metoda canalelor cuplate este folosită pentru calcularea intensităților de dezintegrare în cazul emiterilor par-pari și al emiterilor cu numărul de masă impar, pentru situația particulară a emisieii favorizate. Metoda inversiunii este folosită pentru calculul lărgimilor reduse de dezintegrare atât pentru tranziții favorizate cât și defavorizate, între starea fundamentală a nucleului părinte și banda fundamentală a nucleului fiică.

4.1 Metoda canalelor cuplate pentru emisia α din nuclee par-pare

Datorită faptului că starea fundamentală a nucleului părinte este în acest caz de moment cinetic $I_P = 0$, canalul c este definit de valoarea J comună atât pentru momentul cinetic I al nucleului fiică, dar și pentru momentul cinetic ℓ al particulei α emise

$$c \equiv J. \quad (4.1)$$

Armonica unghiulară cuplată cu miezul (2.4) se particularizează ca

$$\mathcal{Y}_0^{(J)}(b_2^\dagger, \mathbf{R}) = \left[\varphi_J^{(g)}(b_2^\dagger) \otimes Y_J(\hat{R}) \right]_0, \quad (4.2)$$

unde $\varphi_J^{(g)}(b_2^\dagger)$ este funcția coerentă proiectată (3.3) a miezului, iar $Y_J(\hat{R})$ este o armonică sferică obișnuită.

Elementul de matrice al cuplajului particulă-miez prezent în ecuația (2.12) este [14]

$$\begin{aligned} \langle \mathcal{Y}_0^{(J)} | V_2(b_2, \mathbf{R}) | \mathcal{Y}_0^{(J')} \rangle &= -C_0(R - R_{min}) \frac{dV_0(R)}{dR} \frac{1}{\hat{2}\hat{J}\hat{J}'} \quad (4.3) \\ &\times \langle \varphi_J^{(g)} || Q_2 || \varphi_{J'}^{(g)} \rangle \langle Y_J || Y_2 || Y_{J'} \rangle \\ &= -C(R - R_{min}) \frac{dV_0(R)}{dR} \frac{d}{\sqrt{4\pi}} \frac{\hat{J}}{\hat{J}'} \\ &\times \langle J0; 20 | J'0 \rangle^2 \left(\frac{\hat{J}'\mathcal{N}_{J'}^{(g)}}{\hat{J}\mathcal{N}_J^{(g)}} + \frac{\hat{J}\mathcal{N}_J^{(g)}}{\hat{J}'\mathcal{N}_{J'}^{(g)}} \right). \end{aligned}$$

Pe ultima linie am definit tăria efectivă a cuplajului particulă-miez

$$C = C_0 \left(1 - \sqrt{\frac{2}{7}} a_\alpha d \right). \quad (4.4)$$

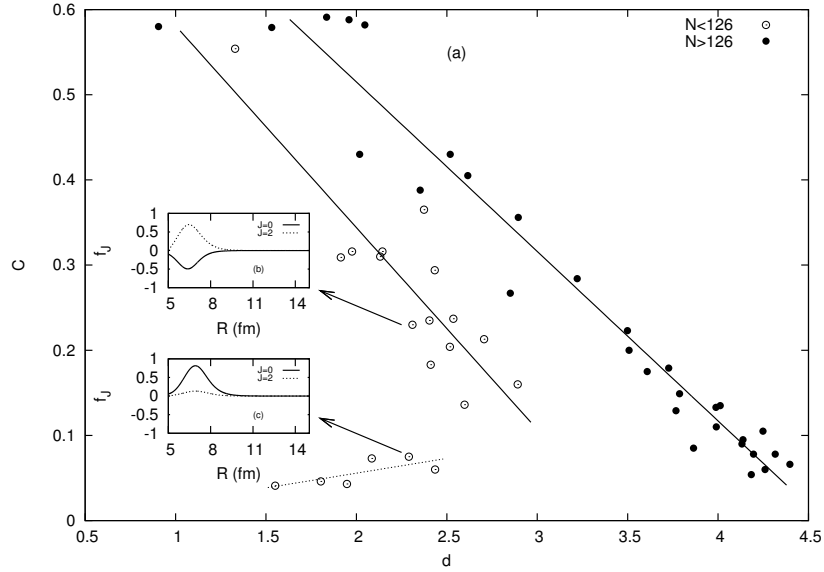


Figura 4.1: *Tăria interacției QQ funcție de parametrul de deformare.*

Parametrii interacției particulă α -nucleu fiind au fost fixați după cum urmează:

- 1) Tăria potențialului de monopol v_a definită de ecuația (2.23) a fost fixată cu ajutorul timpului de înjumătățire α total;
- 2) Tăria repulsivă a definită de ecuația (2.23) are valoarea $a = 50$ MeV, sugerată de referința [3];
- 3) Tăria cuplajului α -fiică definită de ecuația (4.4) a fost obținută din reproducerea valorilor intensității dezintegrării α Υ_1 (2.19).

Cu această parametrizare, s-au putut determina intensitățile Υ_i (2.19) redată în Figura 4.3 cu ajutorul dependenței liniare (4.4) dintre tăria cuplajului α -fiică C și d , arătată în Figura 4.1, panoul (a).

Spectrul de emisie α este o unealtă foarte sensibilă pentru investigarea structurii nucleare. Astfel, maximul intensității Υ_2 pentru stările 4^+ din regiunea Pu, evidențiate în referința [2] a fost recent corelat cu energia de separare a doi neutroni în zona unei subpături corespunzătoare lui $N=142$ [23]. Existența acestui maxim nu poate fi explicată în modelul fenomenologic de canale cuplate.

În Figura 4.1, panoul (a), se poate observa că pentru regiunea $N < 126$, când $C < 0.1$, nucleele urmează regula generală dată de ecuația (4.4), dar cu o pantă mai mică. Diferența aceasta de comportament este explicată în panourile (b) și (c). Panoul (b) prezintă situația obișnuită în care valoarea lui C care reproduce intensitatea experimentală Υ_1 corespunde unor funcții radiale aflate în antifază. Cazurile pentru care o astfel de soluție nu poate fi construită prezintă funcții radiale aflate în fază, după cum este arătat în panoul (c).

O proprietate de clusterizare α evidențiată în mod clar este cea dintre tăria cuplajului QQ α -fiică C și lărgimea redusă γ_0^2 , în Figura 4.2. Datele relevante de structură și emisie sunt sintetizate în Tabelul 1, iar detalii suplimentare se pot consulta în lucrarea [12].

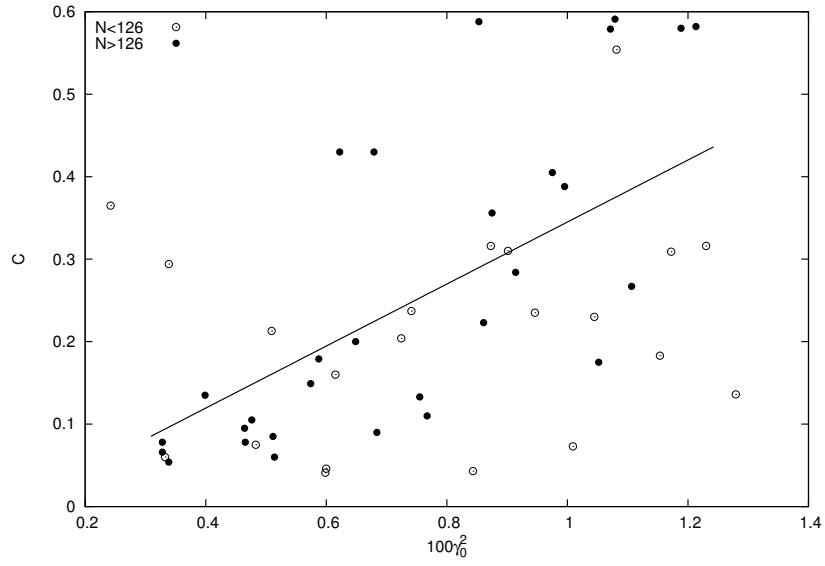


Figura 4.2: Tăria interacției QQ funcție de lărgimea redusă de dezintegrare.

