



UNIVERSITATEA "POLITEHNICA" din BUCUREȘTI  
FACULTATEA DE ȘTIINȚE APLICATE

**TEHNICI AVANSATE DE SPECTROSCOPIE  
APPLICATE ÎN STUDIUL  
STRUCTURII NUCLEARE**

**Rezumat Teză**

**Cristian COSTACHE**

**Coordonator PhD**  
Prof. Dr. Gheorghe CĂTA-DANIL

**Supervizor Științific IFIN-HH**  
CS I Dr. Nicolae Marius MĂRGINEAN



# Cuprins

1	Introducere despre structura izotopilor neutrono-deficitari ai Po	1
2	O scurtă prezentare a modelelor nucleare relevante în cazul nucleelor de masă medie și grele din vecinătatea păturilor închise	3
3	Posibilități de spectroscopie gamma la ansamblul multidetector ROSPHERE	5
4	Măsurarea timpilor de viață ai nivelelor nucleare excitate prin metoda Distanței de Recul și ROSPHERE	9
5	Măsurarea timpilor de viață nucleari folosind metoda de timing electronic în fascicul la ROSPHERE	13
6	Măsurători de timing electronic de mare precizie în izotopii neutrono-deficitari ai Po la IFIN-HH	17
	Bibliografie	31



# Introducere despre structura izotopilor neutrono-deficitari ai Po

Pentru elaborarea acestei teze mi-am concentrat studiul pe structura nucleară a izotopilor neutrono-deficitari ai Poloniului; în acest scop am măsurat timpii de viață ai stărilor nucleare excitate în izotopii par-pari  $^{202,204,206}\text{Po}$ . Fig. 1.1 prezintă amplasamentul izotopilor studiați pe harta nucleară.

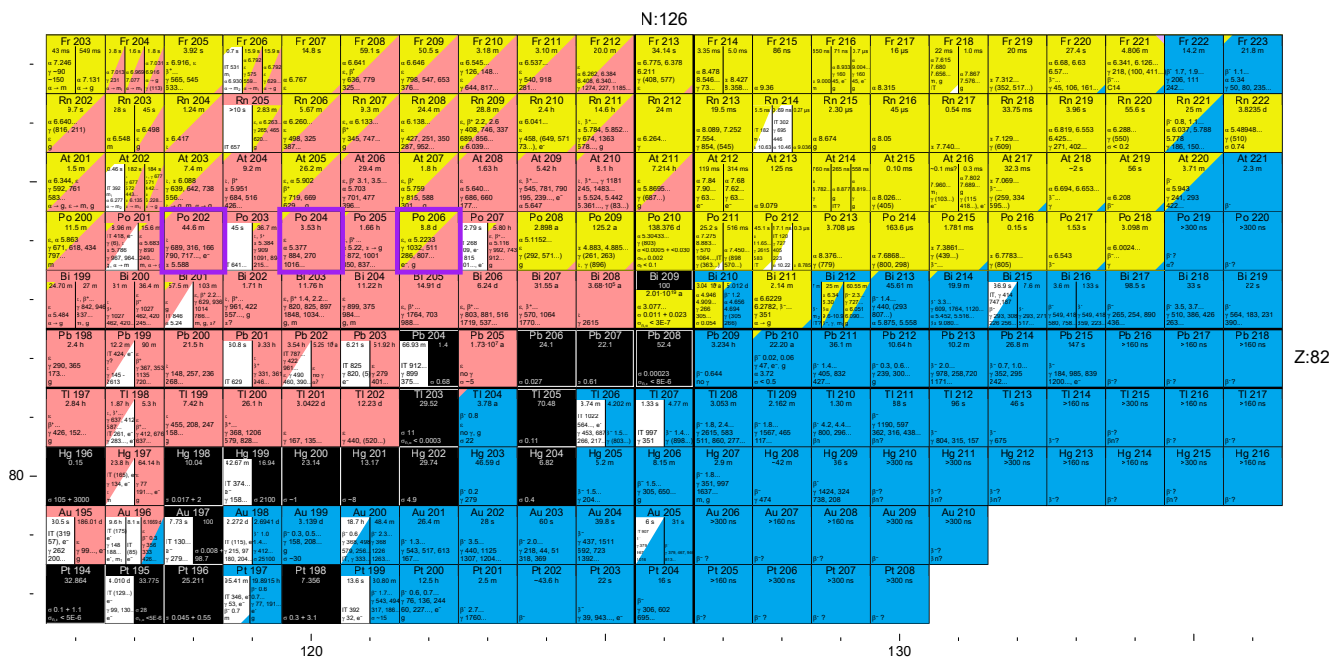


Figura 1.1: Regiune din harta nucleazilor centrată pe nucleul dublu magic  $^{210}\text{Po}$ . Izotopii Poloniului se situează cu 2 protoni deasupra păturii închise  $Z = 82$ . Izotopii neutrono-deficitari ce constituie obiectul de studiu al prezentei lucrări sunt marcați cu mov.

Izotopii Poloniului au  $Z = 84$ , plasându-se astfel la doi protoni deasupra păturii închise  $Z = 82$ , cu doi protoni în pătura  $1h_{9/2}$ . Prezența a doi protoni cu un moment unghiular mare ( $j = 9/2$ ), aflați în proximitatea numărului magic  $Z = 82$  face ca izotopii neutrono-deficitari ai Poloniului să fie un bun caz de studiu al regimului de senioritate [1] și al evoluției lor către colectivitatea nucleară pe măsura îndepărtării de pătura închisă  $N = 126$ .

Stările yrast  $8^+$  din izotopii neutrono-deficitari ai Poloniului sunt izomeri de viață lungă, în timp ce stările yrast  $2^+$  au timp de viață scurți, de ordinul picosecundelor. Aceasta îngreunează

măsurarea timpilor de viață ai stărilor yrast  $4^+$  și  $6^+$  în izotopii neutrono-deficitari ai Poloniului și constituie principalul motiv al lipsei datelor experimentale. Pentru măsurarea timpilor de viață ai stărilor nucleare excitate în acești izotopi am utilizat metoda de timing electronic în-fascicul [2].

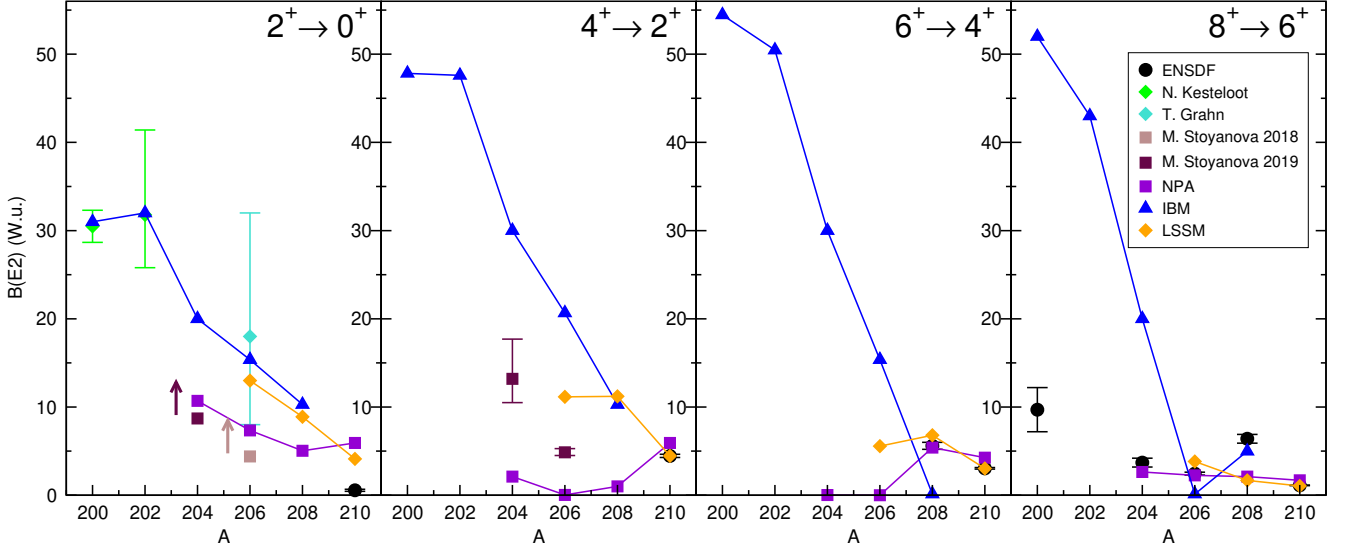


Figura 1.2: Sistemática valorilor experimentale [3, 4, 5, 6, 7] ale  $B(E2)$  ce conectează primele stări yrast în izotopii Po până la  $A = 210$  împreună cu predicții recente obținute cu ajutorul a trei modele teoretice [8, 9, 10].

Predicțiile date după efectuarea unor calcule teoretice recente pentru izotopii Po cu  $N \leq 126$  sunt prezentate împreună cu date experimentale cunoscute în Fig. 1.2. Aceste valori au fost obținute în urma efectuării a trei tipuri de calcule: Aproximația Perechilor Nucleonice (NPA) a modelului în pături [8], Modelul Bozonilor în Interacție (IBM) cu amestec de configurații [9] și calcule folosind calcule de Model în Pături la Scala Largă (LSSM) [10]. Se poate observa faptul că predicțiile nu sunt consistente acolo unde nu există date experimentale, existând totuși un acord cu datele experimentale existente la momentul efectuării calculelor.

Posibilitatea de a studia tranziția de la regimul de senioritate către mișcarea colectivă, împreună cu lipsa datelor experimentale și aspectul divergent al predicțiilor teoretice recente m-au determinat să întreprind studiul izotopilor neutrono-deficitari ai Po prezentat în aceasta lucrare. Experimentele, analiza datelor experimentale și rezultatele obținute sunt prezentate și discutate în Capitolul 6.

# O scurtă prezentare a modelelor nucleare relevante în cazul nucleelor de masă medie și grele din vecinătatea păturilor închise

---

## Modelul în pături

Încă de la începutul procesului de studiu al nucleului atomic s-a relevat faptul că unele nuclee sunt mai stabile și mai abundente decât vecinii lor [11]. Acestea prezentau o periodicitate în numărul de protoni și neutroni și a fost de asemeni observat experimental că nucleele având aceste numere de protoni și neutroni prezentau o valoare mai ridicată a energiei primei stări excitate comparativ cu nucleele vecine par-pare. Aceste valori au fost ulterior denumite *numere magice* [12], iar descoperirea lor a dus la ipoteza modelului în pături pentru descrierea structurii nucleului atomic.

Utilizarea unei forme radiale realiste a potențialului duce la despicierea nivelelor de potențial de oscilator armonic în nivele  $E_{nl}^{(i)}$  crescând astfel degenerarea. O forma mai naturala a potențialului se obține folosind factorul de forma sferic de tip Woods-Saxon [13]. Prin introducerea unui cuplaj spin-orbita relativ puternic [14, 15] se obține despicierea nivelelor uniparticulă  $E_{nl}^{(i)}$  în doua sub-nivele având momentul unghiular total de  $j = l \pm 1/2$ , fiecare nivel nou căpătând o degenerare  $(2j + 1)$ . Tăria termenului spin-orbită crește cu  $l$  și duce la ridicarea în energie a stărilor de paritate nenaturală.

Acest model reproduce foarte bine nucleele aflate în vecinătatea numerelor magice, iar aceasta face ca aplicabilitatea sa să fie limitată. Dimensiunea elementelor de matrice din calcule microscopice de model în pături crește rapid pe măsura îndepărtării de păturile închise. Studiul structurii izotopilor neutrono-deficitari ai Po au fost efectuate utilizând formalismele Schema de Senioritate, Aproximația Perechilor Nucleonice, Modelul Bozonilor în Interacție sau calcule de Model în Pături la Scala Largă.

## Schema de Senioritate

În fizica nucleară, numărul de senioritate, de obicei denotat  $\nu$ , reprezintă numărul de nucleoni identici care nu sunt cuplați la  $J = 0$ . Într-o configurație  $j^2$ , pentru starea fundamentală perechea nu este ruptă și cei doi nucleoni sunt cuplați la spin 0. Pentru starea fundamentală senioritatea

---

este  $\nu = 0$ . Perechea este apoi ruptă pentru a forma prima stare excitată și numărul de senioritate crește la  $\nu = 2$ . Pentru restul nivelelor perechea rămâne rupta și numărul de senioritate nu se modifică ( $\Delta\nu = 0$ ).

