



UNIVERSITATEA DIN
BUCUREȘTI

FACULTATEA DE FIZICĂ
ȘCOALA DOCTORALĂ
DE FIZICĂ



O DESCRIERE SISTEMATICĂ A MIȘCĂRII DE NUTAȚIE ÎN
NUCLEELE CU NUMĂR DE MASĂ IMPAR ÎN CADRUL UNUI
FORMALISM SEMI-CLASIC

Rezumatul Tezei de Doctorat

Autor

Robert POENARU

Coordonator științific

Prof. Dr. Em. Apolodor Aristotel RĂDUȚĂ

București, 2023

Cuprins

1	Introducere	5
1.1	Scop	6
1.2	Motivație	7
2	Aspecte Teoretice ale Deformării Nucleare	9
2.1	Mișcarea chirală	10
3	Mișcarea de Nutație în Nuclee	13
4	Descrierea Semi-Clasică a Mișcării de Nutație	17
5	Concluzii Generale	27
5.1	Lista de publicații științifice	31
5.2	Conferințe și alte comunicări științifice	32
5.2.1	Conferințe internaționale	32
5.2.2	Conferințe naționale	33
	Bibliografie	35

Capitolul 1

Introducere

Nucleele aflate în stare fundamentală ce posedă simetrie sferică sau axială sunt predominante de-a lungul hărții nuclizilor. În apropierea învelișurilor închise, deformarea este suficientă pentru ca modelele bazate pe simetrii sferice să poată fi folosite pentru a descrie proprietățile nucleare (de exemplu, energii, momente cvadrupolare, etc.). Pe lângă formele sferice și axiale-simetrice, existența deformării nucleare triaxiale a fost prezisă teoretic acum mult timp [1]. Triaxialitatea rigidă a nucleelor este definită de parametrul de asimetrie γ , ceea ce duce la un comportament unic în ceea ce privește dinamica sistemului. În ultima vreme, nucleele triaxiale au atras multă atenție în comunitatea fizicii nucleare, deoarece descrierea proprietăților nucleare reprezintă o adevărată provocare din punct de vedere experimental și teoretic. Progresele remarcabile în tehnologia și ingineria configurațiilor experimentale au permis efectuarea de măsurători ale momentului cinetic cu valori foarte mari (high-spin) doar după anii 2000. Merită menționat faptul că unele experimente referitoare la reacțiile particulelor alfa (α - α) induse în nuclee grele la începutul anilor 1960 (de exemplu, [16]) au contribuit la obținerea unei cantități decente de date în regiunea de moment cinetic mare ($\geq 20\hbar$).

Stările de *moment cinetic mare* (high-spin) au fost studiate începând cu anii 1950, cu avansurile majore din perspectiva teoretică realizate de către Bohr și Mottelson [1]. Rotația nucleară a fost descrisă în termeni de grade de libertate rotaționale asociate cu alte grade de libertate nucleare, precum vibrația particulelor, cvadripol-cvadripol, paritate, și așa mai departe. Modelul sferic al structurii în învelișul nuclear descrie doar nucleele aflate în apropierea învelișurilor închise. Pe de altă parte, în cazul nucleelor situate departe de învelișurile închise, trebuie utilizat un potențial deformabil. În cazul nucleelor pare-pare, structuri de benzi unice rezultate din vibrații și rotații ale suprafeței nucleare apar în intervalul de energie de 0 – 2 MeV.

În ciuda naturii complexe a triaxialității, două fenomene sunt atribuite în mod unic formelor triaxiale: *mișcarea de nutație* (termenul în limba engleză, ce va fi folosit în restul lucrării, este cel de *wobbling* [1]) și *benzile chirale* [7]. Ca rezultat, aceste fenomene au fost investigate în mod extensiv folosind tehnici experimentale avansate. Această cercetare

se concentrează exclusiv asupra primului fenomen; totuși, o descriere unificată a ambelor fenomene a fost prezentată într-un studiu recent realizat de către coordonator și autorul tezei în [27], reprezentând prima abordare teoretică ce tratează mișcarea de oscilare și chiralitatea în mod egal.

1.1 Scop

Obiectivul acestei lucrări este dublu. Pe de o parte, descrierea teoretică a mișcării de nutație este tratată în detaliu, pornind de la modelele nucleare specifice nucleelor deformate și ajungând la un set de proprietăți esențiale ale fenomenului. Diferențele dintre fenomenul de nutație care apare în nucleele cu masă impară și cele cu masă pară sunt descrise separat, deoarece fiecare situație se manifestă în moduri diferite. Odată ce formalismul general din spatele acestui efect este prezentat, se va face un inventar al tuturor nucleelor identificate în prezent, oferind explicații clare pentru structura benzii și, de asemenea, parametrii relevanți care descriu deformarea. Prezentarea generală a tuturor nucleelor de nutație existente este cuprinsă într-un grafic informativ unificat, care este una dintre caracteristicile unice ale cercetării și prima astfel de reprezentare din literatura de specialitate.

Al doilea obiectiv al acestei lucrări este de a descrie mecanismul de nutație prin intermediul unei abordări semiclassical noi. De fapt, cantitățile importante legate de excitațiile colective sunt reproduse corespunzător de aceasta, adică energiile de excitație, momentele cvadripolare, probabilitățile de tranziție și multe altele. Acest model pornește de la un Hamiltonian cuantic care este decuantificat prin intermediul unei metode variaționale. Se obțin un set de ecuații clasice ale mișcării care descriu nucleele triaxiale și o funcție de energie clasică este acordată prin abordare. Această funcție este o caracteristică remarcabilă a cadrului dezvoltat, deoarece expresia analitică (conținând numai variabile clasice care au fost obținute prin decuantificare) va oferi o perspectivă asupra mai multor analize: spectrul de energie, stabilitatea mișcării de oscilație, regiunile critice, tranzițiile de fază și chiar posibile schimbări în regimul de oscilație.

O altă caracteristică remarcabilă a modelului actual este interpretarea geometrică a mișcării de rotație specifică nucleelor triaxiale, care este descrisă atât în spațiul bidimensional, cât și tridimensional. De asemenea, unic pentru această cercetare este introducerea a două concepte care sunt legate de structurile de benzi ale nucleelor cu masă impară: benzi de semnatura și benzi de paritate. În cele din urmă, trebuie menționat că această lucrare utilizează în mod constant reprezentări grafice precum diagrame, scheme și grafice.

1.2 Motivație

De-a lungul anilor, au fost sugerate multe interpretări teoretice pentru descrierea mișcării de wobbling și a principalelor sale caracteristici. Modelul de Rotor Triaxial [1, 4] și Modelul Particulă-Rotor [10] sunt modele cantitative care sunt rezolvate exact. Alte investigații se bazează pe teorii de câmp mediu, cum ar fi Aproximarea Fazei Aleatoare [29], Proiecția Momentului Angular [17], precum și Hamiltonianul de tip Colectiv [3] au fost adoptate în literatură.

Această cercetare a avut ca scop o descriere semi-clasică a fenomenului de wobbling datorită avantajului său de a menține un contact strâns cu “ imaginea clasică ” a dinamicii sistemului. Utilizarea unui set de ecuații clasice ale mișcării este mult mai ușor decât alte mărimi cuantice care nu au o corespondență clară unu-la-unu cu mecanica clasică. Se va arăta că mișcarea de rotație a unui nucleu triaxial poate fi aproximată destul de bine cu cea a unui rotator rigid, ceea ce înseamnă că spectrul de energie ar putea fi descris cu precizie prin cantități care au sens fizic concis (adică momente de inerție, moment cinetic, frecvență unghiulară). Mai mult, spectrul analitic care este realizat prin rezolvarea ecuațiilor pentru un nucleu cu masă impară este într-adevăr remarcabil, deoarece va fi descris de grade separate de libertate asociate cu un nucleu par-par și un nucleon valență care interacționează cu nucleul. Metoda variațională se dovedește a fi o unealtă eficientă în descrierea precisă a spectrelor de energie și a probabilităților de tranziție ale mai multor nuclee impare în numărul de masă $A \approx 160$.

Lipsa studiilor privind tratarea geometrică pentru mișcarea de wobbling i-a încurajat pe cercetători să urmeze o astfel de analiză. O evaluare bidimensională arată dacă există regiuni de stabilitate, ceea ce înseamnă că se pot identifica energiile la care momentul cinetic total prezintă o mișcare precesională stabilă. Luând formalismul un pas mai departe, mișcarea de wobbling este explorată în spațiul generat de cele trei componente ale momentului cinetic total. Cele două constante ale mișcării, adică energia totală și spinul total sunt reprezentate grafic în aceeași imagine, iar intersecția lor semnifică traiectoriile permise pe care momentul cinetic le deține. Fiecare traiectorie corespunde unui set particular de spin și energii, ceea ce înseamnă că întreg spectrul unui nucleu de wobbling poate fi interpretat prin intermediul acestor mărimi. Utilizarea interpretării clasice a momentului cinetic și a energiei totale pentru un elipsoid triaxial reprezintă debutul unei descrieri unificate a deformării nucleare. Mai mult, acest model fenomenologic și semi-clasic oferă rezultate comparabile cu descrierile microscopice mult mai complexe, făcându-l o unealtă de succes în descrierea fenomenelor colective.

Capitolul 2

Aspecte Teoretice ale Deformării Nucleare

Pentru a înțelege nucleele în termeni de formă și pentru a avea o idee despre modul în care deformarea joacă un rol major în afectarea dinamicii materiei nucleare, este necesar să se introducă definiții și modele teoretice. Acestea vor reprezenta instrumente fundamentale în dezvoltarea formalismului, care va fi prezentat mai târziu. Este destul de intuitiv că o caracteristică cheie legată de mărimea și forma nucleului este raza sa. Prin urmare, prima secțiune își propune să ofere o perspectivă asupra razei nucleare și modul în care poate fi aproximată, arătând că diferite aproximări duc la tipuri specifice de deformări. Mai mult, o descriere realistă a nucleelor ar necesita un comportament dependent de timp al suprafeței lor, adică prin vibrații sau oscilații de suprafață. Acestea vor fi acoperite și ele pe parcursul acestui capitol.

Ca schiță pentru acest capitol, parametrizarea formelor nucleare și deformărilor sunt detaliate în Secțiunea 2.1, în timp ce Secțiunea 2.2 acoperă caracteristicile fundamentale ale unor modele nucleare. În cele din urmă, Secțiunea 2.3 va introduce caracteristicile unice ale nucleelor care nu au simetrie în ceea ce privește forma lor de echilibru. Un set de concluzii care rezultă din toate secțiunile este dedus la sfârșitul capitolului.

Suprafața nucleară poate fi descrisă printr-o expansiune a armonicilor sferice și un set de parametri dependenți de timp cunoscuți sub numele de *coordonate colective*. Expresia formei nucleare este dată de [9]:

$$R(\theta, \varphi, t) = R_0 \left(1 + \sum_{\lambda=0}^{\infty} \sum_{-\lambda}^{\lambda} \alpha_{\lambda\mu}(t) Y_{\lambda}^{\mu}(\theta, \varphi) \right) , \quad (2.1)$$

unde R denotă raza nucleară. Raza este dată ca o funcție a coordonatelor sferice θ, φ și de timp. Raza nucleului sferic când toți coeficienții de expansiune dispar este denumită R_0 . Merită menționat ca $\alpha_{\lambda\mu}$ descriu vibrațiile suprafeței nucleare. Acest lucru va fi reiterat și în Secțiunea 2.2.5 din acest capitol.