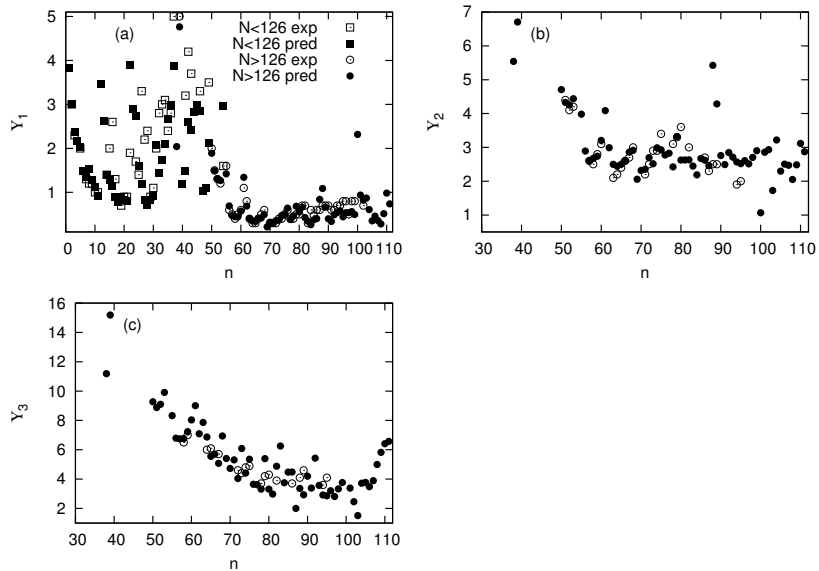


Figura 4.3: Intensitățile tranzițiilor α pe stări J^+ funcție de numărul de ordine.

Tabelul 1. Datele de structură și emisie ale nucleelor par-pare.

n : indicele nucleului, $D(J)$: nucleul fică par-par, d : parametrul de deformare CSM, fitat pentru fiecare caz, A_1 (keV): parametrul Hamiltonianului CSM, fitat pentru fiecare caz, C : tăria cuplajului α -nucleu ce reproduce intensitatea Υ_2^+ , Q_α (MeV) : energia de reacție, $\log_{10}T_\alpha$ (s) : logaritmul timpului de înjumătățire experimental și teoretic, Υ_{J^+} : Intensitatea de dezintegrare pe starea de moment cinetic J , experimentală și teoretică.

n	$D(J)$	d	A_1 (keV)	C	Q_α (MeV)	$\log_{10}T_\alpha^{exp}$ (s)	$\log_{10}T_\alpha^{pred}$ (s)	$\Upsilon_{2^+}^{exp}$	$\Upsilon_{2^+}^{pred}$	$\Upsilon_{4^+}^{exp}$	$\Upsilon_{4^+}^{pred}$	$\Upsilon_{6^+}^{exp}$	$\Upsilon_{6^+}^{pred}$
1	$^{154}_{68}\text{Er}_{86}$	1.311	608.286	0.507	4.172	6.7	7.157	-	3.833	-	-	-	-
2	$^{156}_{70}\text{Yb}_{86}$	1.329	595.022	0.503	4.902	3.1	3.545	3.0	3.009	-	-	-	-
3	$^{158}_{70}\text{Yb}_{88}$	1.976	712.321	0.350	4.417	5.8	6.183	2.3	2.382	-	-	-	-
4	$^{158}_{72}\text{Hf}_{86}$	1.666	665.332	0.423	5.674	0.5	0.816	-	2.171	-	-	-	-
5	$^{160}_{72}\text{Hf}_{88}$	1.914	720.777	0.364	5.279	2.2	2.490	2.0	2.027	-	-	-	-
6	$^{162}_{72}\text{Hf}_{90}$	2.200	781.036	0.297	4.856	4.7	5.116	-	1.482	-	-	-	-
7	$^{164}_{72}\text{Hf}_{92}$	2.404	771.313	0.248	4.506	6.3	6.762	1.3	1.352	-	-	-	-
8	$^{164}_{74}\text{W}_{90}$	2.108	802.813	0.318	5.818	0.7	0.949	1.2	1.541	-	-	-	-
9	$^{166}_{74}\text{W}_{92}$	2.310	808.548	0.271	5.539	1.9	2.132	1.2	1.275	-	-	-	-
10	$^{168}_{74}\text{W}_{94}$	2.411	743.663	0.247	5.227	3.3	3.546	1.0	1.132	-	-	-	-
11	$^{170}_{74}\text{W}_{96}$	2.536	689.780	0.217	4.872	5.3	5.598	1.0	0.922	-	-	-	-
12	$^{164}_{76}\text{Os}_{88}$	0.596	581.877	0.677	6.999	-2.7	-2.702	-	3.471	-	-	-	-
13	$^{166}_{76}\text{Os}_{90}$	1.827	759.231	0.385	6.708	-1.9	-1.750	-	2.626	-	-	-	-
14	$^{168}_{76}\text{Os}_{92}$	2.132	856.069	0.313	6.464	-1.0	-0.774	1.4	1.392	-	-	-	-
15	$^{170}_{76}\text{Os}_{94}$	2.144	757.750	0.310	6.184	0.1	0.267	2.0	1.277	-	-	-	-
16	$^{172}_{76}\text{Os}_{86}$	2.085	572.757	0.324	5.887	1.2	1.375	2.6	1.154	-	-	-	-
17	$^{174}_{76}\text{Os}_{98}$	2.262	492.509	0.282	5.573	2.6	2.800	1.3	0.895	-	-	-	-
18	$^{176}_{76}\text{Os}_{100}$	2.517	577.809	0.221	5.240	4.3	4.481	0.8	0.791	-	-	-	-
19	$^{178}_{76}\text{Os}_{102}$	2.598	629.969	0.202	4.952	5.5	5.803	0.7	0.898	-	-	-	-
20	$^{180}_{76}\text{Os}_{104}$	2.706	713.724	0.177	4.602	8.0	8.335	0.9	0.818	-	-	-	-
21	$^{182}_{76}\text{Os}_{106}$	2.892	820.202	0.133	4.320	9.7	10.164	0.9	0.810	-	-	-	-
22	$^{168}_{78}\text{Pt}_{90}$	-0.549	556.997	0.948	7.525	-3.6	-3.596	1.9	3.890	-	-	-	-
23	$^{170}_{78}\text{Pt}_{92}$	1.773	822.277	0.398	7.233	-2.7	-2.622	-	2.898	-	-	-	-
24	$^{172}_{78}\text{Pt}_{94}$	1.778	753.771	0.397	6.908	-1.6	-1.565	1.7	2.745	-	-	-	-
25	$^{174}_{78}\text{Pt}_{96}$	1.524	508.800	0.457	6.578	-0.6	-0.330	1.4	1.610	-	-	-	-
26	$^{176}_{78}\text{Pt}_{98}$	1.803	408.928	0.391	6.258	0.7	0.919	3.3	1.195	-	-	-	-
27	$^{178}_{78}\text{Pt}_{100}$	2.290	502.074	0.275	5.997	1.9	1.986	2.2	0.816	-	-	-	-
28	$^{180}_{78}\text{Pt}_{102}$	2.435	556.229	0.241	5.662	3.5	3.672	2.4	0.701	-	-	-	-
29	$^{182}_{78}\text{Pt}_{104}$	2.433	567.247	0.241	5.205	5.7	6.002	0.9	0.816	-	-	-	-
30	$^{184}_{78}\text{Pt}_{106}$	2.374	556.438	0.255	4.705	8.9	9.155	1.1	0.913	-	-	-	-
31	$^{176}_{80}\text{Hg}_{96}$	-0.847	607.326	1.019	7.415	-2.4	-2.218	2.0	2.069	-	-	-	-
32	$^{182}_{80}\text{Hg}_{102}$	-0.798	566.771	1.007	6.470	1.1	1.268	2.8	1.439	-	-	-	-
33	$^{184}_{80}\text{Hg}_{104}$	-1.542	582.367	1.183	6.109	2.4	2.276	3.0	1.744	-	-	-	-
34	$^{186}_{80}\text{Hg}_{106}$	-1.578	623.792	1.192	5.698	4.3	4.524	3.1	2.111	-	-	-	-
35	$^{188}_{80}\text{Hg}_{108}$	-1.926	831.157	1.274	5.221	4.6	5.442	2.4	2.668	-	-	-	-
36	$^{190}_{80}\text{Hg}_{110}$	-0.875	570.462	1.025	4.738	10.0	10.493	2.8	2.979	-	-	-	-