Una dintre caracteristicile schemei de senioritate este faptul că valorile  $B(E2)$  care conectează stările ce conservă senioritatea au o formă parabolică descendentă de-a lungul unei pături. Aceasta formă diferă de cea a valorilor  $B(E2)$  ce conectează stări de senioritate diferită, tranzițiile neconservatoare ( $\Delta\nu \neq 0$ ); acestea au o formă parabolică ascendentă. O altă caracteristică utilă a schemei de senioritate este posibilitatea de a reduce elementele de matrice ale tranziției  $E2$  pentru o tranziție ce conservă senioritatea între stări de la configurația  $j^n$  la  $j^\nu$ . Aceasta poate fi o simplificare importantă deoarece pentru multe nuclee stările de energie joasă au o senioritate redusă.

## Modelul Bozonilor în Interacție

Modelul Bozonilor în Interacție (IBM sau IBA) [16] este un model algebric bazat pe teoria grupurilor și utilizat pentru descrierea proprietăților colective ale nucleelor. Aceste proprietăți depind doar de nucleonii de valență care creează perechi numite bozoni- $s$  sau - $d$  cu momentele unghiulare  $l = 0$  și  $l = 2$ . Bozonii  $s$  și  $d$  au șase sub-stări magnetice, așadar sistemul poate fi privit ca un spațiu 6-dimensional. Acesta poate fi descris matematic cu ajutorul grupului unitar 6-dimensional  $U(6)$ . Fiecare dintre cele trei subgrupuri corespund unei limite geometrice [17, 18, 19, 20, 21].

Această versiune a modelului IBA nu face distincția între neutronii și protonii de valență. Există o versiune extinsă a modelului care ia în considerare gradele de libertate ale protonilor și neutronilor, IBA-2. O altă versiune extinsă, numită Modelul Bozonilor și Fermionilor în Interacție (IBFM), cuplează un fermion la un miez par-par și este utilizată pentru descrierea nucleelor cu  $A$  impar.

## Aproximația Perechilor Nucleonice

Modelul Aproximația Perechilor Nucleonice utilizează un Hamiltonian de tip shell model fenomenologic și calculează elementele de matrice într-o bază de nucleoni identici cuplați la spin 0 [22]. Aceasta metodă oferă o trunchiere eficientă a spațiului de model în pături, permițând efectuarea de calcule pentru nucleele de masă medie și grele.

## Calcul de Model în Pături la Scala Largă

Calculul de Model în Pături la Scala Largă (LSSM) sunt o combinație între modelul în pături și diferiți algoritmi de trunchiere. Calculul de acest tip folosesc spații mari care le permit includerea celor mai importante grade de libertate. Acești algoritmi includ Modelul în Pături Monte Carlo [23, 24] sau metoda de diagonalizare Monte Carlo [25]. Acest tip de calcule sunt probabil cea mai bună soluție pentru viitorul modelelor teoretice.



# Posibilități de spectroscopie gamma la ansamblul multidetector ROSPHERE

## Ansamblul multi-detector ROSPHERE

ROSPHERE este un ansamblu spectroscopic multi-detector gamma și este montat pe prima linie experimentală a Acceleratorului Tandem de 9 MV al IFIN-HH, de lângă București, România [26]. Acest ansamblu poate cuprinde până la 25 de detectori într-o geometrie sferică; aceștia pot fi detectori de GeHP cu rejecție anti-Compton, sau combinați cu scintilatori  $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$  sau detectori de neutroni cu scintilator lichid.

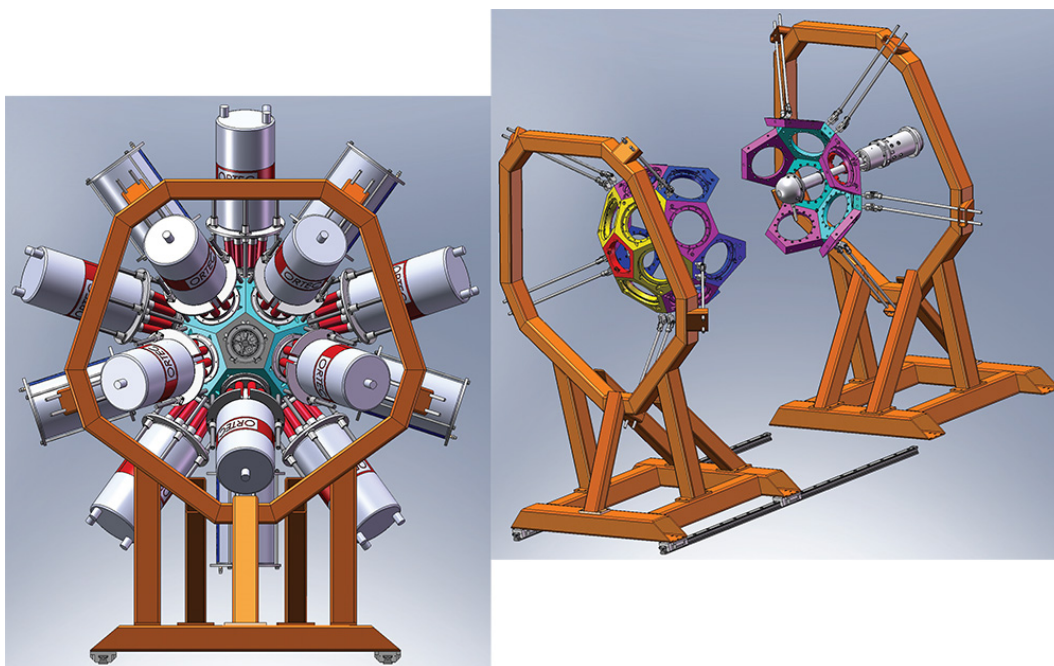


Figura 3.1: O reprezentare CAD a spectrometrului ROSPHERE. În partea stângă în lungul axei de fascicul, iar în partea dreaptă se pot observa cele cinci inele angulare și un dispozitiv plunger.

ROSPHERE este proiectat și construit pentru măsurători de timpi de viață ai stărilor nucleare excitate într-un domeniu larg, de la zeci de fs până la zeci de ns. Timpul de viață al unei stări nucleare excitate reprezintă o observabilă experimentală care este sensibilă la structura acelei stări nucleare. Prin intermediul elementelor de matrice reduse timpii de viață furnizează informații asupra funcțiilor de undă implicate în tranziție.

---

Ansamblul este de obicei folosit în configurație mixta de 15 detectori de GeHP cu rejecție anti-Compton și 10 scintilatori LaBr<sub>3</sub>(Ce). În această configurație se pot face măsurători de timpi de viață prin Metoda Atenuării Doppler (DSAM) sau Timing Electronic (FEST) în-fascicul, ori, folosind dispozitivul plunger [27], RDDS sau FEST în-fascicul, acoperind un plajă largă de timpi de viață.

## Măsurători tipice

### Reacții de fuziune-evaporare

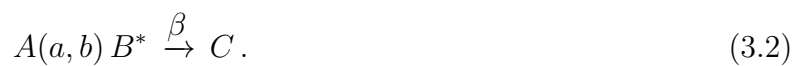
Una dintre cele mai convenabile metode de a produce stări excitate de spin înalt cu o secțiune eficace mare este cea a reacțiilor de fuziune-evaporare. Stările nucleare de interes sunt populate prin mecanismul nucleului compus, care a fost descris prima oară de Niels Bohr [28]. În mod curent, reacția este reprezentată ca:



Datorită momentului unghiular mare ce este transferat nucleului compus, reacțiile de fuziune-evaporare populează stări de spin înalt, iar aceasta le face ideale pentru studiul structurii nucleare la spini și multiplicități mari. Un alt avantaj al reacțiilor de fuziune-evaporare constă în producerea de nuclee cu stări orientate, ca o consecință a cinematicii de reacție [29, 30].

### Dezintegrare nucleară

O altă metodă pentru popularea stărilor excitate este dezintegrarea  $\beta$ . Avantajul acestei metode de populare este curățenia spectrelor gamma experimentale. Producerea nucleelor în stări excitate prin dezintegrare  $\beta$  în reacții de fuziune-evaporare poate fi reprezentată astfel:



Produsul de reacție  $B^*$  este creat într-o stare excitată în urma unei reacții nucleare. Acesta se dezintegrează  $\beta$  populând stări excitate de interes în nucleul  $C$ .

### Reacții de transfer sub barieră cu ioni grei

Reacțiile de transfer la energii apropiate sau sub bariera Coulombiană sunt guvernate de distanța de maximă apropiere dintre proiectil și țintă [31, 32]. Reacția are loc dacă distanța este destul de mică pentru ca forțele nucleare să poată acționa. Această distanță este minimă pentru valori mici ale parametrului de impact  $b$ .

Factorul de impact fiind mic, doar un moment unghiular redus este transferat și ca urmare numai stări de spin jos pot fi populate în reacție; de aici multiplicitatea redusă a reacțiilor cu ioni grei sub barieră. Această caracteristică poate fi utilizată pentru a separa spectrele experimentale gama provenite din stări populate prin reacții de multiplicitate mai ridicată, ca reacția de fuziune-evaporare.

---

## Tehnici experimentale

### Metoda Distanței de Recul

Metoda Distanței de Recul (RDDS) este o tehnica experimentală folosită pentru măsurarea timpilor de viață ai stărilor nucleare excitate în domeniul  $10^{-12} - 10^{-8}$  s [33]. Nucleele de interes sunt produse într-o țintă subțire pentru a permite ieșirea nucleelor de recul din țintă. Acestea parcurg o distanță în vid până când sunt oprite într-o folie groasă, numită stopant.

Energiile radiațiilor  $\gamma$  ce dezexcită stările nucleare ale nucleelor aflate în zbor sunt afectate de efectul Doppler. Deplasarea energiei depinde de viteza  $v$  a nucleului și de unghiul  $\theta$  de emisie al razei gama față de direcția de zbor a nucleului:

$$E_s = E_0 \frac{\sqrt{1 - \beta^2}}{1 - \beta \cos \theta} \approx E_0 (1 + \beta \cos \theta) , \quad (3.3)$$

unde  $E_s$  este energia deplasată și  $E_0$  este energia aceleiași tranziții emisă când nucleul în repaus.

Timpii de viață sunt extrași folosind dependența raportului intensităților componentelor deplasate și nedeplasate de distanța dintre țintă și stopant. Acest raport din care se extrage timpul de viață este:

$$R = \frac{I_0}{I_s + I_0} = \exp(-d/v\tau) . \quad (3.4)$$

### Metoda Atenuării Doppler

Metoda Atenuării Doppler (DSAM) constă în compararea timpilor de viață ai stărilor nucleare excitate cu timpul de stopare al reculului în țintă sau în suportul acesteia. Prin aceasta metodă se pot măsura timpi de viață în domeniul  $10^{-15} - 10^{-12}$  s, comparabili cu timpii de stopare ai reculului în țintă (sau suport).

Energia medie a razelor gama emise în zbor este:

$$\bar{E}_s(\theta) \approx E_0 \left( 1 + \frac{\bar{v}}{c} \cos \theta \right) , \quad (3.5)$$

unde  $\bar{v}$  este viteza medie a reculului. Dacă aceasta viteză este mică timpul de viață se poate determina prin metoda centroidelor; centroidul se deplasează cu unghiul de emisie al radiației gamma, astfel determinând  $\bar{v}$  și comparându-l cu o valoare teoretică. Dacă viteza reculului este suficient de mare, efectul Doppler va produce o formă de linie  $\gamma$  caracteristică. Folosind puterea de stopare în material se poate extrage timpul de viață al tranziției de interes din analiza formei de linie.

### Metoda Timingului Electronic în-fascicul

Metoda Timingului Electronic (FEST) în-fascicul constituie o posibilitate de măsurare directă a curbei de dezintegrare folosind dispozitive electronice. Această curbă este construită măsu-

rând diferența de timp dintre popularea și dezexcitarea unei stări nucleare, folosind detectori cu scintilație rapizi,  $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$  sau  $\text{BaF}_2$ .

Diferența de timp între populare și dezexcitare se măsoară folosind un convertor timp-amplitudine (TAC) sau un convertor digital de timp (TDC), semnalele logice START și STOP fiind date de discriminatoarele cu fracție constantă (CFD) din semnalele provenite de la detectori.