În ultimii ani s-a demonstrat că triaxialitatea joacă un rol important în caracteristicile precum:

- Calcularea energiilor de separare nucleonice [14]
- Probabilități de emisie protonică [22, 2]
- Determinarea înălțimii barierei de fisiune [15, 12]
- Fragmentarea nucleară [18]

În Secțiunea 2.3.5 din lucrare se discută despre cele două efecte unice are fenomenului de triaxialitate. Chiar dacă triaxialitatea stabilă este un fenomen greu de observat, două amprente clare sunt cunoscute pentru a indica forme nucleare asimetrice: mișcarea de wobbling și ruperea simetriei chirale. Aceste două fenomene au fost studiate extensiv și ambele indică o lipsă clară de simetrie. Deoarece mișcarea de wobbling este principalul subiect al acestei lucrări, o scurtă introducere în ruperea simetriei chirale va fi prezentată mai jos, în timp ce un capitol separat va fi dedicat evidenței experimentale și studiilor teoretice referitoare la mișcarea de wobbling.

2.1 Mișcarea chirală

Introdusă inițial de Frauendorf [7], aceasta se referă la nucleele în care configurațiile nucleonice duc la un sistem fără simetrie chirală, ceea ce înseamnă că starea unui nucleu nu este identică cu reflexia în oglindă a acestuia. Cele două sisteme (left-handed și right-handed) pot fi transformate unul în celălalt prin operatorul chiral: combinarea unei rotații cu operatorul de inversare temporală: $\chi_{\text{chiral}} = \mathcal{T}\mathcal{R}(\pi)$. Termenii de orientare ai sistemului nuclear provin din cuplarea a trei momente angulare diferite, de obicei un proton valență, un neutron valență și un miez rotativ. Ca atare, se așteaptă ca ruperea simetriei chirale să apară în nuclee impare-impare.

Interpretarea geometrică a sistemelor left-handed și right-handed poate fi văzută în Fig. 2.1, unde elipsoidul este “înconjurat” de cei doi nucleoni de valență, fiecare cu momentul său angular aliniat. În ceea ce privește etichetarea axelor, este complet consistentă cu cea din Ref. [6] (Tabelul I din aceasta).

În continuare, cel de-al doilea fenomen asociat în mod unic efectului de triaxialitate va fi prezentat în următorul capitol.

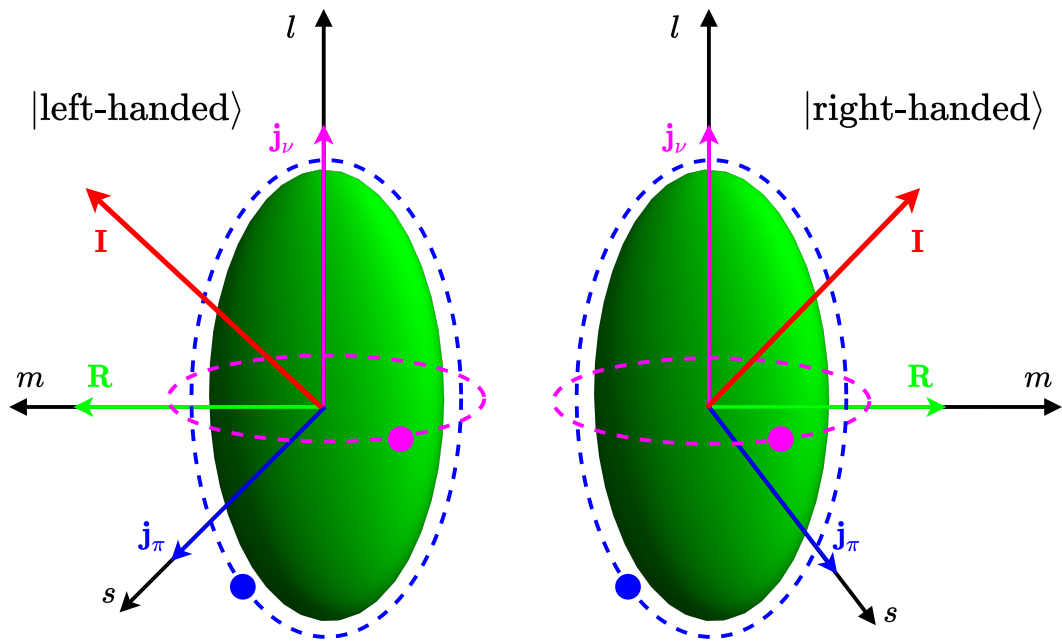


Figura 2.1: Sistemele left-handed si right-handed pentru un nucleu impar-impar triaxial, indicând vectorii de moment angular perpendiculari între ei. Cei doi nucleoni de valență sunt colorați cu albastru (proton) și magenta (neutron). Aceste figuri au fost inspirate din [30]. Luând în considerare discuția referitoare la aliniamente, momentul angular al protonului $\mathbf{j}_\pi$ este aliniat cu axa s , momentul angular al neutronului $\mathbf{j}_\nu$ cu axa l , iar momentul angular al miezului par-par $\mathbf{R}$ cu axa m a elipsoidului.

Capitolul 3

Mișcarea de Nutație în Nuclee

Lucrarea pionieră a lui Bohr și Mottelson [1], care a fost realizată acum mai mult de 50 de ani, a dus la unele caracteristici interesante cu privire la fenomenele colective în nucleele triaxiale. Mai precis, ei au arătat că o anumită mișcare precesională a spinului nucleului va avea loc atunci când energia de rotație este suficientă. Momentul angular pentru nucleele triaxiale nu este aliniat cu niciuna dintre axele principale ale elipsoidului, ci *oscilează* în jurul uneia dintre aceste axe. Ei au numit acest fenomen **mișcarea de oscilație/nutație**. Asimetria celor trei momente de inerție face posibilă rotația (în sensul mecanicii cuantice) în jurul oricăreia dintre cele trei axe.

Astfel, o rotație *principală* în jurul axei cu cel mai mare MOI va fi cea mai favorabilă energetic, dar celelalte două direcții vor contribui și ele la această rotație principală, ducând la o caracteristică unică a nucleelor triaxiale. Natură neuniformă a mișcării de oscilație a fost studiată pentru prima dată pentru nucleele de tip rotator rigid, cu număr nucleonic par-par. În acest caz, mișcarea de oscilație poate fi tratată ca oscilații de amplitudine mică ale momentului angular total $\mathbf{I}$ în jurul axei cu cel mai mare MOI.

În Secțiunea 3.1, a fost explicat în detaliu acest fenomen pentru nucleele par-pare. Descrierea pleacă de la un Hamiltonian de tipul celui de mai jos:

$$\hat{H}_{\text{rot}} = A_3 I(I+1) + \hbar\omega_w \left(\hat{n} + \frac{1}{2} \right) . \quad (3.1)$$

Spectrul unui astfel de Hamiltonian are forma următoare:

$$E_{I,n_w} = A_3 I(I+1) + \hbar\omega_w \left(n_w + \frac{1}{2} \right) . \quad (3.2)$$

Spectrul unui nucleu de wobbling par-par este în cele din urmă reprezentat în Eq. (3.2). Primul termen reprezintă rotația în jurul axei 3 și al doilea mișcarea perturbată cu oscilații mici în jurul celorlalte două axe. Prin urmare, caracterul de oscilație al sistemului va fi generat de ultimul termen armonic. Numărul de fononi de oscilație este legat de “puterea” înclinării pentru $\mathbf{I}$, sugerând că un număr crescut pentru acesta va duce la oscilații cu

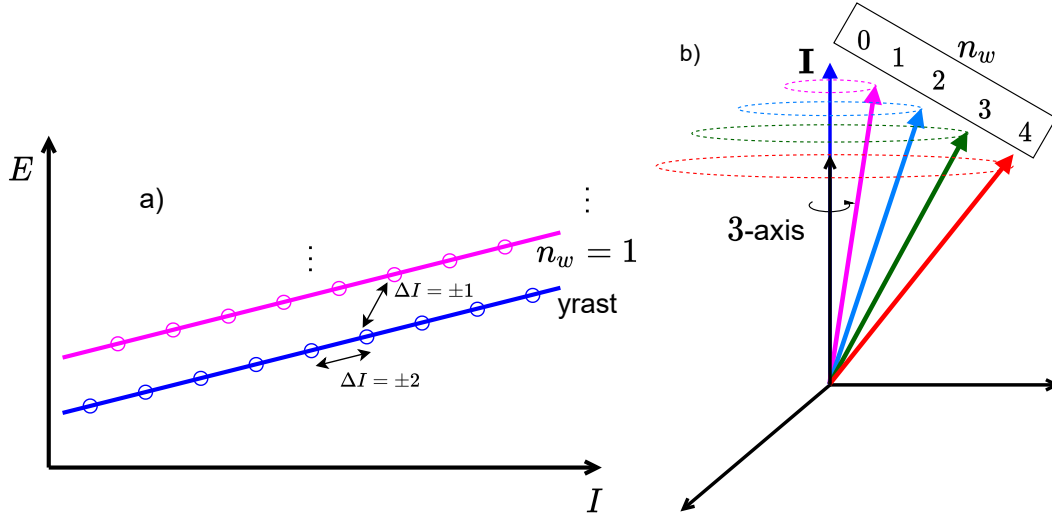


Figura 3.1: **Left:** O structură tipică de benzi pentru nucleele par-pare. Banda yrast conține momente unghiulare pare deoarece banda are signatura $\alpha = 0$, în timp ce prima bandă excitată are spini impari și $\alpha = 1$. **Dreapta:** Creșterea unghiului de înclinare între axa de rotație (axa 3 în acest caz) și momentul cinetic; cu fiecare număr de fonon de oscilație, momentul angular total generează o mișcare precesională “mai puternică” (ilustrată prin elipsele colorate).

amplitudini mai mari în jurul celorlalte două axe. Numărul de fononi ia numai valori întregi $0, 1, \dots$. Figura 3.1 prezintă o schiță cu efectul de înclinare pe care numărul de fononi de oscilație îl are asupra vectorului momentului angular total. Structura colectivă a două benzi de oscilație generate prin excitări fononice este exemplificată în figura 3.1.

Pentru cazul nucleele par-pare, rezultate numerice unice acestei lucrări sunt prezentate în Secțiunea 3.1.2, pentru ^{130}Ba . Aceste rezultate pot fi văzute în Figura 3.2.

Mai departe, în Secțiunea 3.2, o descriere a mișcării de wobbling în nucleele impare în numărul de masă A a fost realizată. Aceasta pleacă de la un Hamiltonian de tip particulă-rotor dezvoltat de către Frauendorf et. al. [5]:

$$\hat{H}_{\text{QTR}} = H_{\text{coupl}} + \sum_{k=1}^3 A_k (\hat{I}_k - \hat{j}_k)^2, \quad (3.3)$$

Hamiltonianul dat în Eq. (3.3) este tratat de Frauendorf în așa-numita aproximare *Frozen Alignment* (FA). Ideea din spatele FA este că momentul cinetic pentru quasi-particulă este fixat de-a lungul uneia dintre axele principale ale nucleului. Un rezultat interesant a fost obținut din descrierea Hamiltonianului QTR în cadrul acestei aproximări, și anume, două moduri posibile de oscilație/wobbling pot apărea: oscilația *longitudinală* și oscilația *transversală*. Aceste două scenarii apar din alinierea quasi-particulei cu axa care are cel mai mare MOI. Sistemul quasi-particulă + nucleu este considerat ca fiind un nucleon valență care se mișcă într-un câmp mediu cu deformare cvadripol generat de nucleu.