n	$D(J)$	d	A_1 (keV)	C	Q_α (MeV)	$\log_{10} T_\alpha^{exp}$ (s)	$\log_{10} T_\alpha^{pred}$ (s)	$\Upsilon_{2^+}^{exp}$	$\Upsilon_{2^+}^{pred}$	$\Upsilon_{4^+}^{exp}$	$\Upsilon_{4^+}^{pred}$	$\Upsilon_{6^+}^{exp}$	$\Upsilon_{6^+}^{pred}$
37	$^{206}_{82}\text{Pb}_{124}$	0.296	549.153	0.748	5.407	7.1	8.524	5.0	3.882	-	-	-	-
38	$^{208}_{82}\text{Pb}_{126}$	0.576	506.032	0.798	8.954	-6.5	-6.628	-	2.042	-	5.542	-	11.190
39	$^{214}_{82}\text{Pb}_{132}$	0.714	482.106	0.771	6.115	2.3	2.651	5.0	4.763	-	6.705	-	15.190
40	$^{192}_{84}\text{Po}_{108}$	-2.086	580.790	1.312	7.617	-2.4	-2.524	-	1.194	-	-	-	-
41	$^{194}_{84}\text{Po}_{110}$	1.948	576.364	0.356	7.349	-1.2	-1.350	3.2	1.477	-	-	-	-
42	$^{196}_{84}\text{Po}_{112}$	1.551	537.982	0.450	7.043	-0.009	0.209	4.2	2.606	-	-	-	-
43	$^{198}_{84}\text{Po}_{114}$	0.373	550.372	0.730	6.774	1.1	1.523	3.7	2.417	-	-	-	-
44	$^{200}_{84}\text{Po}_{116}$	0.459	552.127	0.709	6.545	2.0	2.483	-	2.838	-	-	-	-
45	$^{202}_{84}\text{Po}_{118}$	0.459	552.127	0.709	6.384	2.7	3.228	-	2.997	-	-	-	-
46	$^{208}_{84}\text{Po}_{124}$	0.200	548.082	0.771	6.385	3.2	3.760	3.3	2.843	-	-	-	-
47	$^{198}_{86}\text{Rn}_{112}$	-1.837	579.035	1.253	8.019	-1.8	-1.713	-	1.034	-	-	-	-
48	$^{200}_{86}\text{Rn}_{114}$	-1.641	593.863	1.207	7.636	-1.2	-0.655	-	1.089	-	-	-	-
49	$^{206}_{86}\text{Rn}_{120}$	-0.049	547.653	0.830	7.152	0.6	0.937	3.5	2.128	-	-	-	-
50	$^{216}_{86}\text{Rn}_{130}$	0.906	405.170	0.733	7.592	-1.8	-1.173	2.0	1.889	-	4.707	-	9.274
51	$^{218}_{86}\text{Rn}_{132}$	1.532	385.309	0.608	6.679	1.6	2.333	1.5	1.489	4.4	4.329	-	8.879
52	$^{220}_{86}\text{Rn}_{134}$	1.835	398.646	0.548	5.789	5.5	6.368	1.3	1.310	4.1	4.254	-	9.096
53	$^{222}_{86}\text{Rn}_{136}$	2.047	410.960	0.506	4.871	10.7	11.644	1.2	1.270	4.2	4.437	-	9.909
54	$^{208}_{88}\text{Ra}_{120}$	-0.265	549.718	1.634	7.952	-1.5	-1.423	1.6	2.967	-	-	-	-
55	$^{218}_{88}\text{Ra}_{130}$	1.388	405.293	0.637	8.127	-2.7	-1.962	1.6	1.421	-	3.979	-	8.323
56	$^{220}_{88}\text{Ra}_{132}$	1.959	344.753	0.523	7.298	0.04	0.896	0.6	0.690	-	2.891	-	6.793
57	$^{222}_{88}\text{Ra}_{134}$	2.353	376.272	0.445	6.451	3.3	4.153	0.5	0.472	2.6	2.606	-	6.744
58	$^{224}_{88}\text{Ra}_{136}$	2.616	402.858	0.392	5.520	7.8	8.660	0.4	0.444	2.5	2.677	6.5	6.767
59	$^{226}_{88}\text{Ra}_{138}$	2.851	418.088	0.346	4.770	12.4	13.242	0.5	0.442	2.8	2.737	7.0	7.232
60	$^{228}_{88}\text{Ra}_{140}$	3.327	501.339	0.251	4.083	17.6	18.449	0.6	0.572	3.1	3.205	-	8.033
61	$^{220}_{90}\text{Th}_{130}$	1.502	437.194	0.614	8.620	-3.1	-2.456	1.1	1.342	-	4.087	-	9.008
62	$^{222}_{90}\text{Th}_{132}$	2.018	391.376	0.511	7.715	-0.5	0.321	0.8	0.689	-	2.989	-	7.093
63	$^{224}_{90}\text{Th}_{134}$	2.519	416.728	0.412	6.804	2.8	3.571	0.4	0.404	2.1	2.498	-	7.858
64	$^{226}_{90}\text{Th}_{136}$	2.895	464.030	0.337	5.993	6.3	7.076	0.3	0.349	2.2	2.442	6.0	6.868
65	$^{228}_{90}\text{Th}_{138}$	3.221	492.731	0.272	5.414	9.3	10.093	0.3	0.340	2.4	2.500	6.1	5.556
66	$^{230}_{90}\text{Th}_{140}$	3.499	555.671	0.217	4.860	12.9	13.581	0.4	0.415	2.6	2.603	-	5.706
67	$^{232}_{90}\text{Th}_{142}$	3.608	555.049	0.195	4.573	14.9	15.540	0.5	0.418	2.7	2.858	5.7	5.076
68	$^{234}_{90}\text{Th}_{144}$	3.767	615.270	0.163	4.270	17.2	17.801	0.6	0.495	3.0	2.912	-	6.938
69	$^{226}_{92}\text{U}_{134}$	3.205	480.365	0.275	7.175	2.0	2.534	-	0.216	-	2.058	-	5.403
70	$^{228}_{92}\text{U}_{136}$	3.495	533.395	0.217	6.716	3.9	4.528	0.3	0.320	-	2.317	-	4.723
71	$^{230}_{92}\text{U}_{138}$	3.508	543.762	0.215	6.310	5.7	6.321	0.3	0.301	2.2	2.351	-	5.311
72	$^{232}_{92}\text{U}_{140}$	3.727	576.660	0.171	5.867	7.0	8.512	0.3	0.354	2.5	2.696	4.6	4.041
73	$^{234}_{92}\text{U}_{142}$	3.787	547.554	0.159	5.593	9.5	9.991	0.4	0.368	2.9	2.515	4.4	6.092
74	$^{236}_{92}\text{U}_{144}$	3.988	640.669	0.119	5.256	11.3	11.864	0.4	0.472	2.9	2.985	4.8	4.410
75	$^{238}_{92}\text{U}_{146}$	3.990	636.205	0.119	4.984	13.1	13.622	0.5	0.490	3.4	2.930	4.9	5.355
76	$^{240}_{92}\text{U}_{148}$	4.132	698.539	0.091	4.665	15.4	15.912	0.6	0.640	-	2.776	-	3.648
77	$^{234}_{94}\text{Pu}_{140}$	3.878	620.106	0.141	6.620	5.3	5.810	0.4	0.381	-	2.827	-	3.618
78	$^{236}_{94}\text{Pu}_{142}$	4.012	640.608	0.115	6.398	6.4	6.813	0.4	0.465	3.1	2.424	3.7	3.319
79	$^{238}_{94}\text{Pu}_{144}$	4.248	718.871	0.068	6.216	7.2	7.520	0.5	0.682	3.3	3.319	4.2	5.394
80	$^{240}_{94}\text{Pu}_{146}$	4.138	659.043	0.090	5.902	8.8	9.178	0.5	0.554	3.6	2.623	4.3	3.315