În grupul nostru a fost dezvoltată o metodă de spectroscopie gamma în-fascicul folosind coincidențe triple [2, 26]. Această metodă este prezentată în Capitolul 5.

## Măsurători de corelații unghiulare

Distribuția radiației emise de un ansamblu de nuclee orientate este dată de [27, 34]:

$$W(\theta) = \sum_k A_k P_k(\cos \theta), \quad (3.6)$$

unde  $\theta$  este unghiul dintre direcția de emisie și axa de orientare,  $A_k$  este coeficientul distribuției unghiulare, iar  $P_k(\cos \theta)$  sunt polinoamele Legendre. De obicei doar  $k = 0, 2, 4$  dau contribuții semnificative și un experiment tipic conduce la distribuții de forma [35]:

$$W(\theta) = A_0 P_0(\cos \theta) + A_2 P_2(\cos \theta) + A_4 P_4(\cos \theta). \quad (3.7)$$

Valorile  $A_0$ ,  $A_2$  și  $A_4$  pot fi obținute prin fitarea distribuției la Ec. 3.7 și astfel se determină multipolaritatea tranziției.

O alta metodă de măsurare a multipolarității tranzițiilor constă în selectarea unor substări prin măsurarea în coincidență cu altă tranziție. Această metodă este folosită atunci când stările nucleare ce se dezexcită nu sunt orientate. Anizotropia distribuției unghiulare va depinde de unghiul dintre cele două tranziții și de multipolaritatea lor. Pentru a determina multipolaritatea tranziției de interes trebuie să se cunoască cea a tranziției coincidente.

## Metoda rapoartelor DCO

Metoda corelațiilor direcționale din stări aliniat (DCO) este utilizată pentru determinarea multipolarităților tranzițiilor și al spinilor, folosind corelațiile unghiulare ale tranzițiilor  $\gamma$  succesive ce dezexcită stări nucleare orientate. Poziția unghiulară a detectorilor este notată cu  $\varphi$ , unghiul dintre cele două planuri și axa fasciculului. Pozițiile respective ale detectorilor față de axa fasciculului este data de unghiurile  $\theta_1$  și  $\theta_2$ .

Raportul DCO este [36]:

$$R_{DCO} = \frac{W(\theta_2, \theta_1, \varphi)}{W(\theta_1, \theta_2, \varphi)}. \quad (3.8)$$

Termenul  $W(\theta_2, \theta_1, \varphi)$  reprezintă intensitatea tranziției  $\gamma_2$  în detectorul 2 măsurată în coincidență cu tranziția  $\gamma_1$  în detectorul 1. Termenul  $W(\theta_1, \theta_2, \varphi)$  este intensitatea tranziției  $\gamma_2$  în detectorul 1 măsurată în coincidență cu tranziția  $\gamma_1$  în detectorul 2.

# Măsurarea timpilor de viață ai nivelelor nucleare excitate prin metoda Distanței de Recul și ROSPHERE

---

Metoda Distanței de Recul (RDDS) constă în compararea timpilor de viață al stărilor nucleare excitate cu timpul de zbor al reculului. Este bazată pe efectul Doppler care afectează gamele emise în zbor.

În analiza RDDS singles este necesară luarea în considerare a multor nivele, iar extragerea timpului de viață al stării  $i$  se face prin rezolvarea ecuațiilor diferențiale de tipul:

$$\frac{d}{dt} n_i(t) = -\lambda_i n_i(t) + \sum_j^N \lambda_j n_j(t) b_{ji}, \quad (4.1)$$

unde  $n_i(t)$  și  $n_j(t)$  este numărul de nuclee pe nivelele  $i$  și  $j$  la momentul de timp  $t$ , numărul nivelului cel mai înalt care populează stările este  $N$  iar  $b_{ji}$  sunt factorii de ramificație ale nivelelor  $j$  față de nivelul  $i$ . Constantele de dezintegrare  $\lambda_j$  ale nivelelor  $j$  sunt inversele timpilor de viață  $\tau_j$  ai stărilor,  $\lambda_j = 1/\tau_j$ .

Pentru analiza singles este necesară cunoașterea prealabilă a intensităților  $\gamma$  și factorul de ramificație al tranziției dintre nivelele  $j$  și  $i$ . Tranzițiile de energie egală nu pot fi analizate și considerate corect în analiza altor stări.

## Dispozitivul plunger de la București

Pentru măsurători de tip RDDS este nevoie de un dispozitiv capabil să mențină distanța dintre țintă și stopant la valori de ordinul  $\mu\text{m}$ . Aceste distanțe trebuie menținute cu precizie a distanței în timpul experimentului. Acest dispozitiv este cunoscut sub denumirea de plunger.

Dispozitivul plunger de la București este construit pe baza dispozitivului dezvoltat la Institutul pentru Fizică Nucleară (IKP) al Universității din Köln [37]. O reprezentare schematică este data în Fig. 4.1.

Distanța dintre țintă și stopant este menținută prin metoda capacitivă. Un semnal treaptă de amplitudine constantă este aplicat pe stopant cu o frecvență de 250 Hz. Tensiunea de pe țintă

este citită cu un amplificator clasic, un convertor analog-digital (ADC) și un analizor multicanal (MCA) într-un calculator.

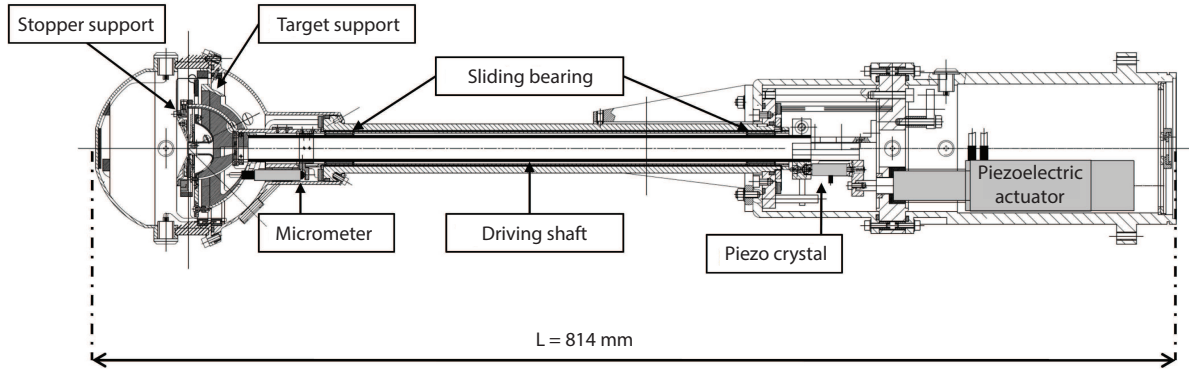


Figura 4.1: Reprezentare schematică a dispozitivului plunger de la București. Figura preluată din [27].

## Metoda curbei de dezintegrare diferențială în coincidențe $\gamma-\gamma$

Analiza DDCM a fost dezvoltată pentru a simplifica analiza RDDS și ulterior extinsă pentru toate măsurătorile de timpi de viață care folosesc efectul Doppler [38, 39]. Prin analiza DDCM un timp de viață este determinat pentru fiecare distanță țintă-stopant. Pentru o determinare neambiguă a timpului de viață este nevoie de măsurători la trei distanțe țintă-stopant aflate în regiunea de sensibilitate [37]. Analiza DDCM în coincidențe  $\gamma-\gamma$  simplifică determinarea timpilor de viață.

Folosind forma integrală a Ec. 4.1 se poate ajunge la relația pentru timpul de viață al stării  $i$  în analiza DDCM:

$$\tau_i = \frac{-N_i(t) + \sum_j^N N_j(t) b_{ji}}{\frac{d}{dt} N_i(t)}. \quad (4.2)$$

În analiza DDCM în coincidențe  $\gamma-\gamma$  folosește cel mai des condiționarea directă și cea indirectă. Pentru cea directă se folosește o poartă pe componenta deplasată a tranziției ce alimentează nivelul de interes. Pentru cea indirectă se folosește o poartă pe componenta deplasată a tranziției ce alimentează nivelul de interes printr-o stare intermediară.

În cazul condiționării directe Ec. 4.2 devine [38]:

$$\tau_i = \frac{I_{u_A}^{sB}(x)}{\frac{d}{dx} I_{s_A}^{sB}(x)} \frac{1}{v}. \quad (4.3)$$

Intensitățile  $I_{u_A}^{sB}(x)$  sunt măsurate pentru fiecare distanță țintă-stopant. Curba ce descrie intensitățile deplasate Doppler  $I_{s_A}^{sB}(x)$  este estimată prin fit pe regiuni a  $I_{u_A}^{sB}(x)$  folosind polinoame de gradul 2 continue și diferentiabile.

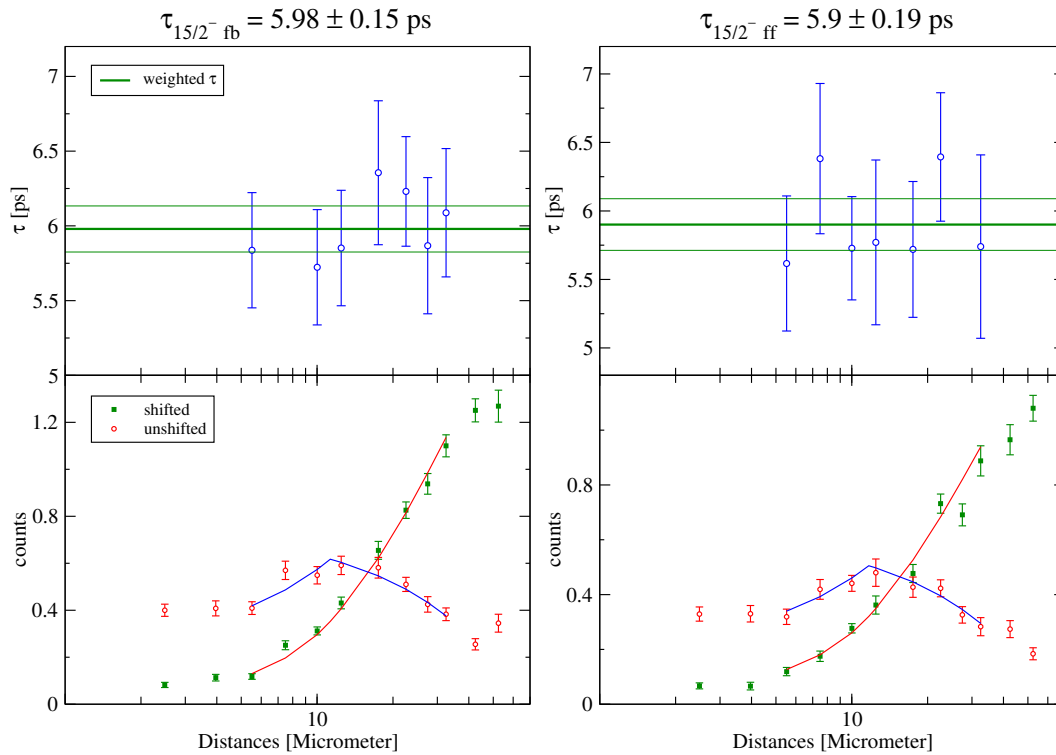


Figura 4.2: Rezultate ale analizei DDCM pentru starea  $15/2^-$ . În partea stângă este prezentată analiza pentru inelele spate și față. Figură preluată din [26].