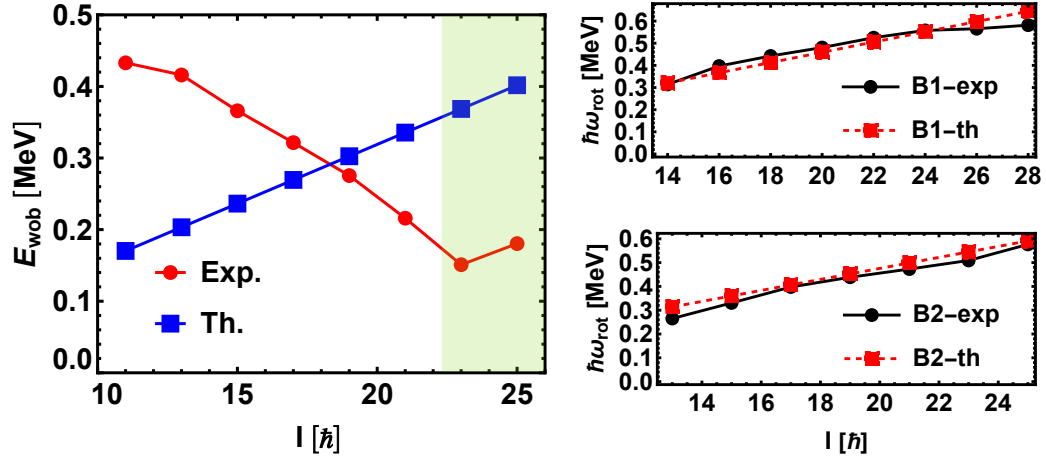


Figura 3.2: **Left:** Energiile de wobbling pentru ^{130}Ba . Frecvențele de oscilație/wobbling pentru cele două benzi de oscilație ale lui ^{130}Ba .

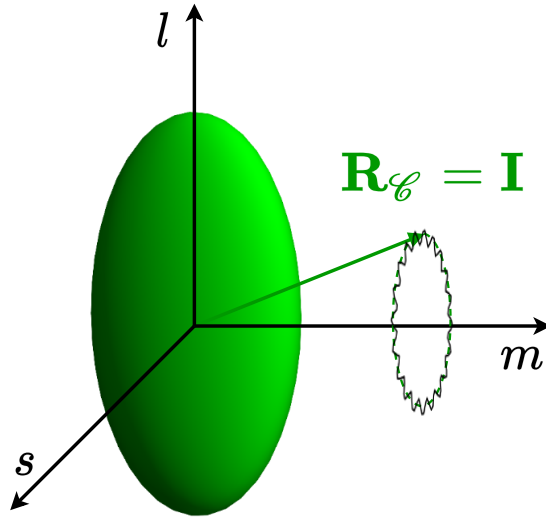


Figura 3.3: Mișcarea de wobbling de tip rotor simplu.

Cele trei moduri de wobbling, i.e., wobbling simplu, longitudinal, și transversal sunt reprezentate schematic în Figurile 3.3 - 3.4.

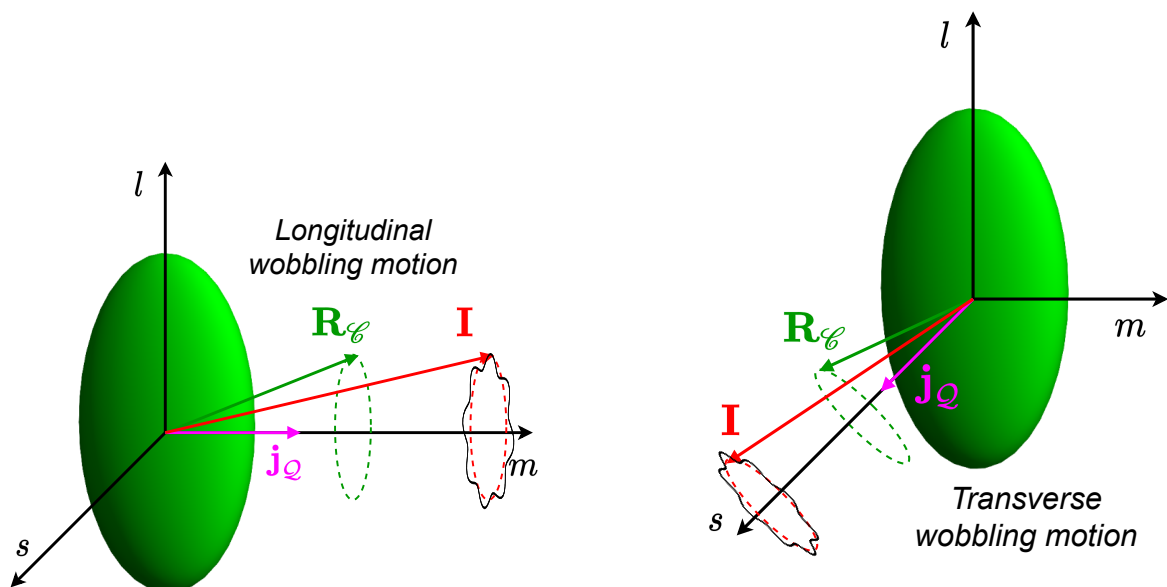


Figura 3.4: Mișcarea de wobbling de tipul longitudinal și transversal.

Capitolul 4

Descrierea Semi-Clasică a Mișcării de Nutație

În Capitolele 4, 5, și 6, mișcarea de wobbling pentru nucleele impare a fost realizată cu succes pentru câteva nuclee pentru care există date experimentale.

Începând cu Capitolul 4, va fi prezentat un formalism care descrie proprietățile de wobbling în nucleele cu număr de masă impară A . Modelul a fost dezvoltat recent de către echipa actuală (adică Răduță și Poenaru) și aplicat la ^{135}Pr [26], "familia" izotopilor de Lu $^{161,165,167}\text{Lu}$ [24] și ^{163}Lu [24, 25, 21, 19, 20]. Această suită de cercetări constituie o contribuție originală în domeniul structurii nucleare, cu accent pe aspectele teoretice ale fenomenelor colective în nuclee.

Modelul pleacă de la un Hamiltonian de tip Rotor Triaxial + Particulă:

$$\hat{H} = \hat{H}_{\text{rot}} + \hat{H}_{\text{sp}} , \quad (4.1)$$

unde $\hat{H}_{\text{sp}}$ reprezintă o quasi-particulă ce se mișcă într-un câmp mediu deformat, generat de către un miez.

$$\hat{H}_{\text{sp}} = \epsilon_j + \frac{V}{j(j+1)} \left[\cos \gamma \left(3\hat{j}_3^2 - \mathbf{j}^2 \right) - \sqrt{3} \sin \gamma \left(\hat{j}_1^2 - \hat{j}_2^2 \right) \right] , \quad (4.2)$$

și

$$\hat{H}_{\text{rot}} = \sum_{k=1}^3 A_k (\hat{I}_k - \hat{j}_k)^2 , \quad (4.3)$$

În ecuațiile de mai sus, ϵ_j este energia intrinsecă a particulei din învelișul j corespunzătoare. Momentul cinetic total al nucleului + sistemul cu particula impară este $\mathbf{I} = \mathbf{R}_e + \mathbf{j}_Q$. Componentele momentului cinetic total sunt $\mathbf{I} = \{\hat{I}_1, \hat{I}_2, \hat{I}_3\}$, iar componentele a.m. pentru particulă sunt $\mathbf{j}_Q = \{\hat{j}_1, \hat{j}_2, \hat{j}_3\}$. Etichetarea axelor pentru elipsoidul triaxial este $k = (1, 2, 3)$.

Modelul se folosește de *principiul variațional dependent de timp* (TDVE), asociat unui Hamiltonian model și unei funcții de probă. Hamiltonianul model constă într-un termen ce descrie un rotor triaxial, un termen asociat mișcării libere a nucleonului impar într-un orbital determinat de un câmp mediu cu simetrie sferică și un termen de cuplaj particulă-miez care în spațiul momentului cinetic este de forma unei interacțiuni cvadripol-cvadripol. Funcția de probă este un produs de două funcții coerente pentru grupul SU(2) generat de momentele cinetice ale miezului și, respectiv, ale nucleonului impar. Parametrii de coerență joacă rolul de coordonate generalizate ale unui spațiu fazic. Principiul variațional furnizează un set de ecuații clasice pentru coordonatele generalizate care, cu o schimbare convenabilă de variabile, sunt scrise în forma canonică specifică formalismului Hamilton. Ecuațiile Hamilton sunt neliniare și, în consecință, nu pot fi rezolvate analitic. Prin urmare, se procedează la liniarizarea ecuațiilor în jurul punctului de minim absolut al suprafeței de energie constantă. Ecuațiile liniarizate au soluții analitice. Condiția de compatibilitate a sistemului furnizează expresia analitică a frecvenței de wobbling. Trece-rea de la ecuațiile cuantice la cele clasice se numește convențional decuantificare. Soluțiile oscilațiilor armonice sunt în mod natural cuantificate. Energiile cuantificate sunt foarte apropiate de cele obținute pentru Hamiltonianul inițial, prin diagonalizare. Frecvențele de wobbling sunt folosite mai departe pentru construcția benzilor rotaționale. Cele mai multe date experimentale sunt disponibile pentru Lu163, unde sunt cunoscute 4 benzi rotaționale denumite TSD1, TSD2, TSD3, TSD4. Denumirea reprezintă acronimul pentru Triaxial Super Deformed. Într-adevăr, deformarea nucleară β_2 este 0.38, iar abaterea de la simetria axială γ este 20° .

Pentru primele trei benzi, nucleonul impar se află în orbitalul $i_{13/2}$, iar pentru TSD4 în $h_{9/2}$. Cele patru benzi sunt construite astfel:

- Banda TSD1 este formată din energiile de zero colectate pentru fiecare moment cinetic total.
- Banda TSD2 este obținută prin excitarea cu un fonon a benzii TSD1.
- Banda TSD3 reprezintă excitația dublu-fononică a benzii TSD1.
- Banda TSD4 este obținută prin excitarea benzii fundamentale cu trei fononi, doi având paritate pozitivă și unul negativă.

Parametrii liberi sunt în număr de 4, trei fiind momentele de inerție și unul fiind tăria interacțiunii particulă-miez. Aceștia au fost determinați prin metoda celor mai mici pătrate, ajustând energiile de excitare în cele 4 benzi.

Modelul descris anterior a fost rafinat în următoarea manieră. Benzile TSD1 și TSD2 sunt tratate ca benzi fundamentale, dar cu semnături diferite. Banda TSD3 este considerată a fi o excitație fonică a benzii TSD2. Este de remarcat faptul că în modelul anterior, paritatea benzii TSD4 este determinată de orbitalul $h_{9/2}$ al neutronului impar. Acest fapt

implică polarizări diferite ale miezului pentru benzile TSD1, TSD2, TSD3 și, respectiv, TSD4, rezultând astfel un set de momente de inerție pentru primele trei benzi și un alt set pentru TSD4. În noua versiune, paritatea negativă a benzii TSD4 este determinată de stările cu paritate negativă ale rotorului triaxial. Astfel, se folosește un singur set de momente de inerție pentru toate cele patru benzi. Această nouă versiune a fost aplicată cu succes pentru mai mulți izotopi, în special ^{161}Lu , ^{163}Lu , ^{165}Lu și ^{167}Lu . Acordul cu datele experimentale este foarte bun. De exemplu, pentru ^{163}Lu , sunt cunoscute experimental 52 de nivele energetice, acestea fiind descrise cu o eroare medie pătratică globală (RMS) de 70 keV.