n	$D(J)$	d	A_1 (keV)	C	Q_α (MeV)	$\log_{10} T_\alpha^{exp}$ (s)	$\log_{10} T_\alpha^{pred}$ (s)	$\Upsilon_{2^+}^{exp}$	$\Upsilon_{2^+}^{pred}$	$\Upsilon_{4^+}^{exp}$	$\Upsilon_{4^+}^{pred}$	$\Upsilon_{6^+}^{exp}$	$\Upsilon_{6^+}^{pred}$
81	$^{242}_{94}\text{Pu}_{148}$	4.196	706.800	0.078	5.475	11.2	11.602	0.7	0.661	-	2.629	-	2.976
82	$^{244}_{94}\text{Pu}_{150}$	3.864	614.529	0.144	5.162	13.1	13.634	0.7	0.425	3.0	2.631	3.9	4.875
83	$^{236}_{96}\text{Cm}_{140}$	3.862	616.268	0.144	7.719	1.8	2.257	0.3	0.345	-	2.446	-	6.253
84	$^{238}_{96}\text{Cm}_{142}$	3.862	616.268	0.144	7.516	1.9	2.705	0.6	0.265	-	2.188	-	3.749
85	$^{240}_{96}\text{Cm}_{144}$	4.000	651.917	0.117	7.329	3.2	3.608	0.5	0.375	-	2.672	-	4.471
86	$^{242}_{96}\text{Cm}_{146}$	4.000	651.917	0.117	6.862	5.1	5.510	0.6	0.401	2.7	2.620	3.7	4.483
87	$^{244}_{96}\text{Cm}_{148}$	4.316	726.110	0.054	6.361	7.5	7.787	0.6	0.841	2.3	2.458	-	1.998
88	$^{246}_{96}\text{Cm}_{150}$	4.397	752.888	0.047	6.128	8.6	8.905	0.7	1.087	2.5	5.424	4.1	3.361
89	$^{248}_{96}\text{Cm}_{152}$	4.260	710.991	0.038	6.217	7.9	8.279	0.7	0.662	2.5	4.283	4.6	2.931
90	$^{250}_{96}\text{Cm}_{154}$	4.015	656.032	0.114	5.926	9.2	9.705	0.7	0.399	-	2.758	-	4.202
91	$^{242}_{98}\text{Cf}_{144}$	4.000	651.917	0.117	8.374	0.1	0.385	0.6	0.340	-	2.490	-	3.385
92	$^{244}_{98}\text{Cf}_{146}$	4.153	694.452	0.087	8.002	1.6	1.848	0.6	0.492	-	2.846	-	5.431
93	$^{246}_{98}\text{Cf}_{148}$	4.153	694.452	0.087	7.556	3.3	3.600	0.7	0.542	-	2.710	-	3.571
94	$^{248}_{98}\text{Cf}_{150}$	4.168	698.875	0.084	7.153	5.0	5.306	0.7	0.580	1.9	2.571	3.6	2.913
95	$^{250}_{98}\text{Cf}_{152}$	4.184	678.191	0.080	7.307	4.1	4.354	0.8	0.443	2.0	2.519	4.1	2.857
96	$^{252}_{98}\text{Cf}_{154}$	4.183	703.329	0.081	7.027	5.1	5.395	0.8	0.535	-	2.609	-	3.202
97	$^{248}_{100}\text{Fm}_{148}$	4.168	698.875	0.084	8.549	0.6	0.881	0.5	0.538	-	2.511	-	2.813
98	$^{250}_{100}\text{Fm}_{150}$	4.168	698.875	0.084	8.226	1.8	2.046	0.8	0.563	-	2.702	-	3.331
99	$^{252}_{100}\text{Fm}_{152}$	4.321	744.797	0.053	8.581	0.5	0.653	0.8	0.496	-	2.902	-	3.767
100	$^{252}_{102}\text{No}_{150}$	4.537	874.740	0.010	8.930	0.3	-0.981	-	2.317	-	1.068	-	-
101	$^{254}_{102}\text{No}_{152}$	5.051	1042.172	-0.092	9.250	-1.0	-0.946	-	0.938	-	2.857	-	3.389
102	$^{256}_{104}\text{Rf}_{152}$	4.351	754.351	0.047	9.923	-2.1	-2.052	0.7	0.823	-	2.933	-	2.456
103	$^{262}_{104}\text{Rf}_{158}$	4.076	672.800	0.102	8.762	2.1	2.423	-	0.869	-	1.725	-	1.515
104	$^{260}_{106}\text{Sg}_{154}$	4.229	716.874	0.071	10.591	-2.8	-2.733	-	0.607	-	3.218	-	3.716
105	$^{262}_{106}\text{Sg}_{156}$	4.076	672.800	0.102	10.335	-2.7	-2.501	-	0.351	-	2.295	-	3.776
106	$^{266}_{106}\text{Sg}_{160}$	4.092	677.069	0.099	9.300	0.6	0.820	-	0.460	-	2.505	-	3.480
107	$^{266}_{108}\text{Hs}_{158}$	4.092	677.069	0.099	11.200	-4.0	-3.929	-	0.357	-	2.471	-	3.888
108	$^{280}_{110}\text{Ds}_{170}$	2.227	383.511	0.470	9.349	1.0	2.043	-	0.281	-	2.050	-	4.994
109	$^{284}_{112}\text{Cn}_{172}$	1.936	379.034	0.528	10.090	-0.1	0.877	-	0.514	-	2.486	-	5.821
110	$^{288}_{114}\text{Fl}_{174}$	1.386	401.032	0.637	10.800	-1.8	-0.767	-	0.982	-	3.117	-	6.410
111	$^{290}_{116}\text{Lv}_{174}$	1.677	384.449	0.579	11.810	-2.8	-1.924	-	0.739	-	2.872	-	6.568