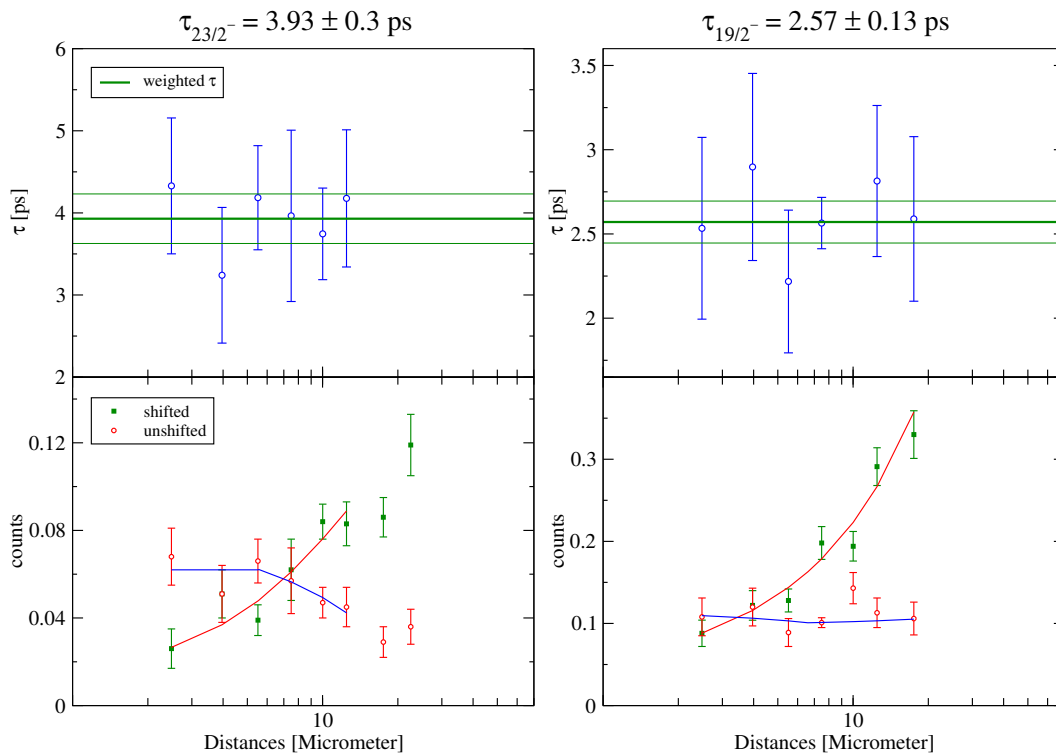


Figura 4.3: Analiza DDCM pentru starea  $23/2^-$  (partea stângă) și starea  $19/2^-$  (partea dreaptă). Figura preluată din [26].

În cazul condiționării indirecte Ec. 4.2 devine [38]:

$$\tau_i = \frac{I_{u_A}^{sC}(x) - \alpha I_{u_B}^{sC}(x)}{\frac{d}{dx} I_{u_A}^{sC}(x)} \frac{1}{v}, \quad (4.4)$$

unde  $x$  este distanța dintre țintă și stopant,  $v$  este viteza reculului și:

$$\alpha = \frac{I_{u_A}^{sC}(x) + I_{s_A}^{sC}(x)}{I_{u_B}^{sC}(x) + I_{s_B}^{sC}(x)}. \quad (4.5)$$

## Măsurători de timpi de viață în $^{119}\text{Te}$

Stările excitate din  $^{119}\text{Te}$  au fost populate prin reacția  $^{110}\text{Pd}(^{13}\text{C}, 4n)$  folosind un fascicul de  $^{13}\text{C}$  cu intensitate 2 pA și energie 50 MeV pe o țintă autoportantă din  $^{110}\text{Pd}$  de  $0.7 \text{ mg/cm}^2$ . Un stopant din aur de  $4 \text{ mg/cm}^2$  a fost folosit pentru a opri reculii. Fasciculul a fost asigurat de acceleratorul Tandem de 9 MV de la IFIN-HH.

Radiațiile  $\gamma$  emise au fost detectate folosind ansamblul multidetector ROSPHERE. Aranjamentul experimental a constat din 14 detectori GeHP și 11 detectori scintilatori  $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ . Au fost efectuate măsurători pentru 15 distanțe țintă-stopant, între 7 și  $83 \mu\text{m}$ , folosind condiția de trigger doi detectori GeHP SAU trei detectori în coincidență, un GeHP ȘI doi  $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ .

Analiza DDCM pentru tranziția de 640-keV care dezexcită starea  $15/2^-$  a fost efectuată pentru spectrele înapoi și înainte obținute prin condiționarea componentei deplasate a tranziției de 718-keV detectate la  $37^\circ$  în inelul înainte. În panourile de jos ale Fig. 4.2 pătratele reprezintă intensitățile normate ale componentei deplasate  $I_{s_A}^{sB}(d)$ , iar cercurile reprezintă componenta nedepusată  $I_{u_A}^{sB}(d)$ . Curbele sunt fituri ale fiecărui termen al Ec. 4.3. Panourile superioare reprezintă valorile  $\tau$  calculate pentru fiecare distanță și timpul de viață mediu extras.

Tabela 4.1: Valorile  $B(E2)$  calculate în această analiză pentru tranzițiile ce dezexcită primele stări yrast în  $^{119}\text{Te}$ .

$E_{niv}$ (keV)	$E_\gamma$ (keV)	$J_i^\pi \rightarrow J_f^\pi$	$\tau$ (ps)	$B(E2)$ (W.u.)
901.26	640.3	$15/2^- \rightarrow 11/2^-$	5.9(4)	36.8(27)
1618.96	717.7	$19/2^- \rightarrow 15/2^-$	2.6(3)	47.4(53)
2272.46	653.5	$23/2^- \rightarrow 19/2^-$	3.9(5)	37.6(49)

O analiză DDCM similară a fost efectuată și pentru starea  $19/2^-$ . Pentru extragerea timpului de viață al acestei stări, am pus o poartă pe componenta deplasată a tranziției de 653-keV care alimentează starea și am analizat tranziția 718-keV detectată în coincidență. Analiza a fost efectuată pentru inelele înainte și înapoi. Pentru extragerea timpului de viață al stării  $23/2^-$  am pus o poartă pe componenta deplasată a tranziției de 1075-keV care alimentează starea și am analizat tranziția de 653-keV coincidență.



# Măsurarea timpilor de viață nucleari folosind metoda de timing electronic in-fascicul la ROSPHERE

---

Metoda de Timing Electronic (FEST) este o evoluție a metodei Coincidențelor Întârziate [40, 41, 42] care a devenit posibilă prin utilizarea simultană a detectorilor scintilatori rapizi de  $\text{BaF}_2$ , cu o rezoluție temporală foarte bună  $\sim 100 - 300$  ps, când sunt cuplați cu un detector  $\beta$  subțire, și o rezoluție energetică de  $\sim 10\%$  la energia  $E_\gamma = 0.6$  MeV [42, 43].

În cazul măsurătorilor de timpi de viață prin coincidențe  $\beta\gamma\gamma$  timpul de viață este extras din coincidența întârziată  $\beta\gamma$  dintre timpii detectorilor  $\gamma$  (scintilator) și  $\beta$  (plastic). Scintilatorii sunt cuplați la tuburi fotomultiplicatoare (PMTs) rapide pentru asigurarea celei mai bune rezoluții temporale.

Diferența de timp între popularea și dezintegrarea stării nucleare este măsurată electronic și din această diferență se construiește curba de dezintegrare. Metoda fast-timing reprezintă o modalitate directă de măsurare a timpilor de viață folosind metode electronice.

## Timing electronic în-fascicul

De-a lungul timpului au fost dezvoltate cristale scintilatoare mai bine adaptate pentru metoda fast-timing. Acestea sunt cristalele de  $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ , care au o rezoluție de  $100 - 300$  ps (în funcție de mărimea cristalului) și o rezoluție energetică de  $2 - 3\%$  la  $662$  keV, datorită cantității mari de lumină produse și timpul scurt de dezintegrare [26]. Prin utilizarea detectorilor de  $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$  a fost dezvoltată o nouă metodă pentru măsurarea timpilor de viață la IFIN-HH [2], bazată pe spectroscopia gama în reacții de fuziune-evaporare sau de fragmentare.

O reprezentare schematică a metodei este arătată în Fig. 5.1. Un ansamblu de detecție format din detectori de HPGe și  $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$  măsoară coincidențe triple gama. Rezoluția energetică bună a detectorilor de GeHP permite selectarea cascadei de interes, iar detectorii de  $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$  sunt folosiți pentru a construi spectrele de timp pentru nivelelor de interes.

Se poate pune o poartă pe energia tranziției în detectorul de GeHP pentru a accentua tranzițiile de deasupra și a permite selecția lor în detectorii de  $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ . Cu aceasta poartă pe detectorii de GeHP se construiește o matrice tridimensională de coincidență  $E_\gamma E_\gamma \Delta T$ , cu energia detectată

într-un detector  $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$  pe axa  $x$  și energia detectată în celălalt detector de  $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$  pe axa  $y$ . Pe axa  $z$  se înregistrează diferența de timp între detecția celor două raze gama.

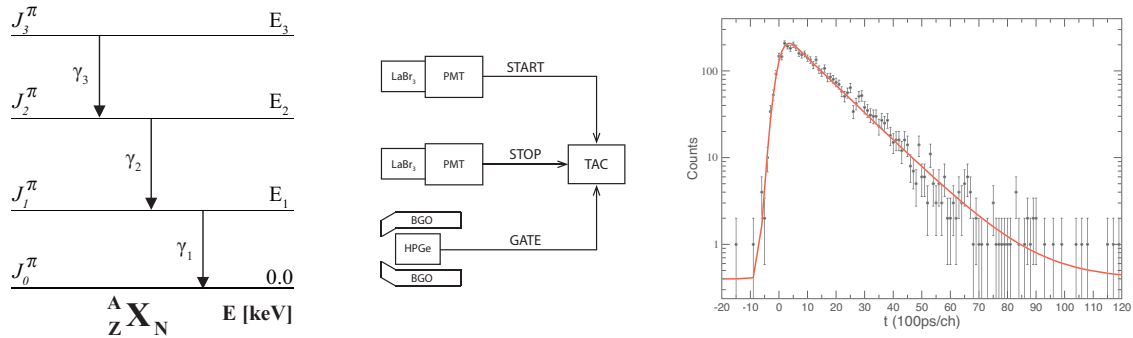


Figura 5.1: Reprezentare schematică a metodei fast-timing în-fascicul.

Această metodă se pretează în cazul spectrometrelor cu simetrie sferic-axială, așa cum este ROSPHERE [26], deoarece beneficiază de eficiența sa. Pentru a putea utiliza toate combinațiile între detectorii de  $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$  este necesară corecția curbei de walk pentru fiecare detector și deasemeni alinierea lor în timp.

## Discriminatorul cu fracție constantă

Discriminatorul cu fracție constantă (CFD) este un dispozitiv electronic care produce un semnal logic reprezentând referința de timp a fiecărui semnal provenind de la detectori. În CFD, un semnal bipolar este creat din semnalul de intrare provenind de la detectori, iar semnalul logic este format prin detectarea punctului de trece prin zero al semnalului bipolar. Pentru crearea semnalului bipolar semnalul de intrare este întârziat cu ajutorul unei întârzieri interne care poate fi prelungite și extern. Apoi o fracție din semnalul neîntârziat este scăzută din semnalul de intrare.

Panta semnalului bipolar depinde de de amplitudine, în ambele moduri CFD. Sensibilitatea comparatorului de trecere prin zero depinde de panta semnalului bipolar, deci de amplitudinea de la intrare. O alta sursă de incertitudine este zgomotul care se suprapune peste semnalul de intrare și zgomotul generat de CFD însuși.

## Corecția curbei de walk

Corecțiile efectuate pentru datele prezentate în lucrarea de față au fost efectuate folosind picurile de absorbție totală ale sursei  $^{152}\text{Eu}$ , sursă de calibrare standard disponibilă în toate laboratoarele. Corecția de walk efectuată utilizând picurile de absorbție totală elimină deplasarea indusă de timpul de viață mediu al tranzițiilor din fondul Compton [43]. Aceasta permite îmbunătățirea preciziei.

Corecția de walk necesită și o validare, care se face remăsurând timpi de viață cunoscuți ai unor stări populate în același experiment cu stările de interes pentru care se face analiza.

# Metode de extragere a timpilor de viață din spectrele de timp

*Metoda deplasării centroidului.* Această metodă este utilizată atunci când timpul de viață  $\tau$  care trebuie măsurat este mai mic decât lărgimea FWHM a funcției prompte de răspuns. În cazul ideal, când nu există alimentare de pe alte nivele sau contribuția fondului, prin definiție centroidul ("centrul de greutate" [44]) al distribuției de timp întârziate este deplasat cu valoarea timpului de viață față de poziția centroidului  $M^{(1)}[f(t)]$  corespunzător  $PRF(t)$ .

*Metoda deconvoluției.* Această metodă este utilizată atunci când timpul de viață  $\tau$  care trebuie măsurat este comparabil cu lărgimea FWHM a funcției prompte de răspuns. Distribuția de timp întârziată este convoluția unei distribuții Gaussiene, PRF, și o exponențială [45].