Dezbaterea referitoare la principiul variațional și TDVE anterioară poate fi rezumată în următoarea ecuație, care trebuie asociată Hamiltonianului cuantificat definit în Eq. (4.1):

$$\delta \int_0^t \langle \Psi_{IM;j} | \hat{H} - i \frac{\partial}{\partial t'} | \Psi_{IM;j} \rangle dt' = 0 . \quad (4.4)$$

În mod evident, starea variațională $|\Psi_{IM;j}\rangle$ (cunoscută și sub numele de *funcție de încercare*) trebuie aleasă într-un mod care să cuprindă întregul spațiu al Hamiltonianului cuantic original. Acest lucru poate fi realizat dacă funcția este o *stare coerentă* [8], care, datorită proprietății de *completitudine*, va acoperi toate stările vectoriale de bază din S_{qt} . Rețineți că pentru S_{qt} stările aparțin spațiului Hilbert al lui $\hat{H}$. În cazul de față, funcția de încercare este definită ca [23]:

$$\Psi_{\text{trial}} \equiv |\Psi_{IM;j}\rangle = \mathcal{N} e^{z\hat{I}_-} e^{s\hat{J}_-} |IMI\rangle |jj\rangle , \quad (4.5)$$

Energiile de excitație au următoarele expresii:

$$\begin{aligned} E_{I,0,0}^{\text{TSD1}} &= \epsilon_{13/2} + \mathcal{H}_{\min}^I + \mathcal{F}_{00}^I = \epsilon_{13/2} + \mathcal{H}_{\min}^I + \frac{1}{2} (\Omega_1^I + \Omega_2^I) , \\ E_{I,0,0}^{\text{TSD2}} &= \epsilon_{13/2} + \mathcal{H}_{\min}^I + \mathcal{F}_{00}^I = \epsilon_{13/2} + \mathcal{H}_{\min}^I + \frac{1}{2} (\Omega_1^I + \Omega_2^I) , \\ E_{I,1,0}^{\text{TSD3}} &= \epsilon_{13/2} + \mathcal{H}_{\min}^{I-1} + \mathcal{F}_{10}^{I-1} = \epsilon_{13/2} + \mathcal{H}_{\min}^{I-1} + \frac{1}{2} (3 \cdot \Omega_1^{I-1} + \Omega_2^{I-1}) , \\ E_{I,0,0}^{\text{TSD4}} &= \epsilon_{9/2} + \mathcal{H}_{\min}^I + \mathcal{F}_{00}^I = \epsilon_{9/2} + \mathcal{H}_{\min}^I + \frac{1}{2} (\Omega_1^I + \Omega_2^I) , \end{aligned} \quad (4.6)$$

Valorile parametrilor de fit pentru toate nucleele sunt date în Tabelul 4.1:

Energiile de excitație sunt reprezentate grafic în figurile de mai jos:

În secțiunea 5.3.1 s-a efectuat un studiu asupra mișcării de wobbling în ^{163}Lu în termeni ai funcției de energie clasice. Cu toate acestea, analiza a fost elaborată doar în spațiul generat de setul de coordonate polare, restrângând interpretarea geometrică a dinamicii sistemului la o imagine bidimensională. În două publicații recente [19, 20],

Tabela 4.1: Parametri de ajustare $\mathcal{P}_{\text{fit}}$, adică momentele de inerție, intensitatea potențialului cuantic pentru particula individuală și triaxialitatea γ pentru fiecare izotop de Lu. Numărul de stări de wobbling (n.o.s.) și eroarea medie pătratică (root-mean-square error) sunt, de asemenea, furnizate în ultimele două coloane.

Isotope	Bands	$\mathcal{I}_1$ [$\hbar^2/\text{MeV}$]	$\mathcal{I}_2$ [$\hbar^2/\text{MeV}$]	$\mathcal{I}_3$ [$\hbar^2/\text{MeV}$]	V [MeV]	γ [°]	n.o.s	E_{rms} [MeV]
^{161}Lu	TSD1-2	87.555	2.773	22.744	2.933	20	29	0.168
^{163}Lu	TSD1-3	63.2	20	10	3.1	17	52	0.264
	TSD4	67	34.5	50	0.7	17	10	0.057
^{165}Lu	TSD1-3	77.295	16.184	4.399	1.673	20	42	0.125
^{167}Lu	TSD1-2	87.032	10.895	3.758	8.167	19.48	30	0.165

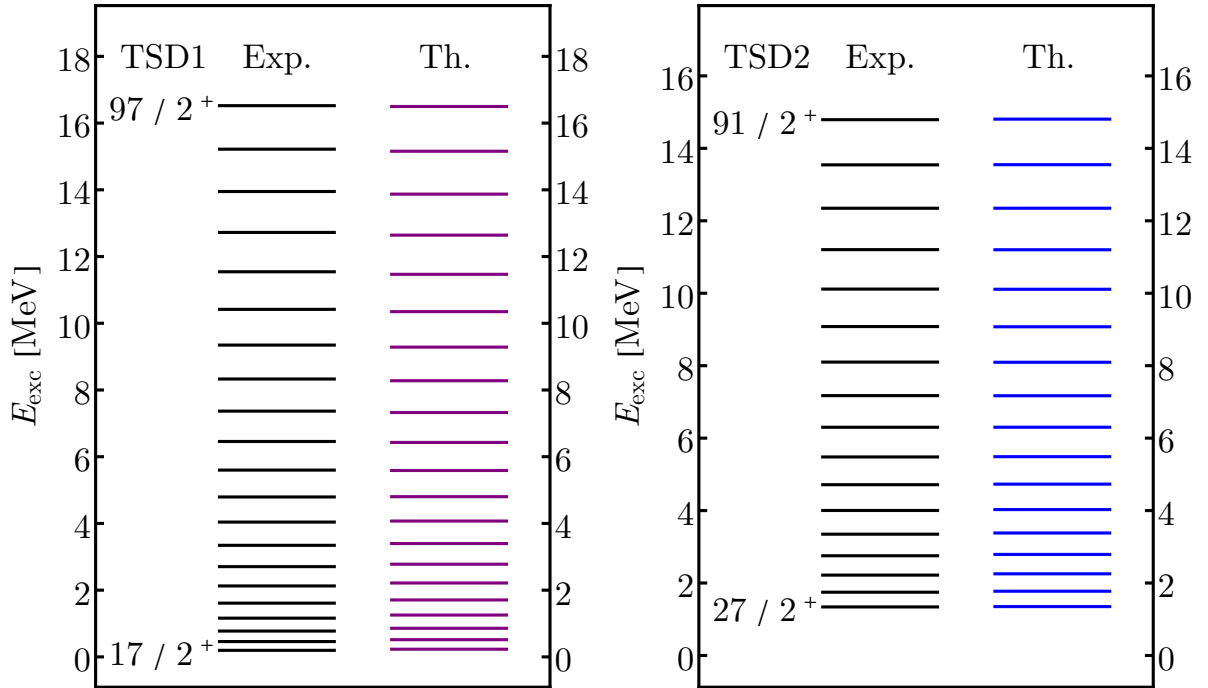


Figura 4.1: Energii de excitație ale izotopului ^{163}Lu pentru benzile TSD1 și TSD2, obținute în cadrul formalismului $\mathbf{W}_2$. Calculațiile au fost efectuate cu parametri prezentați în Tabelul 4.2.

Tabela 4.2: Setul de parametri $\mathcal{P}$ obținut prin minimizarea funcției χ^2 pentru izotopul ^{163}Lu în procesul de renormalizare a $\mathbf{W}_2$. A fost aplicată o ajustare unică pentru toate cele patru benzi TSD ale izotopului.

$\mathcal{I}_1$ [$\hbar^2/\text{MeV}$]	$\mathcal{I}_2$ [$\hbar^2/\text{MeV}$]	$\mathcal{I}_3$ [$\hbar^2/\text{MeV}$]	γ [deg.]	V [MeV]
72	15	7	22	2.1

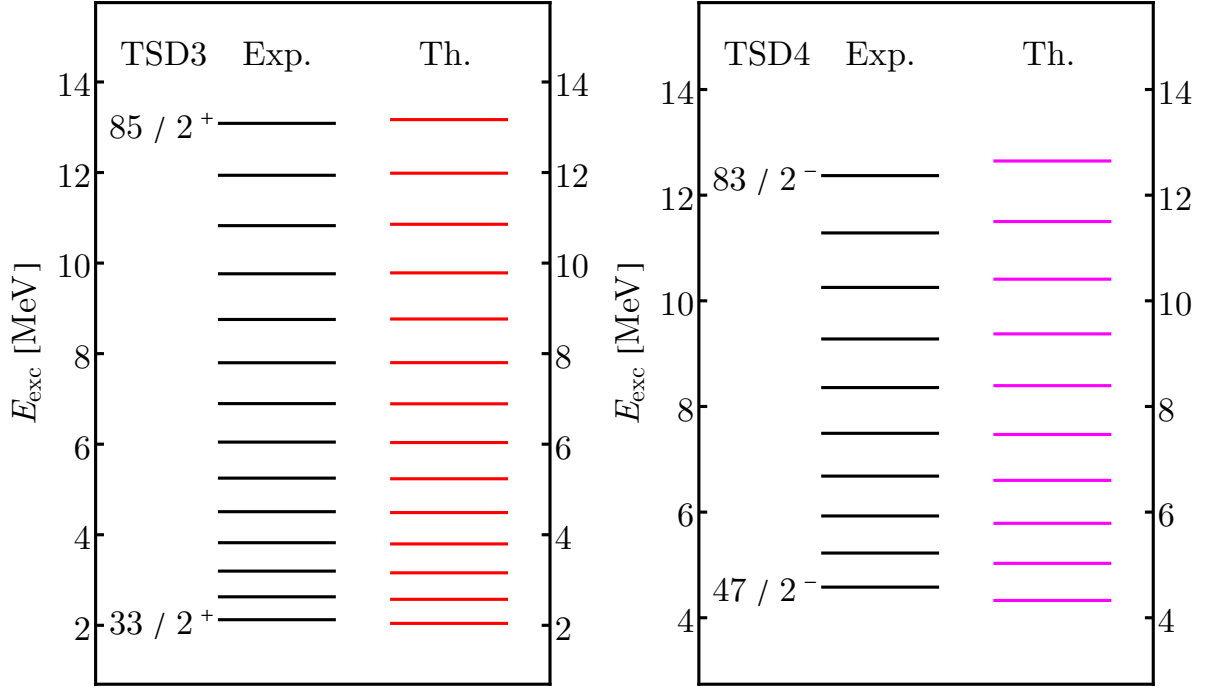


Figura 4.2: Energii de excitație ale izotopului ^{163}Lu pentru benzile TSD3 și TSD4, obținute în cadrul formalismului $\mathbf{W}_2$. Calculațiile au fost efectuate cu parametrii prezentați în Tabelul 4.2.

echipa a reușit să ofere o reprezentare tridimensională a funcției de energie clasice. În continuare, va fi prezentată metoda numerică pentru obținerea acestei geometrii.

Se poate urmări exprimarea funcției de energie în termenii lui x_1 , x_2 și x_3 , respectiv. Aceasta ar implica faptul că funcția de energie conține în mod explicit componentele momentului cinetic, ca și operator clasic. Trecând de la coordonatele polare la cele carteziane $\mathcal{H}(\theta, \varphi) \rightarrow E(x_1, x_2, x_3)$, se obține următoarea formulă pentru energie [20]:

$$E = \left(1 - \frac{1}{2I}\right) A_1 x_1^2 + \left(1 - \frac{1}{2I}\right) A_2 x_2^2 + \left[\left(1 - \frac{1}{2I}\right) A_3 + A_1 \frac{j}{I}\right] x_3^2 - I \left(I - \frac{1}{2}\right) A_3 - 2A_1 I j + T_{\text{rot}} + T_{\text{sp}} . \quad (4.7)$$

unde acum E este denumită *suprafața de energie* [20]. În expresia lui E , se poate observa cele trei coordonate x_k care apar ca termeni pătrați. Dacă se introduc unele notații și se efectuează anumite manipulări algebrice, suprafața de energie dobândește forma compactă:

$$E' = \frac{x_1^2}{s_1} + \frac{x_2^2}{s_2} + \frac{x_3^2}{s_3} , \quad (4.8)$$

unde E' reprezintă energia după ce termenii liberi de x_k din partea dreaptă a Eq. (4.7) au fost substrași din E .