4.2 Metoda canalelor cuplate pentru emisia α favorizată din nuclee cu numărul de masă impar

Canalul de emisie este definit de perechea de momente cinetice I pentru nucleul fiică, respectiv ℓ pentru particula α , ce sunt cuplate la momentul cinetic I_P al nucleului părinte

$$c \equiv (I, \ell). \quad (4.5)$$

Armonica unghiulară cuplată cu miezul (2.4) are structura unui sistem de trei corpuri

$$\mathcal{Y}_{I_P M_P}^{(c)}(b_2^\dagger, \omega) = \left[\sum_J X_I^{Jj} \left[\varphi_J^{(g)}(b_2^\dagger) \otimes \psi_{jm} \right]_{IM} \otimes Y_\ell(\omega) \right]_{I_P M_P}. \quad (4.6)$$

În această expresie, nucleonul suplimentar de moment cinetic j cuplează cu toate momentele cinetice J posibile pentru miezul par-par la momentul cinetic I al nucleului fiică, ce mai departe este cuplat cu ℓ la I_P . Termenul de cuplaj al matricei (2.12) se găsește prin utilizarea tehnicilor standard ale algebrei momentului cinetic:

$$\begin{aligned} & \langle \mathcal{Y}_{I_P M_P}^{(c_1)} | V_2(b_2^\dagger, \mathbf{R}) | \mathcal{Y}_{I_P M_P}^{(c_2)} \rangle = \\ & \sum_{J_1 J_2} X_{I_1}^{J_1 j} X_{I_2}^{J_2 j} \langle \varphi_{J_1}^{(g)} || Q_2^c || \varphi_{J_2}^{(g)} \rangle \langle l_1 || Y_2 || l_2 \rangle \hat{I}_P^2 \hat{I}_1 \hat{I}_2 \hat{j} \\ & \times (-)^{I_2 - I_P + l_2} \mathcal{W}(I_1 l_1 I_2 l_2; I_P 2) \begin{Bmatrix} J_1 & I_1 & j \\ J_2 & I_2 & j \\ 2 & 2 & 0 \end{Bmatrix}. \end{aligned} \quad (4.7)$$

Pentru elementul de matrice redus dintre stările miezului, rezultă o dependență liniară a constantei de cuplaj C de parametrul de deformare d tot de forma celei din ecuația (4.4).

În acest caz, se poate observa că fiecare intensitate Υ_i investigată este dată de suma

$$\Upsilon_i = \sum_l \Upsilon_{Il}, \quad (4.8)$$

unde I este fixat de momentul cinetic al nucleului fiică iar valorile lui l urmează din regula triunghiului pentru cuplajul la momentul cinetic total I_P .

Când sunt reprezentate ca funcție de parametrul de deformare, valorile lui C urmează predicția ecuației (4.4), prezentând un trend liniar față de d , după cum se vede în figura 4.4.

Tăria acestui cuplaj poate fi interpretată ca o măsură a clusterizării α . Pentru a vedea asta, folosim lărgimea redusă $\gamma_{\Omega_0}^2$, introdusă în ecuația (2.20). Se dovedește că C prezintă o corelație liniară cu $\gamma_{\Omega_0}^2$ ce are o pantă pozitivă, după cum se observă în figura 4.5.

În figura 4.6 sunt prezentate în panouri separate valorile intensităților Υ_i , $i = 1, 2, 3$ obținute prin metoda expusă mai sus, funcție de un număr de ordine n . Cu cercuri deschise sunt prezentate datele experimentale, iar cu cercuri închise sunt prezentate datele obținute prin metoda canalelor cuplate pentru sistemul de număr de masă impar. Triunghiurile întunecate reprezintă cel mai rudimentar calcul de penetrare

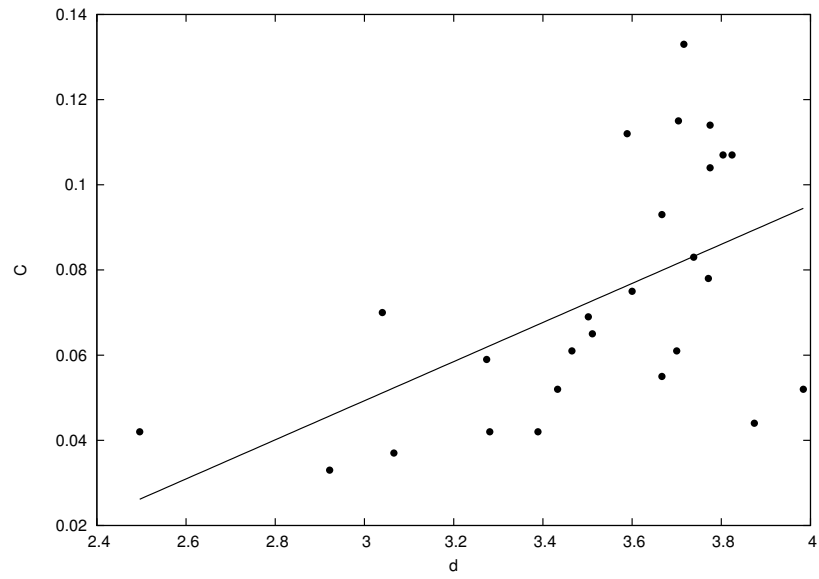


Figura 4.4: *Tăria efectivă a cuplajului α -nucleu fică funcție de parametrul de deformare CSM.*