*Metoda pantei.* În metoda pantei nu se folosește distribuția de timp a spectrului prompt. Metoda este utilizată atunci când timpul de viață  $\tau$  ce trebuie măsurat este mai mare ca lărgimea FWHM a funcției prompte de răspuns. Valoarea timpului de viață nu este afectată de contribuția promptă a altor cascade dacă este mai mare decât lărgimea FWHM a funcției prompte de răspuns.

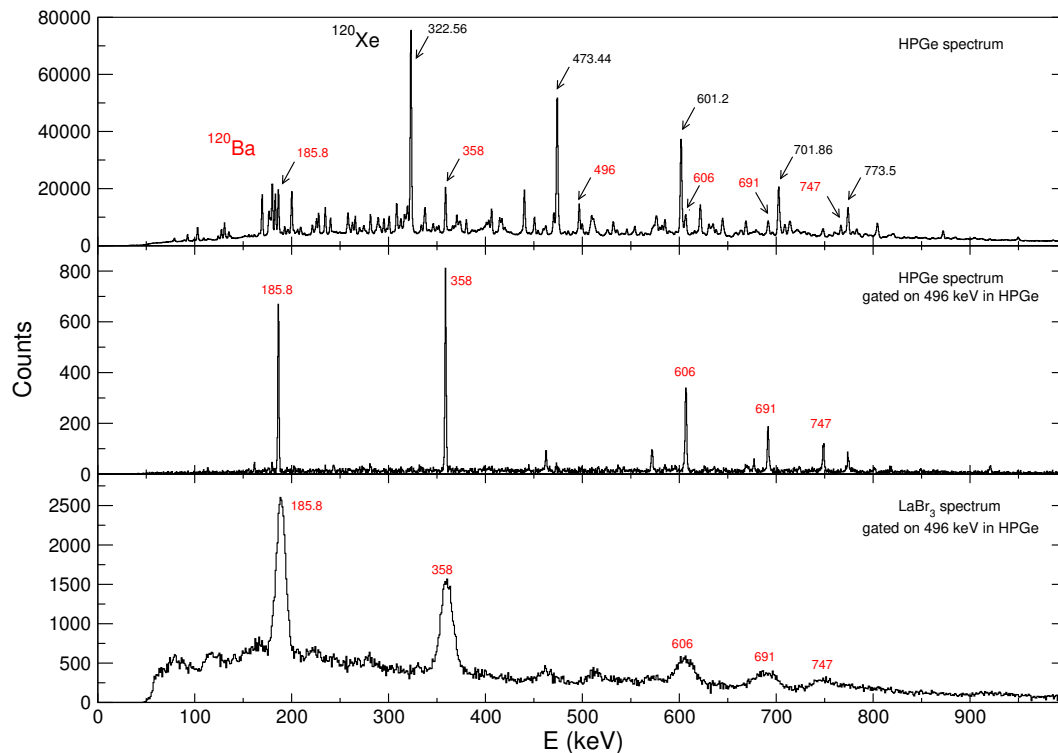


Figura 5.2: Spectre experimentale pentru reacția  $^{106}\text{Cd}(^{16}\text{O},2n)^{120}\text{Ba}$ .

## Timpul de viață al primei stări excitate $2^+$ în $^{120}\text{Ba}$

Stările excitate în  $^{120}\text{Ba}$  au fost populate prin reacția de fuziune-evaporare  $^{106}\text{Cd}(^{16}\text{O},2n)^{120}\text{Ba}$ . Ținta autoportantă de  $\sim 5 \text{ mg/cm}^2$  a fost bombardată de un fascicul de  $^{16}\text{O}$  cu o intensitate de  $\sim 2 - 3 \text{ pA}$  și o energie de 64 MeV, provenind de la Tandemul de 9MV al IFIN-HH București; razele gama emise au fost măsurate cu spectrometrul ROSPHERE.

Configurația experimentală a constat din 14 detectori de GeHP și 11 scintilatori LaBr<sub>3</sub>(Ce). Colectarea datelor a durat trei zile utilizând o condiție de trigger doi detectori GeHP în coincidență SAU trei detectori în coincidență, un detector GeHP ȘI doi detectori LaBr<sub>3</sub>(Ce). Corecția de walk a fost efectuată cu o sursă de <sup>152</sup>Eu de ~ 250 kBq. Dependența timp-energie a fost corectată așa cum este descris în Secțiunea 5 și validată folosind timpul de viață al stării 4<sup>+</sup> în <sup>152</sup>Sm.

Datele le-am sortat în două matrici 3-dimensionale de coincidență  $E_\gamma E_\gamma \Delta T$  folosind pentru fiecare o poartă pe detectorii de GeHP, una pe tranziția de 496-keV și cealaltă pe fondul corespunzător. Matricile au fost tăiate folosind două condiții bidimensionale pe energie, una pe coincidența dintre tranziția de 358-keV care alimentează starea 2<sub>1</sub><sup>+</sup> și tranziția de 185.8-keV care o dezexcită și cealaltă pe fondul corespunzător. Spectrul de timp asociat fondului a fost scăzut din spectrul de coincidență, mai întâi pentru porțile LaBr<sub>3</sub>(Ce) și apoi pentru cele de GeHP.

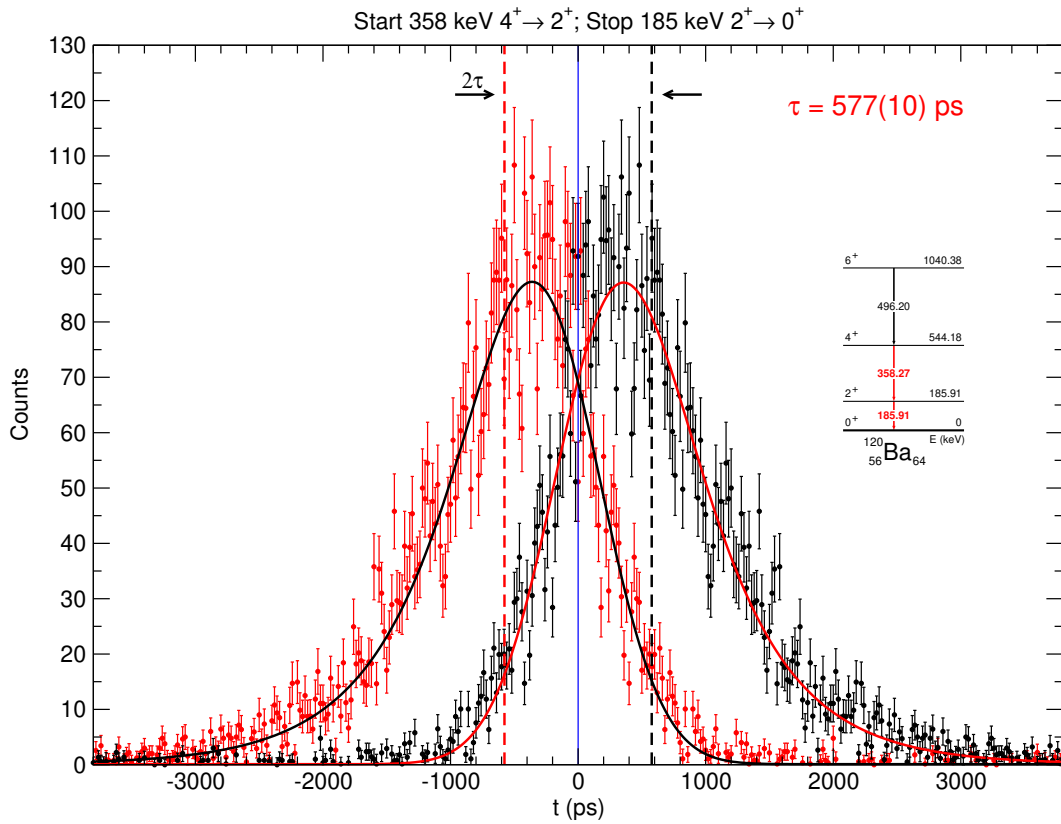


Figura 5.3: Spectrele întârziat și anti-întârziat obținute pentru prima stare 2<sup>+</sup> în <sup>120</sup>Ba.

Spectrul întârziat de timp este arătat cu cercuri pline negre în Fig. 5.3. Linia roșie reprezintă convoluția dintre funcția de răspuns prompt și timpul stării 2<sub>1</sub><sup>+</sup>. Spectru anti-întârziat de timp a fost obținut prin inversarea în analiză a tranzițiilor care excită și dezexcită starea. Diferența dintre centrozii celor două distribuții este egală cu de două ori valoarea timpului de viață al stării, pe care l-am măsurat a fi  $\tau = 577(10)$  ps. Incertitudinea rezultatului reflectă doar incertitudinea statistică. Folosind valoarea timpului de viață, am calculat valoarea probabilității reduse de tranziție ce conectează starea 2<sub>1</sub><sup>+</sup> de starea fundamentală, obținând  $B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_{gs}^+) = 149(3)$  W.u.

# Măsurători de timing electronic de mare precizie în izotopii neutrono-deficitari ai Po la IFIN-HH

La momentul redactării acestei lucrări, exista doar un număr redus de timpi de viață cunoscuți ai stărilor yrast de energie joasă în izotopii de poloniu din regiunea de masă  $A = 210$ . Timpii de viață măsuțați ai stărilor  $2_1^+$  sunt de ordinul a câtorva picosecunde și aceștia au fost determinați prin excitare Coulomb. Stările  $8_1^+$  sunt izomeri cu timp lung de viață care au fost măsuțați prin metode de timing electronic. Timpii de viață ai stărilor  $4^+$  și  $6^+$  sunt dificil de măsurat din cauza diferenței majore dintre timpul de viață al stării  $8^+$  și cel al stării  $2^+$ .

Pentru a măsuța timpii de viață ai stărilor yrast de joasă energie în izotopii de Po neutrono-deficienți, am folosit metoda FEST în-fascicul. Pentru a extrage timpii de viață ai stărilor  $2^+$ , limita inferioară a metodei a fost extinsă prin efectuarea unei corecții precise a curbei de walk.

## Corecția curbei de walk

Un pas cheie necesar în analiza FEST este corecția walk-ului temporal. Acuratețea corecției limitează plaja de timpi de viață măsurabili și precizia cu care acești timpi de viață pot fi determinați. Aceasta devine și mai importantă atunci când timpii de viață măsuțați sunt apropiați de limita inferioară a metodei FEST, deci, de ordinul a câtorva picosecunde.

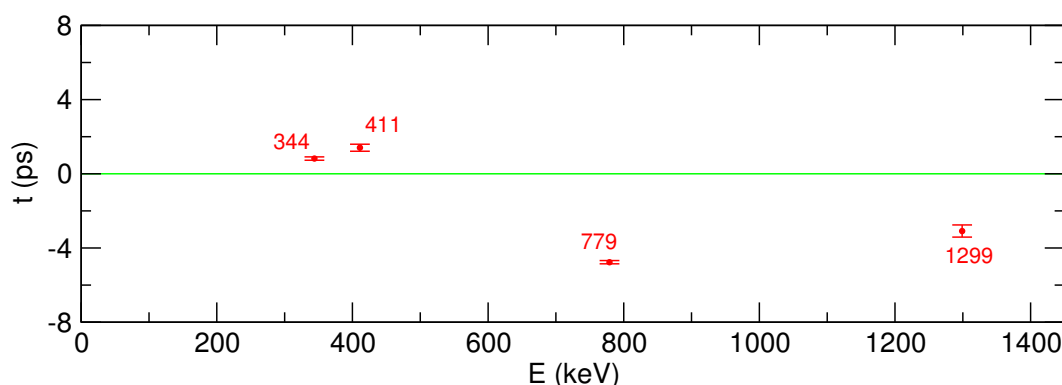


Figura 6.1: Curba de walk temporal pentru toți de detectori  $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$  din ROSPHERE.

Corecția de walk a fost efectuată folosind o sursă de laborator de  $^{152}\text{Eu}$  cu o activitate de  $\sim 45$  kBq. Dependența energie-timp a fost corectată folosind metoda descrisă în Secțiunea 5. Pentru

a evalua și valida rezultatul corecției de walk, timpii de viață ai primelor stări  $2^+$  din  $^{202,204}\text{Pb}$  au fost determinate și comparate cu datele experimentale precum și cu predicțiile disponibile în literatura. Valoarea obținută pentru timpul de viață al stării  $2_1^+$  din  $^{204}\text{Pb}$  este  $\tau = 3.5 \left( \begin{smallmatrix} +57 \\ -35 \end{smallmatrix} \right)$  ps, iar valoarea obținută pentru timpul de viață al stării  $2_1^+$  din  $^{202}\text{Pb}$  este  $\tau = 3.2 \left( \begin{smallmatrix} +47 \\ -32 \end{smallmatrix} \right)$  ps.