Ultimul capitol cuprinde un alt procedeu de a calcula energiile de excitație: se aplică o

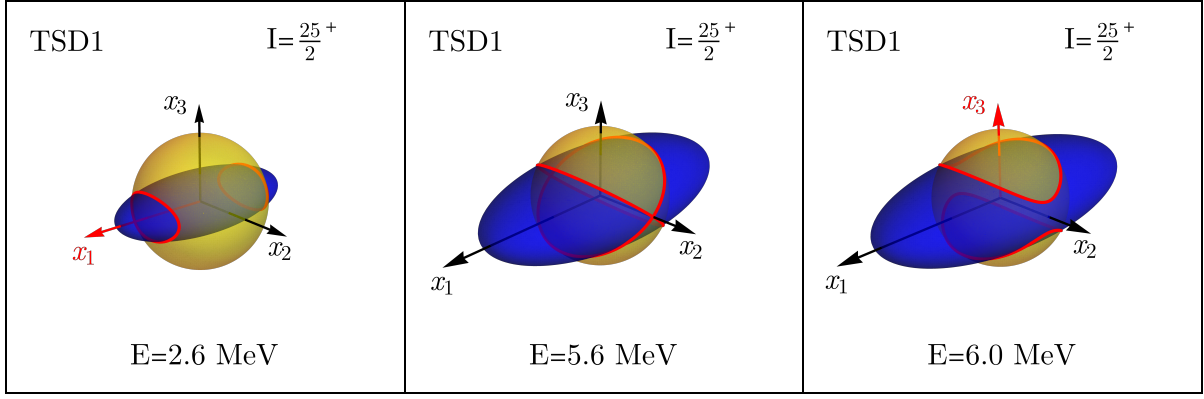


Figura 4.3: Traiectoriile nucleare pentru starea $I = 25/2^+$ din TSD1 în ^{163}Lu . Traiectoria sistemului corespunzătoare energiei reale a spinului (adică elipsele roșii care înconjoară x_1) este reprezentată în partea stângă. Axa de rotație este marcată cu culoarea roșie, semnificând faptul că nucleul oscilează în jurul acesteia.

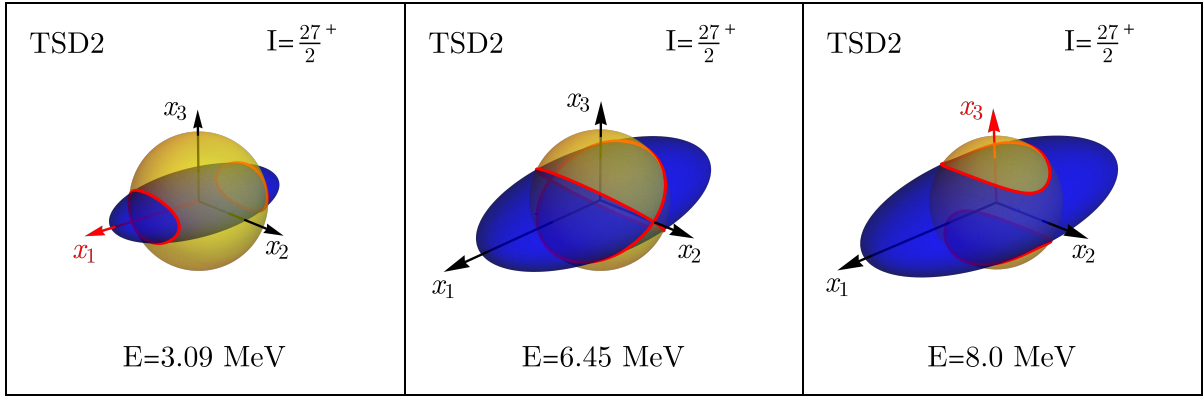


Figura 4.4: Traiectoriile nucleare pentru starea $I = 27/2^+$ din TSD1 în ^{163}Lu . Traiectoria sistemului corespunzătoare energiei reale a spinului (adică elipsele roșii care înconjoară x_1) este reprezentată în partea stângă. Axa de rotație este marcată cu culoarea roșie, semnificând faptul că nucleul oscilează în jurul acesteia.

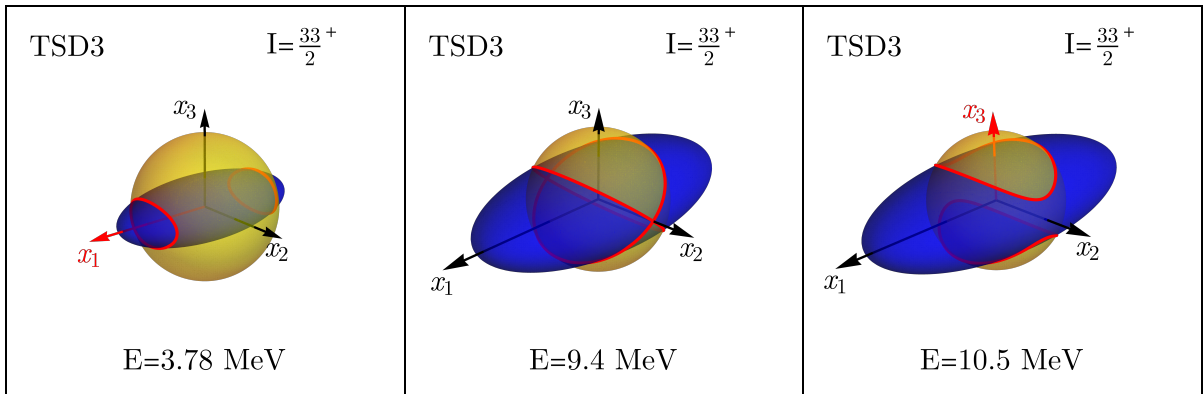


Figura 4.5: Traiectoriile nucleare pentru starea $I = 33/2^+$ din TSD1 în ^{163}Lu . Traiectoria sistemului corespunzătoare energiei reale a spinului (adică elipsele roșii care înconjoară x_1) este reprezentată în partea stângă. Axa de rotație este marcată cu culoarea roșie, semnificând faptul că nucleul oscilează în jurul acesteia.

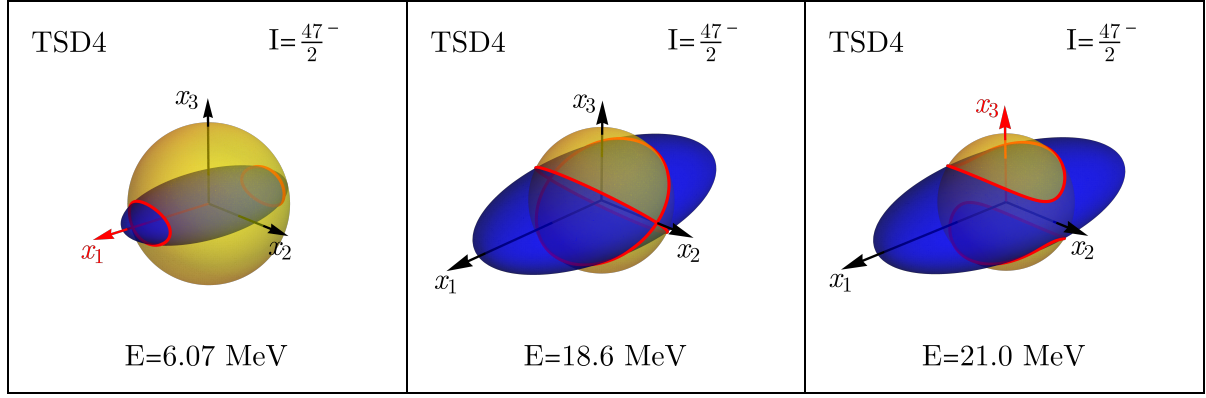


Figura 4.6: Traiectoriile nucleare pentru starea $I = 47/2^+$ din TSD1 în ^{163}Lu . Traectoria sistemului corespunzătoare energiei reale a spinului (adică elipsele roșii care înconjoară x_1) este reprezentată în partea stângă. Axa de rotație este marcată cu culoarea roșie, semnificând faptul că nucleul oscilează în jurul acesteia.

cuantificare bozonică aplicată unei dezvoltări bozonice complexe. Într-adevăr, momentele cinetice totale se exprimă prin funcții eliptice de bozoni, acestea conducând automat la o expresie bozonică complexă pentru funcția energie clasică. Folosind reprezentarea Bargmann se obține din nou o ecuație Schrödinger în care energia cinetică este separată de energia potențială. Potențialul are patru minime simetrice, două câte două, acestea repetându-se cu perioada funcțiilor eliptice.

Acesta se dezvoltă în serie până în ordinul 2 în jurul minimului cel mai adânc. Frecvența oscilatorului armonic rezultat determină frecvența de wobbling. Aceasta, împreună cu funcția de undă asociată, sunt folosite pentru calcularea energiilor de excitație, precum și a proprietăților electromagnetice. Aplicația la ^{135}Pr , unde există trei benzi experimentale, conduce la un acord excelent între teorie și experiență. O bandă rotativă nouă poate fi definită prin același procedeu, dezvoltând potențialul în jurul celui de-al doilea minim. Se demonstrează teoretic că aceasta este banda gemenă a benzii fundamentale din minimul cel mai adânc. În acest mod se oferă o demonstrație teoretică elegantă pentru faptul că cele două semnături, de chiralitate și de wobbling, pot coexista în același nucleu.

Această ultimă parte se va concentra asupra fenomenului de wobbling, dar cu o abordare diferită față de Capitolele 4 ($\mathbf{W}_1$) și 5 ($\mathbf{W}_2$), deoarece această metodă nu împărtășește aceleași concepte fundamentale. Toate rezultatele teoretice prezentate aici corespund unei publicații realizate de echipă pentru nucleul ^{135}Pr în Ref. [26]. În prima secțiune, sunt reluate pe scurt rezultatele pentru descrierea momentului unghiular prin operatori bozoni, conform formalismului $\mathbf{W}_0$. În a doua secțiune, Hamiltonianul și cadrul său vor fi dezvoltate utilizând legile de transformare din secțiunea anterioară. Prin aceste calcule bozonice se obțin două expansiuni diferite pentru momentul unghiular total. Mai mult, funcțiile eliptice Jacobi sunt introduse și utilizate pentru construirea energiei potențiale pentru un rotor triaxial. Studiind derivata de ordinul întâi pentru potențialul eliptic, se pot obține punctele critice. Punctele de minim local și global sunt de interes aici, deoarece o ex-

Tabela 4.3: Cei patru parametri liberi obținuți prin ajustarea energiilor experimentale ale nucleului ^{135}Pr (preluate din Ref. [13]) folosind setul de energii din Eq. (4.9). Pentru momentele de inerție, unitatea este $\hbar^2\text{MeV}^{-1}$.