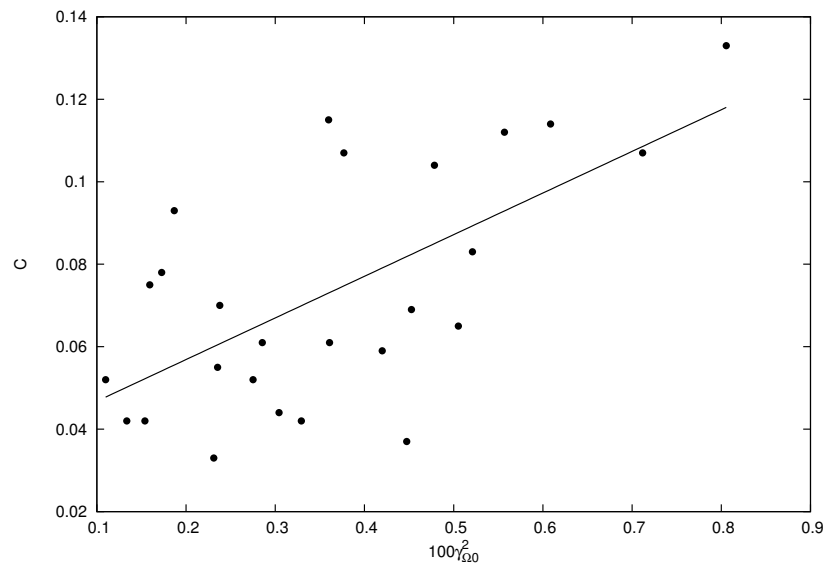


Figura 4.5: *Tăria efectivă a cuplajului α -nucleu fică funcție de lărgimea redusă pentru tranzițiile α pe capul de bandă.*

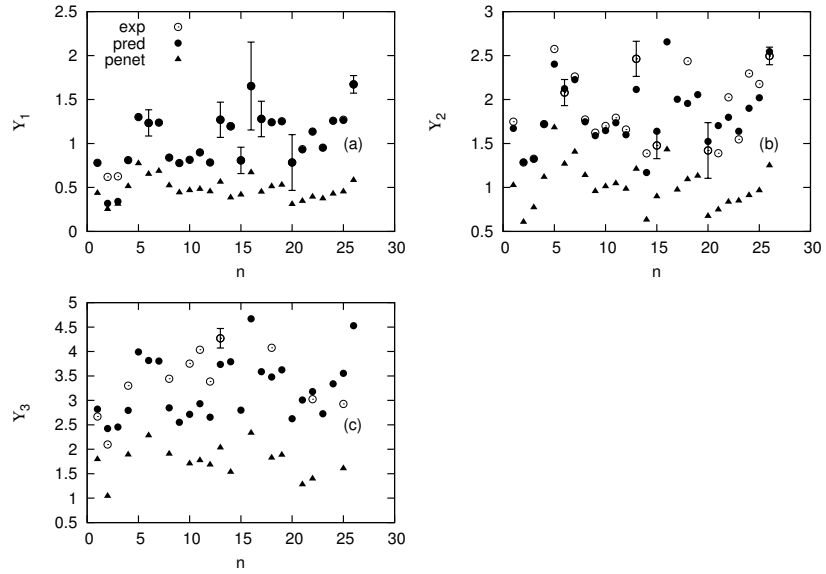


Figura 4.6: Intensitățile corespunzătoare tranzițiilor α favorizate către primele trei stări excitate în benzi rotaționale funcție de numărul de ordine. Cercurile deschise prezintă datele experimentale, cercurile închise arată rezultatele prezise de metoda canalelor cuplate cu o particulă cuplată la un miez CSM, iar triunghiurile negre arată estimările calculului de penetrare a barierei.

prin barieră, unde intensitățile sunt date de raportul penetrabilităților calculate la aceleași valori ale lui ℓ precum în cazul canalelor cuplate. Datele relevante de structură și emisie sunt prezentate în Tabelul 2, iar detalii suplimentare pot fi consultate în lucrarea [25].

Tabelul 2. Tranziții α -favorizate în nuclee cu numărul de masă impar
deformarea, tăria Hamiltonianului și a interacției QQ, energia de reacție, logaritmul
timpului total de înjumătățire, intensități.

n	$D(I)$	d	A_1 (keV)	C	$Q_{g.s. \rightarrow \Omega}$ (MeV)	$\log_{10} T_{\alpha}^{exp}$ (s)	$\log_{10} T_{\alpha}^{pred}$ (s)	Υ_1^{exp}	Υ_1^{pred}	Υ_2^{exp}	Υ_2^{pred}	Υ_3^{exp}	Υ_3^{pred}
1	$^{225}_{88}\text{Ra}_{137}$	3.804	475.876	0.107	4.931	11.4	10.477	0.8	0.779	1.8	1.672	2.7	2.820
2	$^{223}_{89}\text{Ac}_{134}$	2.496	181.721	0.073	6.580	3.4	1.819	0.6	0.319	1.3	1.287	2.1	2.424
3	$^{225}_{89}\text{Ac}_{136}$	3.066	305.552	0.085	5.679	7.4	6.168	0.6	0.342	1.3	1.324	-	2.455
4	$^{229}_{90}\text{Th}_{139}$	3.716	458.930	0.133	4.909	12.7	11.677	0.8	0.809	1.7	1.720	3.3	2.795
5	$^{231}_{90}\text{Th}_{141}$	3.589	490.657	0.112	4.290	16.3	16.291	1.3	1.301	2.6	2.402	-	3.990
6	$^{231}_{91}\text{Pa}_{140}$	3.984	702.273	0.052	5.011	12.1	11.392	1.2	1.231	2.1	2.124	-	3.815
7	$^{233}_{91}\text{Pa}_{142}$	3.700	587.036	0.061	4.720	13.8	13.394	1.2	1.238	2.3	2.226	-	3.804
8	$^{237}_{92}\text{U}_{145}$	3.775	489.617	0.114	4.980	13.3	12.095	0.8	0.841	1.8	1.747	3.4	2.847
9	$^{235}_{93}\text{Np}_{142}$	3.824	463.486	0.107	5.874	8.6	7.206	0.8	0.777	1.6	1.589	-	2.552
10	$^{237}_{93}\text{Np}_{144}$	3.817	496.159	0.104	5.578	10.1	8.831	0.8	0.814	1.7	1.647	3.8	2.714
11	$^{239}_{93}\text{Np}_{146}$	3.738	472.328	0.083	5.364	11.4	10.046	0.9	0.898	1.8	1.736	4.0	2.932
12	$^{239}_{94}\text{Pu}_{145}$	3.704	478.740	0.115	5.883	9.0	7.583	0.8	0.783	1.7	1.599	3.4	2.656
13	$^{241}_{94}\text{Pu}_{147}$	3.502	434.114	0.069	5.447	11.4	9.997	1.3	1.267	2.5	2.114	4.3	3.736
14	$^{241}_{95}\text{Am}_{146}$	3.449	432.807	0.033	5.983	8.6	7.337	1.2	1.201	1.4	1.170	-	3.789
15	$^{243}_{95}\text{Am}_{148}$	3.465	409.433	0.061	5.623	10.6	9.447	0.8	0.811	1.5	1.639	-	2.799
16	$^{245}_{95}\text{Am}_{150}$	3.389	467.904	0.042	5.198	12.2	11.997	1.7	1.655	-	2.656	-	4.669
17	$^{243}_{96}\text{Cm}_{147}$	3.040	281.795	0.070	6.400	7.5	5.699	1.3	1.283	-	2.003	-	3.587
18	$^{245}_{96}\text{Cm}_{149}$	3.667	395.789	0.093	5.908	10.0	8.278	1.2	1.241	2.4	1.956	4.1	3.477
19	$^{249}_{96}\text{Cm}_{153}$	3.511	460.624	0.065	6.077	8.7	7.274	1.3	1.250	-	2.055	-	3.625
20	$^{241}_{97}\text{Bk}_{144}$	3.433	380.147	0.052	7.858	2.2	0.125	0.8	0.786	1.4	1.524	-	2.624
21	$^{247}_{97}\text{Bk}_{150}$	3.281	332.176	0.042	6.597	7.1	5.161	0.9	0.930	1.4	1.703	-	3.008
22	$^{249}_{97}\text{Bk}_{152}$	3.667	358.729	0.055	6.739	6.3	4.486	1.1	1.136	2.0	1.978	3.0	3.179
23	$^{251}_{97}\text{Bk}_{154}$	3.771	312.780	0.078	6.401	7.9	6.095	1.0	0.952	1.5	1.639	-	2.727
24	$^{247}_{98}\text{Cf}_{149}$	3.600	328.578	0.075	6.945	6.0	4.061	1.3	1.259	2.3	1.900	-	3.339
25	$^{251}_{98}\text{Cf}_{153}$	3.874	565.534	0.044	7.133	4.9	3.161	1.3	1.265	2.2	2.020	3.0	3.553
26	$^{253}_{98}\text{Cf}_{155}$	3.274	447.757	0.059	6.622	6.9	5.382	1.7	1.674	2.5	2.554	-	4.528