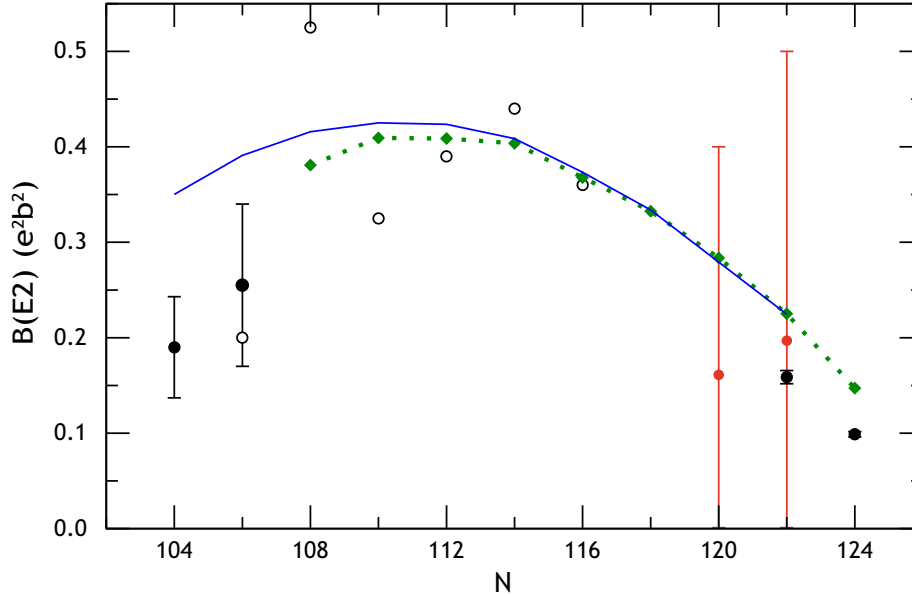


Figura 6.2: Valorile sistematicii  $B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_{gs}^+)$  pentru izotopii de Pb [46] și rezultatele obținute în această analiză (cercuri roșii).

Am comparat valorile calculate ale  $B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_{gs}^+)$  din  $^{202,204}\text{Pb}$  cu sistematica izotopilor de Pb [46]. Se poate observa o bună concordanță între valorile măsurate ale  $B(E2)$  din  $^{202,204}\text{Po}$  și cele din sistematică. Această bună concordanță precum și diferența mare de energie între tranzițiile folosite pentru a măsura timpii de viață ai stărilor  $2_1^+$  din  $^{202,204}\text{Po}$  validează corecția de walk.

## Măsurători de timpii de viață în $^{202}\text{Po}$

Stările excitate în  $^{202}\text{Po}$  au fost populate în reacția  $^{194}\text{Pt}(^{12}\text{C},4n)$ . Un fascicul de  $^{12}\text{C}$  cu o intensitate de  $\sim 1.1$  pnA și o energie de 62 MeV, a bombardat o țintă autoportantă din  $^{194}\text{Pt}$  de  $\sim 9.4$  mg/cm<sup>2</sup>. Fasciculul a fost furnizat de către acceleratorul Tandem de 9MV al IFIN-HH. Razele  $\gamma$  au fost detectate folosind ansamblul multi-detector ROSPHERE. Ansamblul experimental era compus din 14 detectori de GeHP și 11 scintilatori LaBr<sub>3</sub>(Ce). Datele au fost achiziționate timp de 12 zile, folosind o condiție de trigger de doi detectori de GeHP în coincidență SAU trei detectori în coincidență, un detector de GeHP și doi detectori LaBr<sub>3</sub>(Ce).

În această analiză au fost folosite două abordări diferite pentru a separa tranzițiile din  $^{202}\text{Po}$  de alte canale de reacție. În prima abordare, am selectat tranzițiile din  $^{202}\text{Po}$  folosind selecția izomerică în detectorii de GeHP. Timpul detectorilor de GeHP a fost aliniat la timpul detectorilor LaBr<sub>3</sub>(Ce). Porți pe tranzițiile anticipate de deasupra izomerului în detectorii de GeHP au permis selectarea tranzițiilor de sub izomer în detectorii LaBr<sub>3</sub>(Ce).

În cea de-a doua abordare, am folosit un filtru de multiplicitate pentru a limita numărul posibil de coincidențe în construcția matricilor 3-dimensionale de coincidență  $E_\gamma E_\gamma \Delta T$ . Numărul maxim de coincidențe selectate a fost trei. Ulterior acestei condiții am folosit porți în detectorii de GeHP pentru a selecta tranzițiile din  $^{202}\text{Po}$ .

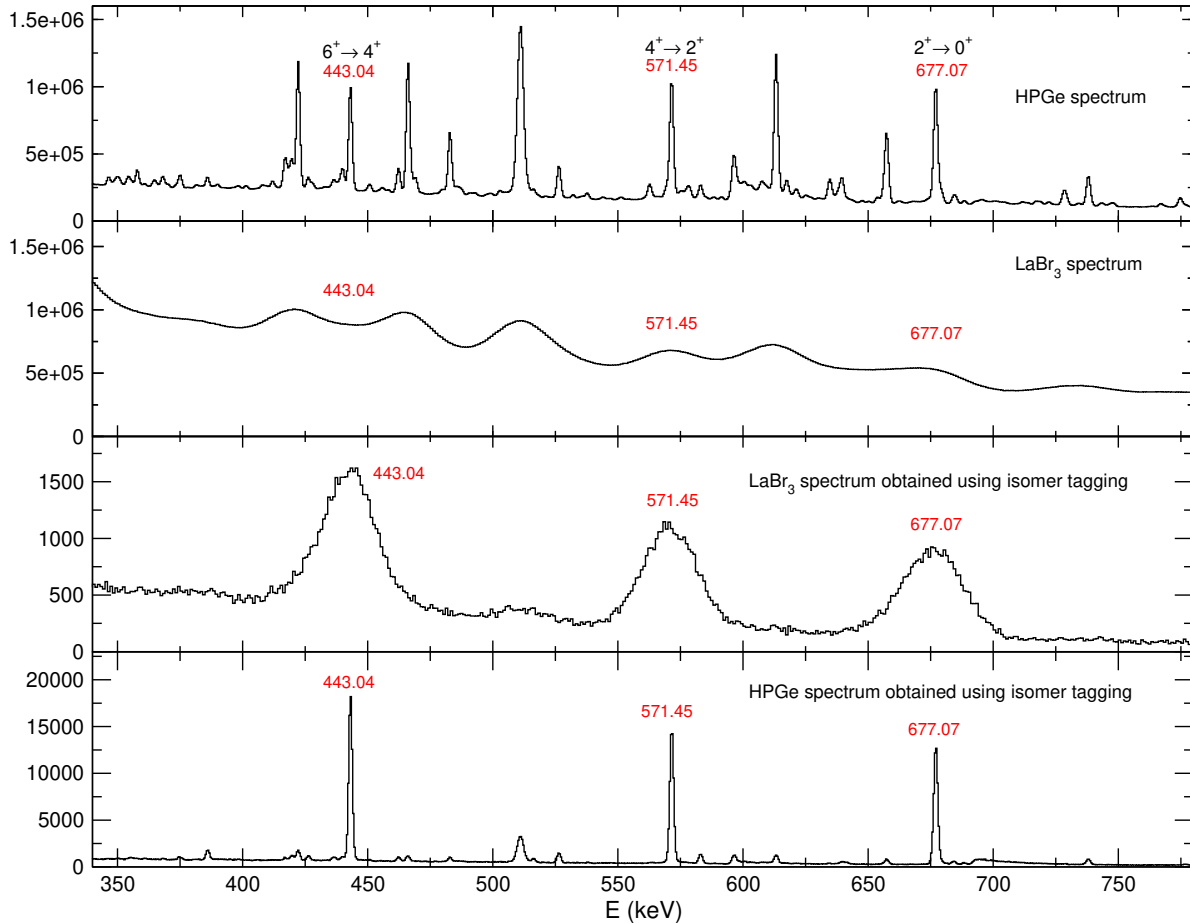


Figura 6.3: Spectrele experimentale măsurate pentru reacția  $^{194}\text{Cd}(^{12}\text{C},4n)^{202}\text{Po}$ .

Valorile au fost extrase folosind metoda deplasării centroidului, iar rezultatele obținute au fost în acord între cele două abordări. Valoarea pe care am obținut-o în aceasta analiza pentru timpul de viață al stării  $2_1^+$  este  $\tau = 3.7(37)$  ps, iar pentru starea  $4_1^+$ , timpul de viață este  $\tau = 11.5(30)$  ps. Incertitudinile timpilor de viață iau în considerare incertitudinile statistice și țin cont de diferența de walk temporal dintre energiile de start și stop.

Rezultatul pe care l-am obținut pentru timpul de viață al stării  $2_1^+$  din  $^{202}\text{Po}$ ,  $\tau = 11.5(30)$  ps, este semnificativ mai lung decât valoarea  $\tau = 2.53$  ( $^{+76}_{-48}$ ) ps măsurată anterior într-un experiment de tip COULEX [7]. Singurul mod prin care puteam verifica timpii de viață determinați în analiza prezentată a fost măsurând suma timpilor de viață ai stărilor  $2_1^+$  și  $4_1^+$  din  $^{202}\text{Po}$ . Din cele două metode, doar selecția izomerică permite o astfel de analiză.

Suma timpilor de viață ai stărilor  $2_1^+$  și  $4_1^+$  s-a dovedit a fi mai scurtă decât cea măsurată pentru starea  $2_1^+$ , dar mai lungă decât cea a stării  $4_1^+$ . Valoarea adoptată pentru timpii de viață ai

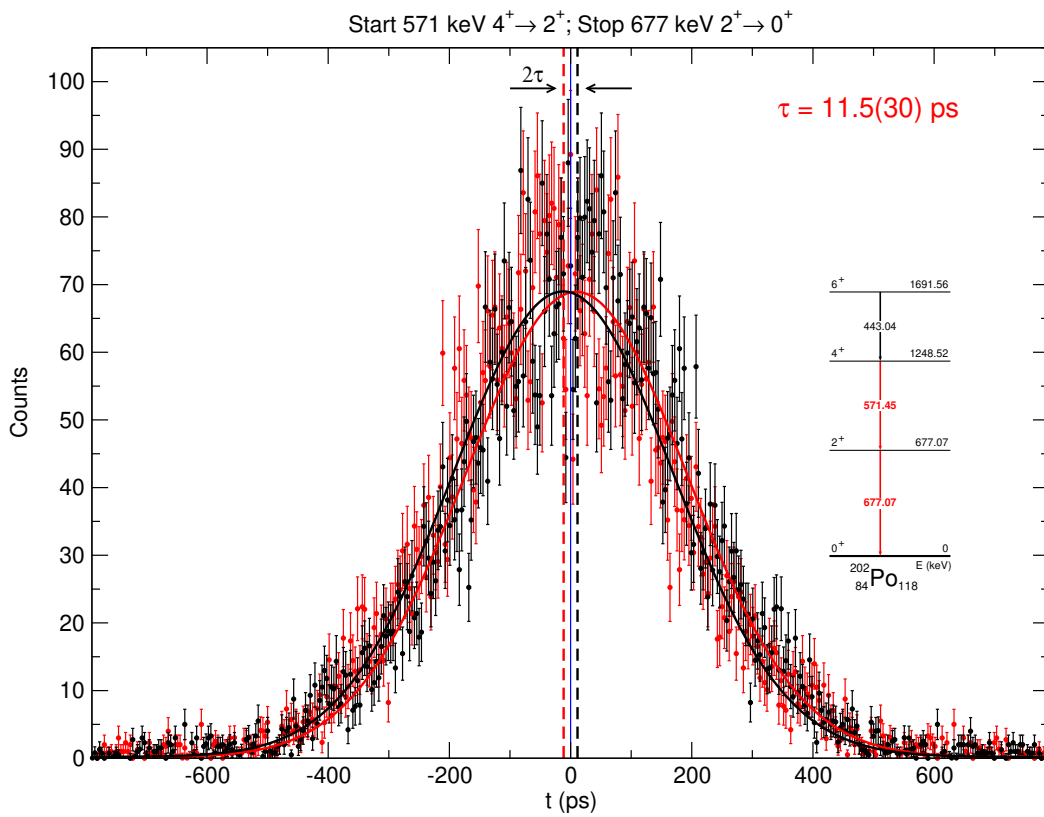


Figura 6.4: Spectrele întârziat și anti-întârziat obținute pentru prima stare  $2_1^+$  în  $^{202}\text{Po}$ .