$\mathcal{J}_1$	$\mathcal{J}_2$	$\mathcal{J}_3$	θ [degrees]	N.o. states	RMS [MeV]
91	9	51	-119	20	0.174

pansiune de ordinul al doilea în jurul lor duce la expresii analitice pentru energia totală și frecvența de wobbling a sistemului triaxial. A treia secțiune invocă o analiză semiclastică, oferind ecuații pentru energia totală în funcție de componente momentului unghiular. În funcție de axa cu cel mai mare MOI al rotorului triaxial, pot apărea trei situații, în care fiecare dintre axele 1, 2 și 3 are cel mai mare MOI. Sunt construite diagrame de fază care arată funcția de energie în funcție de o reprezentare polară a componentelor momentului unghiular. Acestea oferă informații utile cu privire la stabilitatea mișcării de wobbling. Tranzițiile electromagnetice și expresiile acestora sunt tratate în a patra secțiune, în timp ce în a cincea secțiune se prezintă o comparație a datelor referitoare la energii și probabilități de tranziție între model și măsurătorile experimentale pentru ^{135}Pr . Concluzii privind această cercetare sunt furnizate la sfârșitul capitolului. Expresiile energiilor de excitație sunt cele de mai jos:

$$\begin{aligned}
E_I^{\text{exc};\text{B1}} &= A_1 I^2 + (2I + 1)A_1 j_1 - I A_2 j_2 + \frac{1}{2}\omega_I - E_{11/2} , \\
I &= R + j , R = 0, 2, 4, \dots \in \text{B1} , \\
E_I^{\text{exc};\text{B2}} &= A_1 I^2 + (2I + 1)A_1 j_1 - I A_2 j_2 + \frac{1}{2}\omega_I - E_{11/2} , \\
I &= R + j , R = 1, 3, 5, \dots \in \text{B2} , \\
E_I^{\text{exc};\text{B3}} &= A_1 I^2 + (2I + 1)A_1 j_1 - I A_2 j_2 + \frac{3}{2}\omega_I - E_{11/2} , \\
I &= R + j , R = 1, 3, 5, \dots \in \text{B3} ,
\end{aligned} \tag{4.9}$$

iar parametrii de fit obținuți în model sunt cei din Tabelul 4.3.

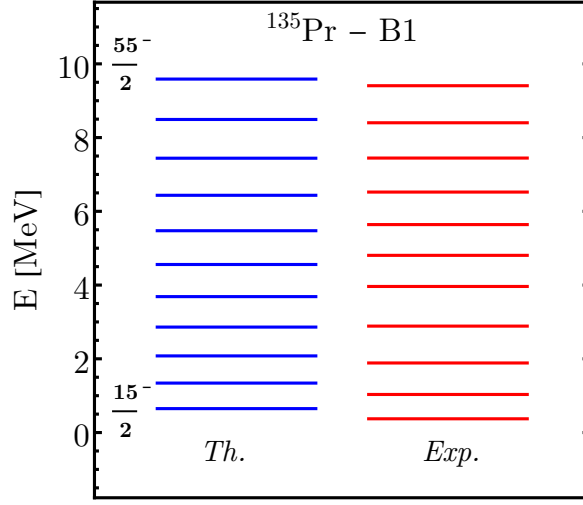


Figura 4.7: Energii de excitație $E_I^{\text{exc};\text{B1}}$ în ^{135}Pr (Eq. (4.9)), calculate cu ajutorul setului de parametri $\mathcal{P}_{\text{fit}}$. Datele experimentale sunt preluate din Ref. [28].

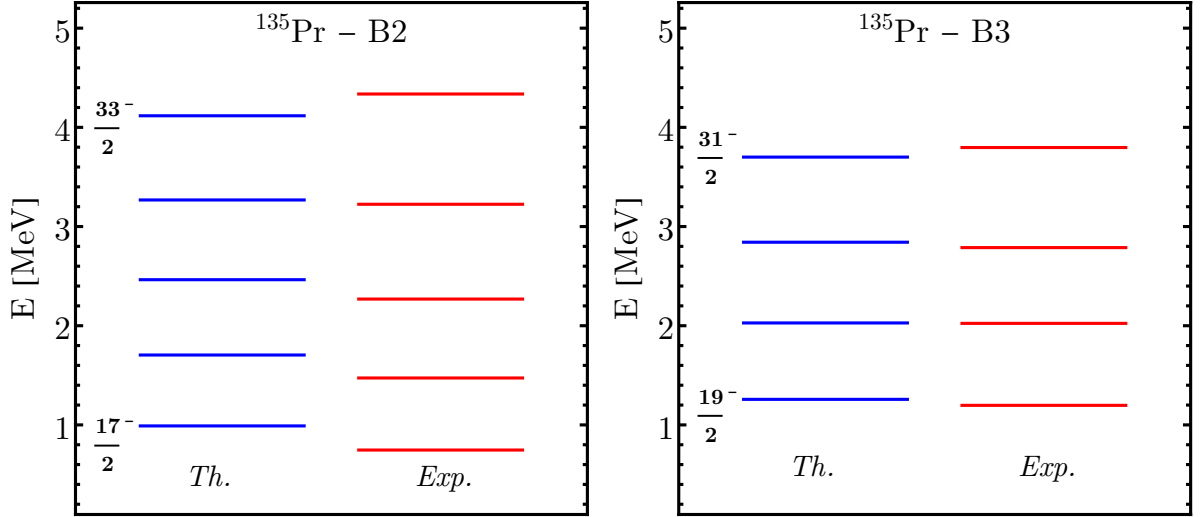


Figura 4.8: Energii de excitație $E_I^{\text{exc};\text{B2}}$ (stânga) și $E_I^{\text{exc};\text{B3}}$ (dreapta) în ^{135}Pr (Eq. (4.9)), calculate cu ajutorul setului de parametri $\mathcal{P}_{\text{fit}}$. Datele experimentale sunt preluate din Ref. [28].

Capitolul 5

Concluzii Generale

Această teză prezintă o analiză exhaustivă a mai multor publicații despre Structura Nucleară. Obiectivul principal a fost de a investiga materia nucleonică care prezintă o lipsă de simetrie axială. În ultimii ani, triaxialitatea nucleară a câștigat importanță ca subiect de interes semnificativ datorită provocărilor asociate măsurării experimentale a acesteia. În plus, descrierea teoretică a nucleelor deformate triaxial necesită utilizarea de metode sau aproximări specifice care pot fi destul de complexe.

Pentru mișcarea de nutație în nuclee cu masă impară, se prezintă conceptul de *Frozen Approximation*, arătând că spectrul conține un termen similar armonic, dar cu un comportament diferit pentru frecvența de nutație. Acest comportament este dictat de alinierea particulei impare cu nucleul triaxial. Pot apărea două scenarii de nutație, prin faptul că momentul cinetic al particulei se aliniază de-a lungul axei momentului de inerție cel mai mare (*longitudinal*) sau perpendicular la aceasta (*transversal*). Diagramele 5.1 - 5.3 arată cum pot apărea aceste două regimuri de nutație, pe baza unei suprapuneri între distribuțiile de densitate ale nucleului și ale particulei singulare. Aceste diagrame ilustrează și comportamentul de precesie + oscilație al momentului cinetic total, reprezentând prima reprezentare geometrică a unui con de precesie de acest fel din literatură.

În această lucrare se utilizează un Hamiltonian cuantic inițial de tip Triaxial Particulă-Rotor ca instrument fundamental pentru descrierea mișcării de nutație în nuclee triaxiale de masă impară. Hamiltonianul este adus la o formă clasică prin intermediul *principiului variațional* (conform Eq. (4.4)). În perspectiva clasică, dinamica este descrisă de două seturi de coordonate, adică unul pentru miez și unul pentru particula simplă

Capitolul 4 utilizează o re-normalizare a benzilor de nutație prin aplicarea principiului variațional nu numai asupra stării fundamentale, ci și asupra altor benzi. Aceasta este denumită formalismul $\mathbf{W}_1$ pe parcursul lucrării. Benzile TSD1 și TSD2 din $^{161,163,165,167}\text{Lu}$ sunt parteneri de semnătură, ceea ce înseamnă că numerele de fononi sunt $(n_{w_1}, n_{w_2}) = (0, 0)$.

Sunt utilizate două proceduri de fit pentru ^{163}Lu , deoarece a patra bandă triaxială este obținută prin cuplarea unui proton valență diferit ($h_{9/2}$). Rezultatele referitoare la

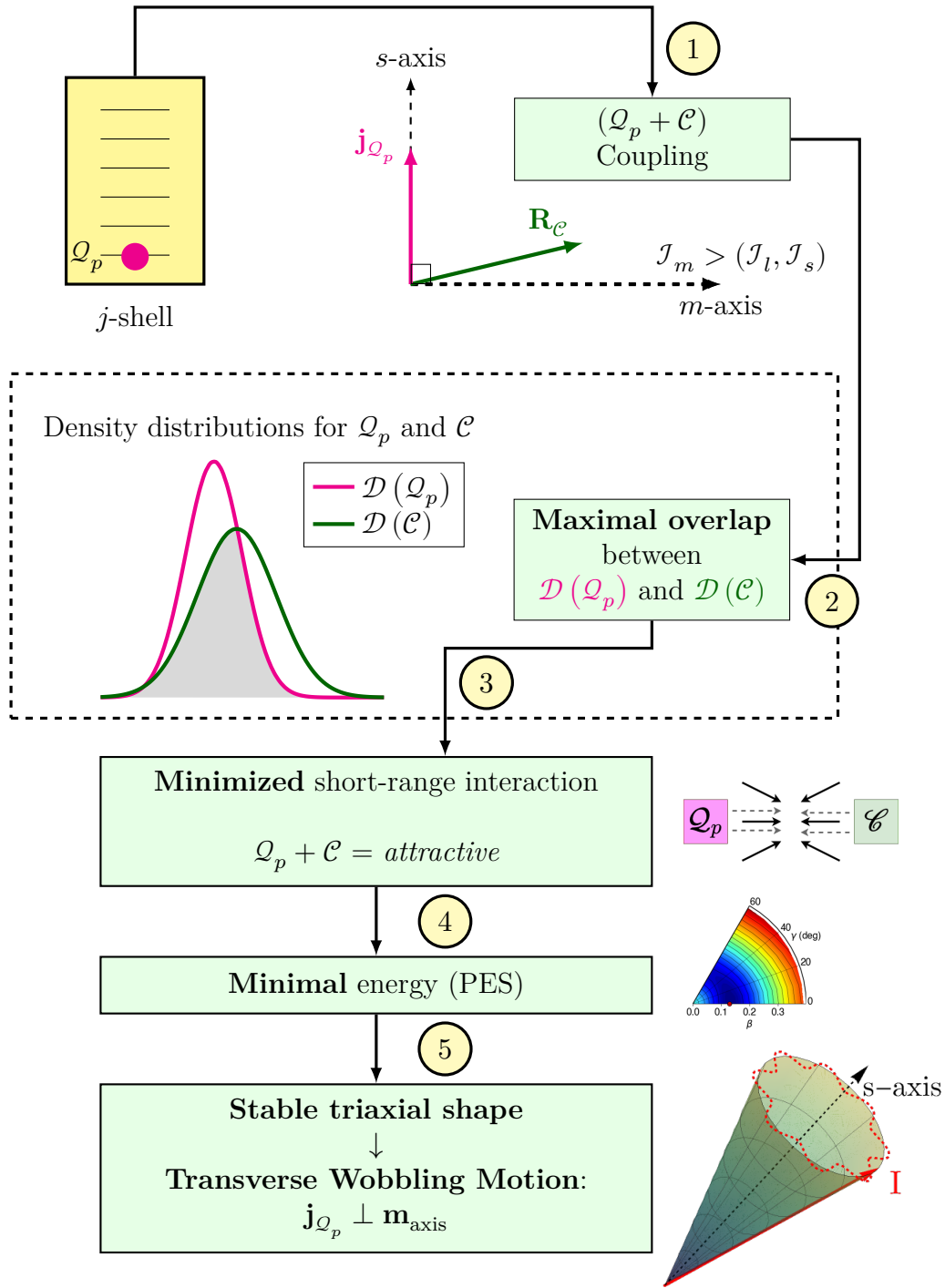


Figura 5.1: Schema unei quasi-particule cu caracter de particulă Q_p în cuplarea sa cu un rotor triaxial $\mathcal{C}$. Pentru Q_p care provine din partea de jos a unei păturei j și se cuplează cu axa s a miezului $\mathcal{C}$ (1) va maximiza suprapunerea de densitate (2), ceea ce va minimiza interacțiunea lor (3), reducând energia totală (4), și în cele din urmă stabilizând structura triaxială (5) către o nutație triaxială. Axa lungă l a fost ignorată în desene. În imaginea de jos, este prezentat conul de precesie al momentului cinetic total, oscilând de-a lungul axei s .