4.3 Metoda inversiunii pentru emisia α în banda fundamentală a nucleelor par-pare și cu numărul de masă impar

În această analiză, canalul general de emisie este dat tot de perechea de numere cuantice

$$c \equiv (I, \ell), \quad (4.9)$$

precum în secțiunea anterioară, și se reduce la forma $c \equiv J$ pentru emiterii par-pari. Partea unghiulară a funcției de undă este cea de rotator de moment cinetic semi-întreg

$$\mathcal{Y}_{I_P M_P}^{(c)}(\omega, \hat{R}) = \left[(\mathcal{D}_{K}^I(\omega) \psi_K) \otimes Y_\ell(\hat{R}) \right]_{I_P M_P}, \quad (4.10)$$

pentru un sistem de număr de masă impar, și se reduce la cea de moment cinetic întreg pentru cazul par-par

$$\mathcal{Y}_0^{(J)}(\omega, \hat{R}) = \left[\mathcal{D}_{0}^J(\omega) \otimes Y_J(\hat{R}) \right]_0. \quad (4.11)$$

Elementele de matrice ale interacției (2.25) în aceste baze sunt

$$\begin{aligned} \langle \mathcal{Y}_{I_P M_P}^{(c_1)} | V_d(\omega, \hat{R}) | \mathcal{Y}_{I_P M_P}^{(c_2)} \rangle &= \sum_{\lambda} \frac{v_{\lambda}}{\sqrt{4\pi}} \hat{I}_P^2 \hat{I}_2 \hat{\ell}_2 \mathcal{W}(I_1 \ell_1 I_2 \ell_2; I_P \lambda) \times \\ &\times C_{K_0 K}^{I_2 \lambda I_1} C_{0 0 0}^{\ell_2 \lambda \ell_1} (-)^{I_P - I_1 + \lambda - \ell_2}, \end{aligned} \quad (4.12)$$

pentru numărul de masă impar, respectiv

$$\langle \mathcal{Y}_0^{(J_1)} | V_d(\omega, \hat{R}) | \mathcal{Y}_0^{(J_2)} \rangle = \sum_{\lambda} \frac{v_{\lambda}}{\sqrt{4\pi}} \frac{\hat{J}_2}{\hat{J}_1} \left(C_{0 0 0}^{J_2 \lambda J_1} \right)^2, \quad (4.13)$$

pentru cazul par-par.

Elementele diagonale ale matricei $\mathcal{H}^{(+)}(r)$, conform discuției din secțiunea (2.2), sunt prezentate în Figura (4.7) pentru emiteri α din lanțul Thoriului. În Figura (4.8) sunt reprezentate lărgimile reduse calculate la raza de contact pentru emiteri din regiunea actinidelor. Caracterul favorizat al tranziției α , specific în cazurile studiate emiterilor par-pari, este separat de cel defavorizat pentru tranzițiile pe stări foarte joase, de regulă starea fundamentală și prima stare excitată. Pe stările de energie mai înaltă, se pierde discrepanța dintre ordinul de lărgime al lărgimii reduse specifice tranziției favorizate, respectiv defavorizate.

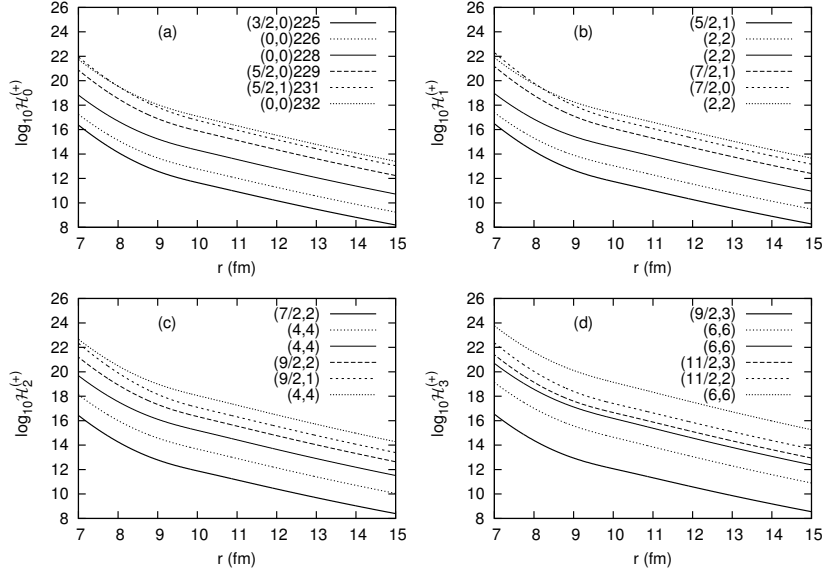


Figura 4.7: Elementele diagonale ale matricei $\mathcal{H}^{(+)}(r)$ pentru emiteri α din lanțul Thoriului. Indexarea este făcută în convenția indicării numărului din banda rotațională în care are loc tranziția respectivă, iar legenda este în formatul $(I, \ell)A$, anume canalul și numărul de masă.

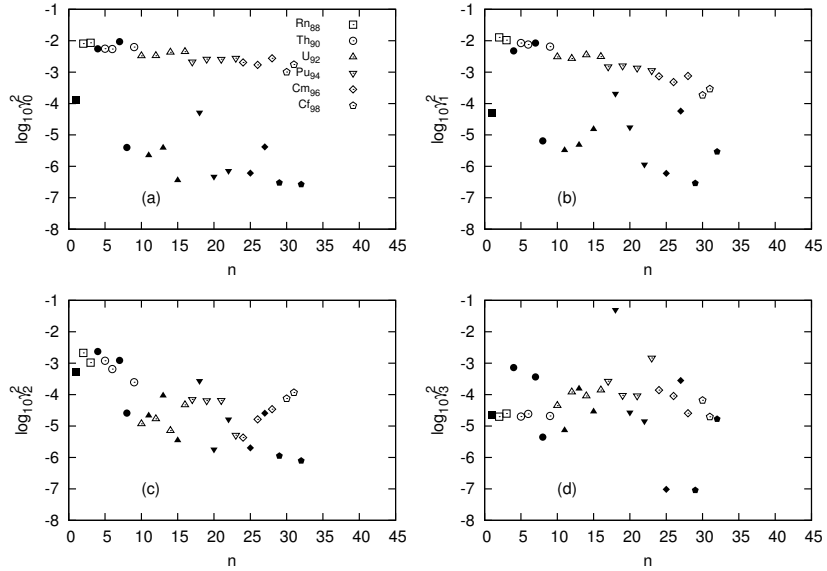


Figura 4.8: Lărgimile reduse calculate la raza de contact pentru emiteri din regiunea actinidelor. Emiterii par-pari sunt reprezentați prin simboluri albe, iar cei cu numărul de masă impar prin simboluri negre.