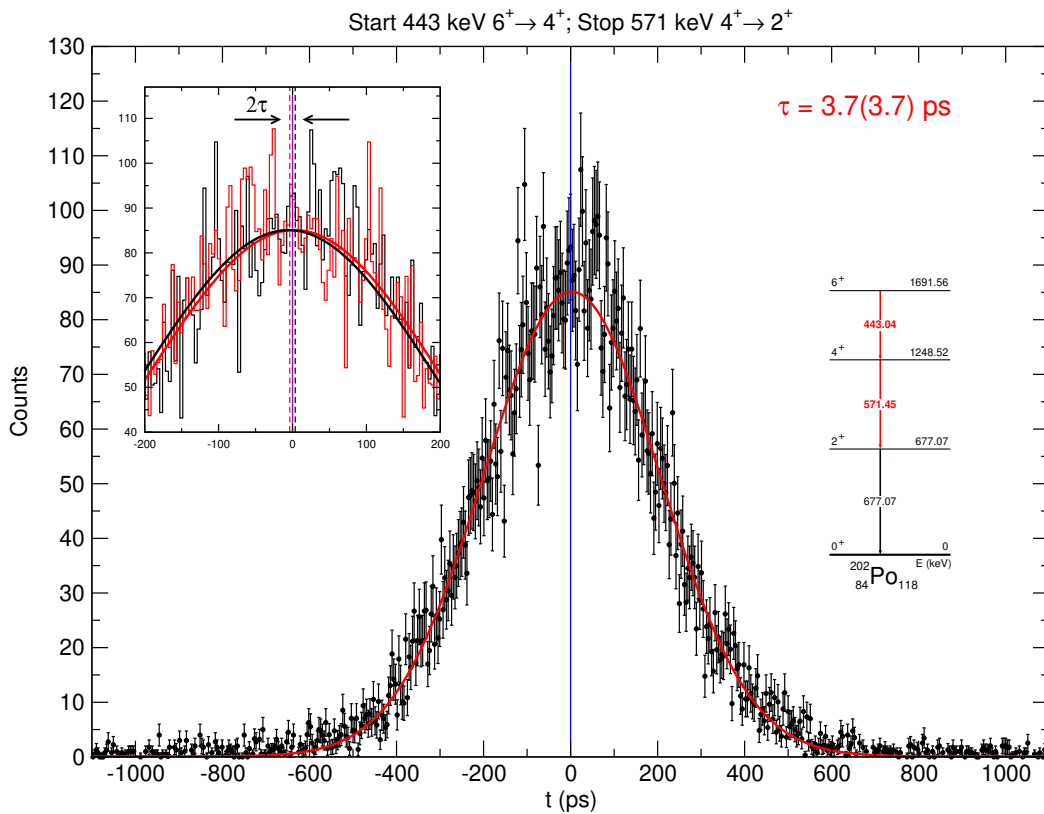


Figura 6.5: Spectrul temporal întârziat corespunzător timpului de viață al stării  $4_1^+$  în  $^{202}\text{Po}$ .



celor două stări este mai mică decât suma obținută a celor doi,  $\tau_{2_1^+, 4_1^+} < 8$  ps. Cu valorile timpului de viață, am calculat valoarea probabilităților reduse de tranziție  $B(E2; 4_1^+ \rightarrow 2_1^+) > 24$  W.u. și  $B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_{gs}^+) > 10$  W.u.

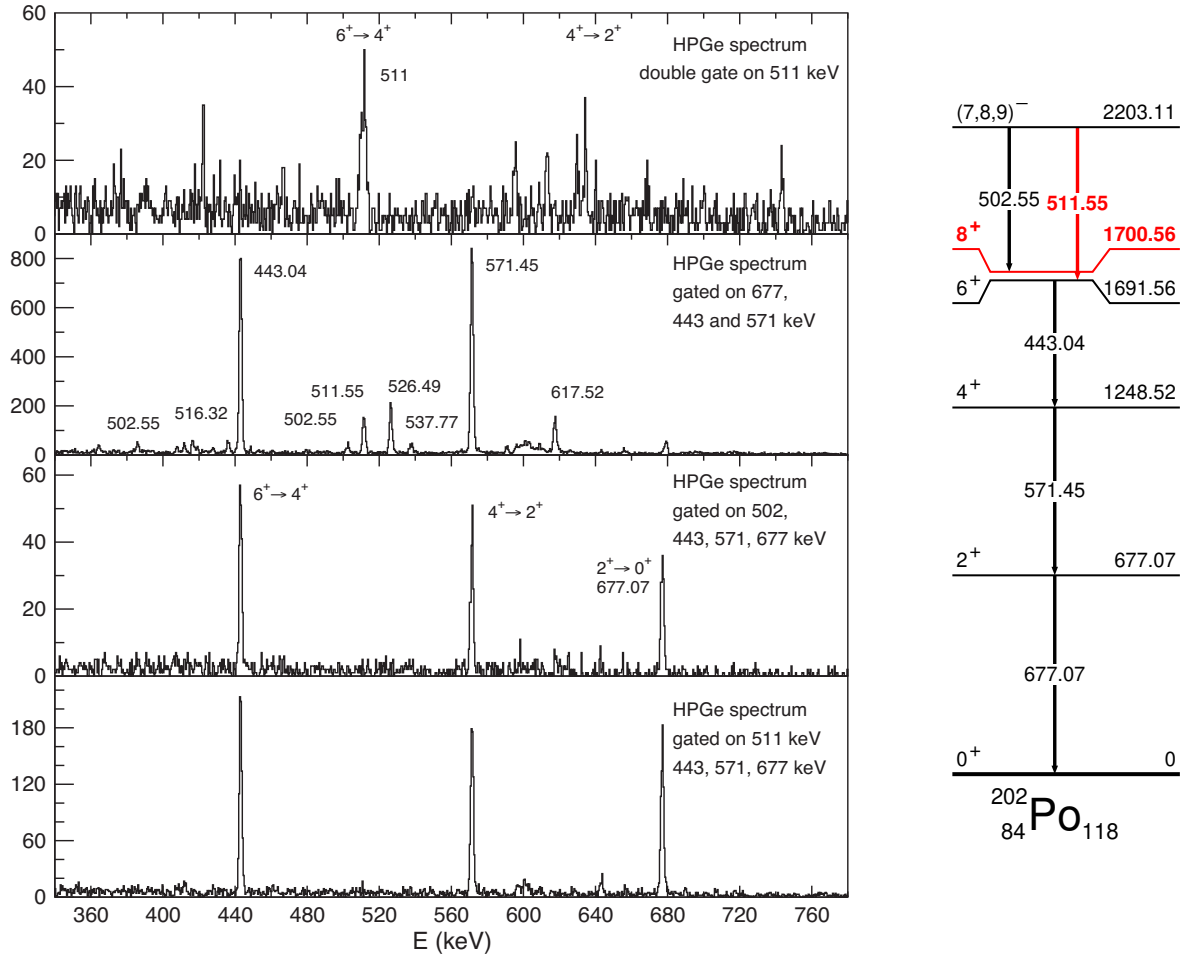


Figura 6.6: Spectrele folosite pentru a determina energia tranziției  $8_1^+ \rightarrow 6_1^+$ .

Anterior acestei analize, timpul de viață al stării  $8_1^+$  din  $^{202}\text{Po}$  era cunoscut, însă energia tranziției  $8_1^+ \rightarrow 6_1^+$  era necunoscută. Acest fapt a făcut imposibil calculul probabilității reduse de tranziție  $B(E2)$  care face legătura dintre cele două stări.

Tabela 6.1: Valori  $B(E2)$  calculate pentru tranzițiile ce dezexcită primele stări yrast din  $^{202}\text{Po}$ .

$E_{niv}$ (keV)	$E_\gamma$ (keV)	$J_i^\pi \rightarrow J_f^\pi$	$\tau$ (ps)	$B(E2)$ (W.u.)
677.07	677.07	$2_1^+ \rightarrow 0_{gs}^+$	$< 8$	$> 10$
1248.52	571.45	$4_1^+ \rightarrow 2_1^+$	$< 8$	$> 24$
1700.56	(9)	$8_1^+ \rightarrow 6_1^+$	$15.87(22) \cdot 10^4$	5.4(9)

Energia tranziției  $8_1^+ \rightarrow 6_1^+$  a fost determinată având 9 keV și, folosind timpul de viață cunoscut pentru starea  $8_1^+$ , am calculat valoarea  $B(E2; 8_1^+ \rightarrow 6_1^+) = 5.4(9)$  W.u.

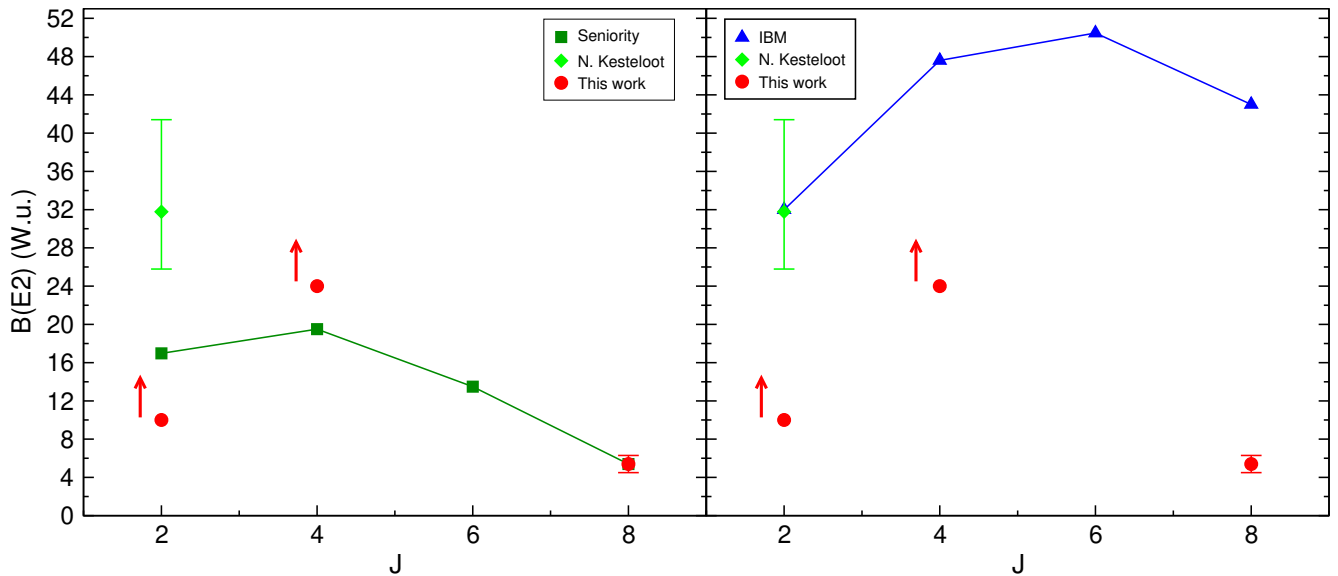


Figura 6.7: Comparație între valorile experimentale și predicțiile teoretice pentru  $^{202}\text{Po}$ .

Rezultatele obținute în aceasta analiză pentru  $^{202}\text{Po}$  sunt rezumate în Tabelul 6.1. Am comparat valorile obținute în analiza mea cu valorile  $B(E2)$  calculate pentru o configurație pură  $j^2$  folosind elementul de matrice uniparticulă  $\langle j || T(E2) || j \rangle$  cu [47]:

$$B(E2; J_i \rightarrow J_i - 2) = 4(2J_i - 3) \begin{Bmatrix} j & J_i - 2 & j \\ J_i & j & 2 \end{Bmatrix}^2 |\langle j || T(E2) || j \rangle|^2. \quad (6.1)$$

Această comparație este prezentată în partea stângă a Fig. 6.7. În partea dreaptă, rezultatele sunt comparate cu predicțiile teoretice. Validitatea acestor predicții este dificil de evaluat, pentru ca s-au obținut numai limite pentru valorile  $B(E2)$  ce fac legătura între stările cele mai joase yrast din  $^{202}\text{Po}$ .