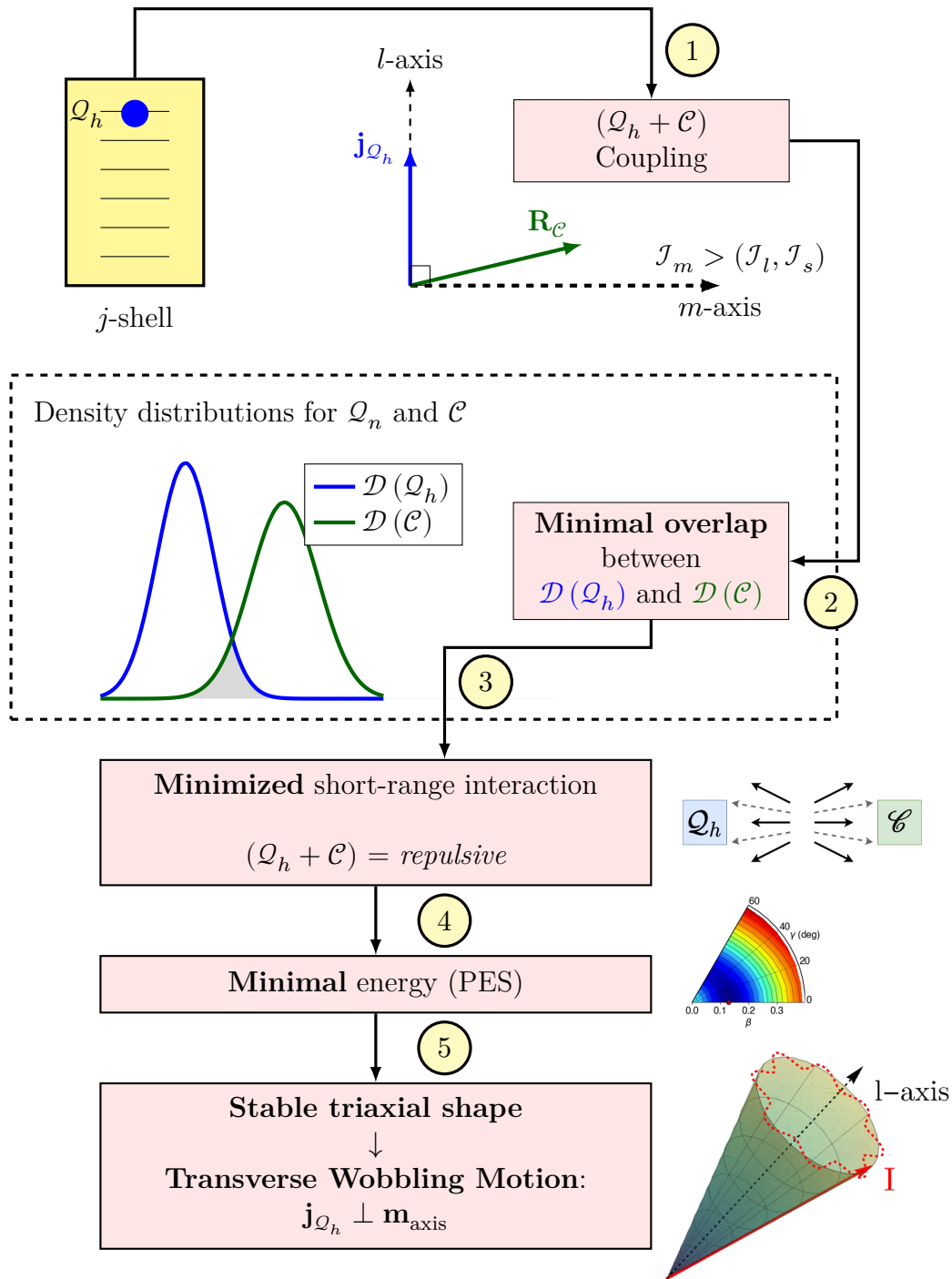


Figura 5.2: Schema unei quasi-particule cu caracter de gaură $\mathcal{Q}_h$ în cuplarea sa cu un rotor triaxial $\mathcal{C}$. Pentru $\mathcal{Q}_h$ care provine din partea de sus a unei pătri j și se cuplează cu axa l a miezului $\mathcal{C}$ (1) va minimiza suprapunerea de densitate (2), ceea ce va minimiza interacțiunea lor (3), reducând energia totală (4), și în cele din urmă stabilizând structura triaxială (5) către o nutație triaxială. Axa scurtă s a fost ignorată în desene. În imaginea de jos, este prezentat conul de precesie al momentului cinetic total, oscilând de-a lungul axei l .

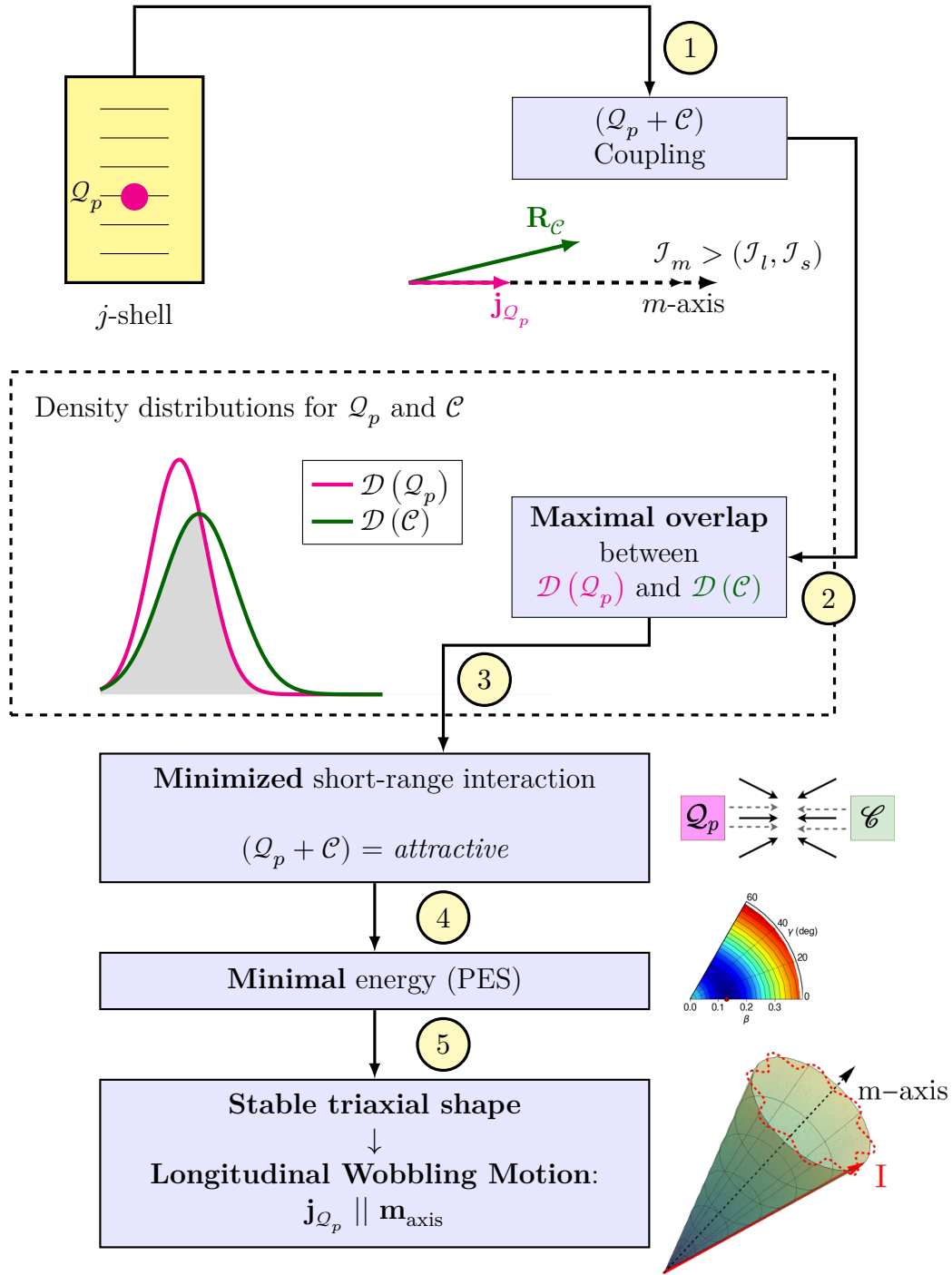


Figura 5.3: Schema unei particule Q_p în cuplarea sa cu un rotor triaxial $\mathcal{C}$. Pentru Q_p ce provine din mijlocul unei pături j și se cuplează cu axa m a miezului $\mathcal{C}$ (1) va maximiza suprapunerea de densitate (2), ceea ce va minimiza interacțiunea lor (3), reducând energia totală (4), și în cele din urmă stabilizând structura triaxială (5). În imaginea de jos, este prezentat conul de precesie al momentului cinetic total, oscilând de-a lungul axei m .

energii și probabilități de tranziție verifică foarte bine datele experimentale.

Abordarea inovatoare denumită **W₂** este utilizată în **Capitolul 5** și tratează benzile TSD2 și TSD4 din ^{163}Lu ca *parteneri de paritate: o serie de benzi cu paritate opusă care apar din aceeași aliniere a particulei simple (protonul $i_{13/2}$) dar cu nuclee diferite*. Formalismul **W₂** adoptă o procedură de fitare unificată pentru spectrul lui ^{163}Lu , iar datele experimentale sunt reproduse foarte bine (vezi Fig. 4.1 - 4.2).

Interpretările geometrice ale mișcării de nutație sunt realizate în spațiul generat de componentele momentului cinetic, arătând traiectoriile clasice ale lui **I** (se amintește setul de Figuri 4.3 - 4.6). Pentru o stare de spin dată aparținând spectrelor de nutație, nucleul poate executa o mișcare precesională până la o anumită energie (punct critic). Dincolo de această valoare, apare o tranziție de fază, în care momentul angular total își schimbă axa de precesie.

Ultimul capitol este dedicat unei descrieri complet diferite pentru mișcarea de nutație în cadrul nucleelor cu masă impară. Prin intermediul unei metode unice care necesită o descriere bozonică a momentelor cinetice și utilizând Funcțiile Eliptice Jacobi [11], mișcarea de nutație în nucleul ^{135}Pr este tratată într-un mod clasic, obținând rezultate care sunt în acord cu măsurătorile experimentale. Mai multe concluzii sunt disponibile în Secțiunea 6.5.4 în cadrul capitolului.