Concluzii

În capitolul 2 am expus metoda canalelor cuplate și metoda inversiunii pentru studiul spectrului de emisie α .

Capitolul 3 a fost dedicat descrierii structurii emiterilor α par-pari și cu numărul de masă impar. În cazul par-par, am descris într-o manieră unificată nuclee vibraționale, tranziționale și bine deformate folosind formalismul CSM cu un parametru de deformare d . Pentru nucleele cu numărul de masă impar, structura benzilor rotaționale în care au loc tranziții α favorizate a fost modelată cuplând un nucleon la un miez par-par descris de CSM.

Structura fină a spectrului de emisie α a fost tratată în capitolul 4. În cadrul metodei canalelor cuplate, au fost folosite aceleași valori ale parametrilor de structură obținute anterior. Pentru interacția particulă α -nucleu fiică, partea atractivă de monopol a fost tratată folosind procedura de *double folding* cu o interacție microscopică M3Y, în timp ce o expresie QQ a fost folosită pentru interacția α -miez. Principiul lui Pauli a fost simulat cu un miez repulsiv al interacției ce depinde de un parametru fixat la o valoare universală. Prima stare rezonantă în potențialul astfel obținut a fost identificată ca o stare ce dezintegrează prin emisie α . Valoarea ei proprie a fost potrivită la energia de reacție experimentală prin ajustarea adâncimii potențialului de monopol.

Intensitatea tranzițiilor α pe stări 2^+ a fost reprodusă folosind tăria C a interacției QQ, care depinde liniar de parametrul de deformare, după cum este prezis de CSM. Folosind aceste valori am putut reproduce intensitățile experimentale pentru tranzițiile în stări 4^+ și 6^+ cu o acuratețe rezonabilă și am făcut predicții pentru alți emiteri α . În cazul emiterilor cu numărul de masă impar, am analizat datele experimentale privitoare la tranzițiile α favorizate pe stări rotaționale de proiecție a momentului cinetic $\Omega \neq \frac{1}{2}$. Structura fină a spectrului de emisie α a fost studiată prin aceeași metodologie, anume cu ajutorul unei interacții QQ ajustată de un parametru de cuplaj corelat liniar atât cu deformarea nucleară cât și cu lărgimea redusă a tranziției g.s. $\rightarrow \Omega$. Valorile stabilite pentru intensități au fost într-un acord bun cu datele experimentale, de regulă până la un factor mai mic decât 3.

Folosind metoda inversiunii, am calculat lărgimile reduse de dezintegrare atât pentru tranziții favorizate cât și defavorizate, și am arătat că discrepanțele dintre cele două se estompează odată cu creșterea energiei de excitație.

Bibliografie

- [1] D.S. Delion, *Theory of particle and cluster emission* (Springer-Verlag, Berlin, 2010).
- [2] D.S. Delion, S. Peltonen, și J. Suhonen, Phys. Rev. C **73**, 014315 (2006).
- [3] S. Peltonen, D.S. Delion, și J. Suhonen, Phys. Rev. C **78**, 034608 (2008).
- [4] D. S. Delion, A. Dumitrescu, Phys. Rev. C **92**, 021303(R) (2015).
- [5] D.S. Delion, Phys. Rev. C **80**, 024310 (2009).
- [6] D.S. Delion și A. Săndulescu, J. Physics G **28**, 617 (2002).
- [7] D.S. Delion, A. Săndulescu, S Mișicu, F. Cârstoiu și W. Greiner, Phys. Rev. C **64**, 041303(R) (2001).
- [8] D.S. Delion, A. Săndulescu și W. Greiner, Phys. Rev. C **68**, 041303(R) (2003).
- [9] *Evaluated Nuclear Structure Data Files* at Brookhaven National Laboratory, www.nndc.bnl.gov/ensdf/.
- [10] Peter Möller *et al.*, Phys. Rev. Lett. **108**, 052501 (2012).
- [11] M. Wang *et al.*, Chinese Physics C, 1603 (2012).
- [12] D.S. Delion și A. Dumitrescu, At. Data Nucl. Data Tables **101**, 1 (2015).
- [13] J.M. Eisenberg și W. Greiner, *Nuclear Theory*, Vol. 1, North Holland\American Elsevier, 1975.
- [14] A.A. Răduță și R.M. Dreizler, Nucl. Phys. A **258**, 109 (1976).
- [15] A.A. Răduță, V. Ceașescu și R.M. Dreizler, Nucl. Phys. A **272**, 11 (1976).
- [16] P.O. Lipas și J. Savolainen, Nucl. Phys. A **130**, 77 (1969).
- [17] P.O. Lipas, P. Haapakoski și T. Honkaranta, Phys. Scripta **13**, 339 (1976).
- [18] A.A. Răduță, V. Ceașescu, A. Gheorghe și R.M. Dreizler, Phys. Lett. B **99**, 444 (1981).
- [19] A.A. Răduță, V. Ceașescu, A. Gheorghe și R.M. Dreizler, Nucl. Phys. A **381**, 253 (1982).
- [20] A.A. Răduță, R. Budaca și Amand Faessler, Ann. Phys. (NY) **327**, 671 (2012).

- [21] P. Möller și J.R. Nix, Nucl. Phys. A **272**, 502 (1995).
- [22] A. A. Răduță, D. S. Delion și N. Lo Iudice, Nucl. Phys. **A551** (1993).
- [23] D. Bucurescu, N.V. Zamfir, Phys. Rev. C **87**, 054324 (2013).
- [24] S.G. Nilsson, Selskab Mat. Fys. Medd. 29 (16) (1955).
- [25] A. Dumitrescu, D.S. Delion, Phys. Rev. C **93**, 024313 (2016).

Lista prezentărilor susținute la conferinție internațională

1. *A. Dumitrescu, D.S. Delion, Recent theoretical advances regarding α -spectroscopy, FAIR next generation scientists, 5th edition workshop, 28.05–03.06 2017, Sitges, Spania.*
2. *A. Dumitrescu, D.S. Delion, Recent theoretical advances regarding α -spectroscopy, Probing fundamental interactions by low energy excitations, Advances in theoretical nuclear physics, 05.06–09.06 2017, Stockholm, Suedia.*
3. *A. Dumitrescu, D.S. Delion, Recent theoretical advances regarding α -spectroscopy, Advanced many-body and statistical methods in mesoscopic systems III, 04.09–08.09 2017, Bușteni, România.*

Lista lucrărilor în curs de publicare

1. A. Dumitrescu, D.S. Delion, *Recent theoretical advances regarding α -spectroscopy*, trimisă spre evaluare la *Journal of Physics: Conference Series*.
2. D.S. Delion, Z. Ren, A. Dumitrescu, D. Ni, *Coupled channels description of the α -decay fine structure*, trimisă spre evaluare la *Reports on Progress in Physics*.