Pentru a rezuma întreaga lucrare, sunt prezentate **șase publicații: două** articole de cercetare care introduc re-normalizarea în ceea ce privește parteneri de semnătură pentru benzile triaxiale din $^{161,163,165,167}\text{Lu}$ (Refs. [24, 25]), **alte două** articole care extind acest formalism cu parteneri de paritate în ^{163}Lu (Refs. [21, 19]), **un** articol dedicat geometriei modului de nutație în nuclee cu masă impară (Ref. [20]), și în cele din urmă, **o lucrare** care acoperă nucleele cu masă impară și oferă o descriere unificată a fenomenelor de nutație + chiralitate (Ref. [26]).

5.1 Lista de publicații științifice

1. Raduta, A. A., **R. Poenaru**, C. M. Raduta: *New approach for the wobbling motion in the even-odd isotopes $^{161,163,165,167}\text{Lu}$* , Physical Review C, vol. 101, no. 1, 014302, **2020**, DOI: [10.1103/PhysRevC.101.014302](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.101.014302) (Ref. [24] in text)
IF: 3.296 (2020); **AIS:** 0.747 (2020)
2. Raduta, A. A., **R. Poenaru**, C. M. Raduta: *Towards a new semi-classical interpretation of the wobbling motion in ^{163}Lu* , Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics 47(2), 025101, **2020**, DOI: [10.1088/1361-6471/ab5ae4](https://doi.org/10.1088/1361-6471/ab5ae4) (Ref. [25] in text)
IF: 3.045 (2020); **AIS:** 1.104 (2020)
3. Raduta, A. A., C. M. Raduta, **R. Poenaru**: *A new boson approach for the wobbling motion in even-odd nuclei*, Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics 48(1),

015106, **2020**, DOI: [10.1088/1361-6471/abc533](https://doi.org/10.1088/1361-6471/abc533) (Ref. [26] in text)

IF: 3.045 (2020); **AIS:** 1.104 (2020)

4. **Poenaru, R.**, A. A. Raduta: *Parity partner bands in ^{163}Lu : A novel approach for describing the negative parity states from a triaxial super-deformed band*, International Journal of Modern Physics E 30(05), 2150033, **2021**, DOI: [10.1142/S0218301321500336](https://doi.org/10.1142/S0218301321500336) (Ref. [21] in text)
IF: 0.924 (2021); **AIS:** 0.270 (2021)
5. **Poenaru, R.**, A. A. Raduta: *Extensive study of the positive and negative parity wobbling states for an odd-mass triaxial nucleus I: Energy spectrum*, Rom. J. of Phys 66, 308, **2021**, WOS: [000701939700001](https://www.wosid.org/000701939700001) (Ref. [19] in text)
IF: 1.662 (2021); **AIS:** 0.172 (2021)
6. **Poenaru, R.**, A. A. Raduta: *Extensive study of the positive and negative parity wobbling states for an odd-mass triaxial nucleus II: Classical trajectories*, Rom. J. of Phys 66, 309, **2021**, WOS: [000731393700006](https://www.wosid.org/000731393700006) (Ref. [20] in text)
IF: 1.662 (2021); **AIS:** 0.172 (2021)
7. Raduta, C. M., A. A. Raduta, **R. Poenaru**, Al H. Raduta: *Simultaneous description of wobbling and chiral properties in even-odd triaxial nuclei*, Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics 49(2), 025105, **2022**, DOI: [10.1088/1361-6471/ac3c34](https://doi.org/10.1088/1361-6471/ac3c34) (Ref. [27] in text)
IF: 3.519 (2021); **AIS:** 1.115 (2021)

Total IF: 17.225; **Total AIS:** 4.684

5.2 Conferințe și alte comunicări științifice

5.2.1 Conferințe internaționale

1. TIM 19 Physics Conference, May 29 - 31 2019, Timisoara, Romania
 **Oral presentation** - *Triaxiality in odd-A nuclei*
2. International Conference For Students Of Physics And Natural Sciences, March 16-19, 2021 (Online)
 **Poster presentation** - *The Wobbling Motion In ^{162}Lu Through A Semi-Classical Approach*
3. International Conference For Students Of Physics And Natural Sciences, March 16-19, 2021 (Online)
 **Poster presentation** - *Single-Particle Motion In A Wobbling Nucleus - A Case-Study For Odd-Mass Isotopes*

4. TIM 20-21 Physics Conference, November 11-13, 2021 (Online)
🎤 Oral presentation - *A Novel Approach For The Semi-Classical Description Of The Wobbling Properties In Odd-A Nuclei*
5. International Conference on Nuclear Structure Properties, June 28-30, 2022, Kirikkale, Turkey
🎤 Oral presentation - *Evaluation of the wobbling motion in even-even nuclei within a Simple Rotor Model*
6. TIM 22 Physics Conference, November 23-25, 2022, Timisoara, Romania
🎤 Oral presentation - *Description Of The Wobbling Motion Through A Boson Method*
7. International Conference on Nuclear Structure Properties, May 08-10, 2023 (Online)
🎤 Oral presentation - *Parity Partner Bands and the Wobbling Motion in ^{163}Lu*

5.2.2 Conferințe naționale

1. Faculty of Physics Annual Meeting, June 18th, 2021 (Online)
🎤 Oral presentation - *Wobbling Phenomenon in Odd-Mass Nuclei*
2. Faculty of Physics Annual Meeting, June 24th, 2022, Magurele, Romania
🎤 Oral presentation - *New Results Concerning Collective Motion in Triaxial Nuclei*
3. Faculty of Physics Annual Meeting, May 26th, 2023, Magurele, Romania
🎤 Oral presentation - *New Data on Wobbling Motion for $A \approx 130$ Mass Region*

Bibliografie

- [1] Aage Niels Bohr și Ben R Mottelson, *Nuclear Structure (In 2 Volumes)*, World Scientific Publishing Company, 1998.
- [2] R Budaca și AI Budaca, „Deformation dependence of the screened decay law for proton emission”, în *Nuclear Physics A* 1017 (2022), p. 122355.
- [3] QB Chen, SQ Zhang, PW Zhao și J Meng, „Collective Hamiltonian for wobbling modes”, în *Physical Review C* 90.4 (2014), p. 044306.
- [4] AS Davydov și GF Filippov, „Rotational states in even atomic nuclei”, în *Nuclear Physics* 8 (1958), pp. 237–249.
- [5] S Frauendorf și F Dönau, „Transverse wobbling: A collective mode in odd-A triaxial nuclei”, în *Physical Review C* 89.1 (2014), p. 014322.
- [6] Stefan Frauendorf, „Spontaneous symmetry breaking in rotating nuclei”, în *Reviews of Modern Physics* 73.2 (2001), p. 463.
- [7] Stefan Frauendorf și Jie Meng, „Tilted rotation of triaxial nuclei”, în *Nuclear Physics A* 617.2 (1997), pp. 131–147.
- [8] Roy J Glauber, „Coherent and incoherent states of the radiation field”, în *Physical Review* 131.6 (1963), p. 2766.
- [9] Walter Greiner și Joachim A Maruhn, *Nuclear models*, Springer, 1996.
- [10] Ikuko Hamamoto, „Wobbling excitations in odd-A nuclei with high-j aligned particles”, în *Physical Review C* 65.4 (2002), p. 044305.
- [11] Carl Gustav Jacob Jacobi, *Fundamenta nova theoriae functionum ellipticarum*, Borntrager, 1829.
- [12] Bing-Nan Lu, En-Guang Zhao, Shan-Gui Zhou et al., „Potential energy surfaces of actinide nuclei from a multidimensional constrained covariant density functional theory: Barrier heights and saddle point shapes”, în *Physical Review C* 85.1 (2012), p. 011301.
- [13] James Till Matta, „Transverse Wobbling in ^{135}Pr ”, în *Exotic Nuclear Excitations: The Transverse Wobbling Mode in ^{135}Pr* , Springer, 2017, pp. 77–93.

- [14] Peter Möller, Ragnar Bengtsson, B Gillis Carlsson, Peter Olivius și Takatoshi Ichikawa, „Global calculations of ground-state axial shape asymmetry of nuclei”, în *Physical review letters* 97.16 (2006), p. 162502.
- [15] Peter Möller, Arnold J Sierk, Takatoshi Ichikawa, Akira Iwamoto, Ragnar Bengtsson, Henrik Uhrenholt și Sven Åberg, „Heavy-element fission barriers”, în *Physical Review C* 79.6 (2009), p. 064304.
- [16] H Morinaga și PC Gugelot, „Gamma rays following (α , xn) reactions”, în *Nuclear Physics* 46 (1963), pp. 210–224.
- [17] Makito Oi, Ahmad Ansari, Takatoshi Horibata și Naoki Onishi, „Wobbling motion in the multi-bands crossing region”, în *Physics Letters B* 480.1-2 (2000), pp. 53–60.
- [18] F Palumbo și A Richter, „Splitting of the magnetic dipole giant resonance and triaxial deformation”, în *Physics Letters B* 158.2 (1985), pp. 101–102.
- [19] R Poenaru și AA Raduta, „EXTENSIVE STUDY OF THE POSITIVE AND NEGATIVE PARITY WOBBLING STATES FOR AN ODD-MASS TRIAXIAL NUCLEUS I: ENERGY SPECTRUM”, în *Romanian Journal of Physics* 66.7-8 (2021).
- [20] R Poenaru și AA Raduta, „EXTENSIVE STUDY OF THE POSITIVE AND NEGATIVE PARITY WOBBLING STATES FOR AN ODD-MASS TRIAXIAL NUCLEUS II: CLASSICAL TRAJECTORIES”, în *Romanian Journal of Physics* 66.9-10 (2021).
- [21] R Poenaru și AA Raduta, „Parity partner bands in ^{163}Lu : A novel approach for describing the negative parity states from a triaxial super-deformed band”, în *International Journal of Modern Physics E* 30.05 (2021), p. 2150033.
- [22] Chong Qi, Roberto Liotta și Ramon Wyss, „Recent developments in radioactive charged-particle emissions and related phenomena”, în *Progress in Particle and Nuclear Physics* 105 (2019), pp. 214–251.
- [23] AA Raduta, R Poenaru și L Gr Ixaru, „Semiclassical unified description of wobbling motion in even-even and even-odd nuclei”, în *Physical Review C* 96.5 (2017), p. 054320.
- [24] AA Raduta, R Poenaru și CM Raduta, „New approach for the wobbling motion in the even-odd isotopes Lu 161, 163, 165, 167”, în *Physical Review C* 101.1 (2020), p. 014302.
- [25] AA Raduta, R Poenaru și CM Raduta, „Towards a new semi-classical interpretation of the wobbling motion in ^{163}Lu ”, în *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics* 47.2 (2020), p. 025101.

- [26] AA Raduta, CM Raduta și R Poenaru, „A new boson approach for the wobbling motion in even–odd nuclei”, în *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics* 48.1 (2020), p. 015106.
- [27] CM Raduta, AA Raduta, R Poenaru și Al H Raduta, „Simultaneous description of wobbling and chiral properties in even–odd triaxial nuclei”, în *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics* 49.2 (2022), p. 025105.
- [28] N Sensharma, U Garg, S Zhu, AD Ayangeakaa, S Frauendorf, W Li, GH Bhat, JA Sheikh, MP Carpenter, QB Chen et al., „Two-phonon wobbling in ^{135}Pr ”, în *Physics Letters B* 792 (2019), pp. 170–174.
- [29] Yoshifumi R Shimizu și Masayuki Matsuzaki, „Nuclear wobbling motion and electromagnetic transitions”, în *Nuclear Physics A* 588.3 (1995), pp. 559–596.
- [30] K Starosta, T Koike, CJ Chiara, DB Fossan, DR LaFosse, AA Hecht, CW Beausang, MA Caprio, JR Cooper, R Krücken et al., „Chiral doublet structures in odd-odd $N=75$ isotones: Chiral vibrations”, în *Physical review letters* 86.6 (2001), p. 971.