## Măsurători de timpi de viață în $^{204}\text{Po}$

Stările excitate ale  $^{204}\text{Po}$  au fost populate în reacția  $^{196}\text{Pt}(^{12}\text{C}, 4n)$ . Un fascicul de  $^{12}\text{C}$  cu o intensitate de  $\sim 1.5$  pA și o energie de 62 MeV, a bombardat o țintă autoportantă din  $^{196}\text{Pt}$  de  $\sim 9.77$  mg/cm<sup>2</sup>. Fasciculul a fost furnizat de către acceleratorul Tandem de 9 MV al IFIN-HH. Razele  $\gamma$  au fost detectate folosind ansamblul multi-detector ROSPHERE. Ansamblul experimental era compus din 14 detectori de GeHP și 11 scintilatori LaBr<sub>3</sub>(Ce). Datele au fost achiziționate timp de 7 zile, folosind o condiție de trigger de doi detectori de GeHP în coincidență SAU trei detectori în coincidență, un detector de GeHP și doi detectori LaBr<sub>3</sub>(Ce).

La fel ca în analiza pentru  $^{202}\text{Po}$ , două abordări au fost folosite pentru a separa tranzițiile din  $^{204}\text{Po}$  de tranzițiile provenite din alte canale de reacție. În analiza selecției izomerice, porțile sunt folosite în detectorii de GeHP pe tranzițiile anticipate de deasupra izomerului pentru a selecta tranzițiile de sub izomer în detectorii LaBr<sub>3</sub>(Ce).

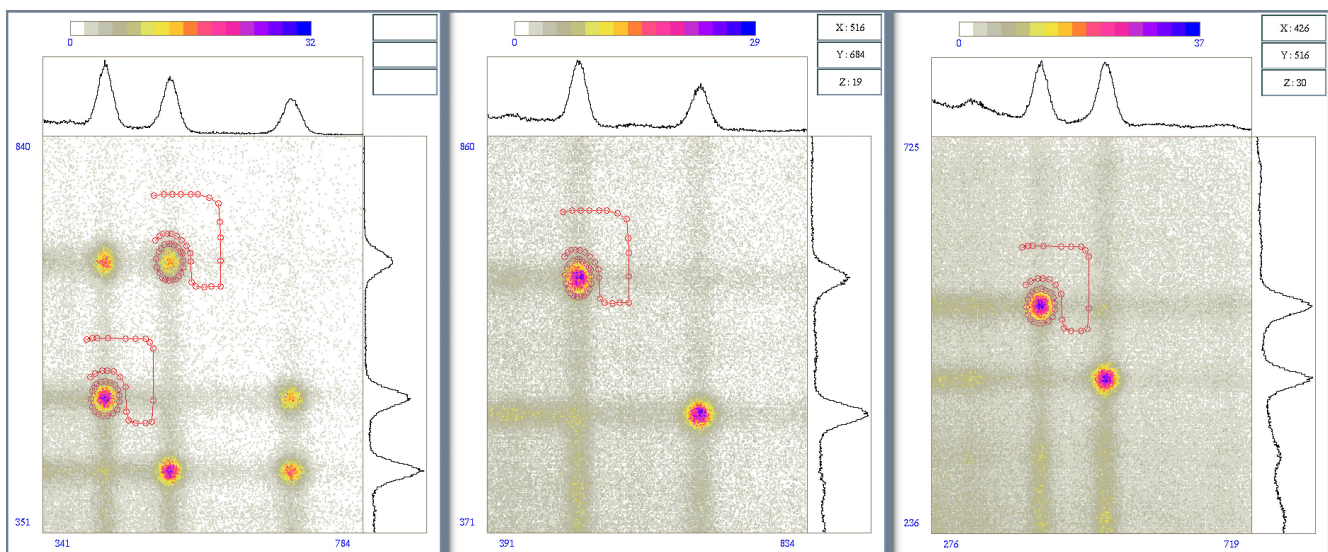


Figura 6.8: Proiecțiile energetice cu condițiile bidimensionale energie-energie de tip (*banana*) folosite pentru extragerea informației temporale din matricea de coincidență  $E_\gamma E_\gamma \Delta T$  în analiza pentru  $^{204}\text{Po}$ .

În cea de-a doua abordare, am folosit un filtru de multiplicitate pentru a limita la trei numărul de coincidențe posibile, construind matricele 3-dimensionale  $E_\gamma E_\gamma \Delta T$ . Am folosit porți în detectori de GeHP pe tranzițiile ce dezintegrează stările  $2_1^+$  și  $6_1^+$  și am construit patru matrici  $E_\gamma E_\gamma \Delta T$ .

În fiecare dintre cele două abordări am obținut valori pentru timpii de viață ai stărilor  $2_1^+$  și  $4_1^+$ . Valorile au fost extrase folosind metoda deplasării centroidului, iar rezultatele obținute au fost în acord între cele două abordări.

Valoarea obținută în aceasta analiză pentru timpul de viață al stării  $2_1^+$  din  $^{204}\text{Po}$  este  $\tau = 6.0(34)$  ps. Incertitudinile timpilor de viață iau în considerare incertitudinile statistice și țin cont de diferența de walk temporal dintre energiile de start și stop. Folosind timpul de viață, am calculat valoarea pentru probabilitatea redusă de tranziție ce leagă starea  $2_1^+$  de starea fundamentală ca  $B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_{gs}^+) = 12.5(70)$  W.u.

Tabela 6.2: Valorile  $B(E2)$  calculate în aceasta analiză pentru tranzițiile ce dezexcită primele stări yrast din  $^{204}\text{Po}$ .

$E_{niv}$ (keV)	$E_\gamma$ (keV)	$J_i^\pi \rightarrow J_f^\pi$	$\tau$ (ps)	$B(E2)$ (W.u.)
684.44	684.44	$2_1^+ \rightarrow 0_{gs}^+$	6.0(34)	12.5(70)
1200.95	516.51	$4_1^+ \rightarrow 2_1^+$	17.9(26)	16.9(25)

Valoarea pe care am obținut-o în aceasta analiză pentru timpul de viață al stării  $4_1^+$  din  $^{204}\text{Po}$  este  $\tau = 17.9(26)$  ps. Incertitudinile timpilor de viață iau în considerare incertitudinile statistice și țin cont de diferența de walk temporal dintre energiile de start și stop. Folosind timpul de viață, am calculat valoarea pentru probabilitatea redusă de tranziție ce leagă starea  $4_1^+$  de starea  $2_1^+$  ca fiind  $B(E2; 4_1^+ \rightarrow 2_1^+) = 16.9(25)$  W.u.

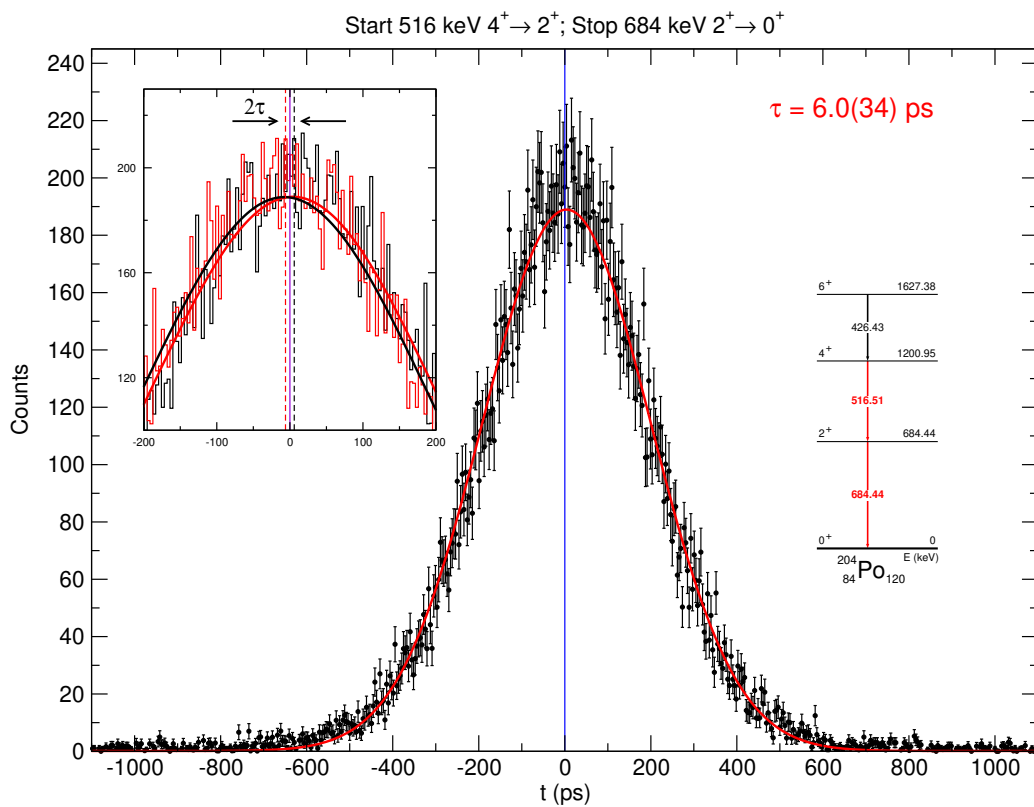


Figura 6.9: Spectrul temporal întârziat corespunzător timpului de viață al stării  $2_1^+$  din  $^{204}\text{Po}$ .

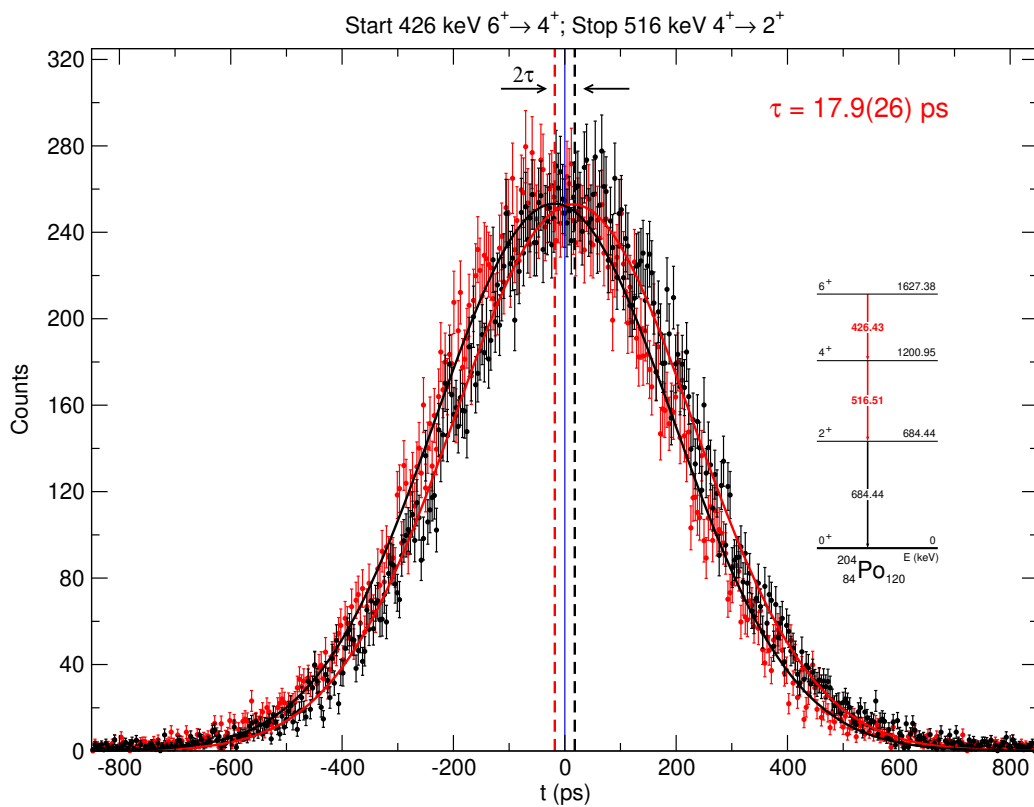


Figura 6.10: Spectrele întârziat și anti-întârziat obținute pentru starea  $4_1^+$  din  $^{204}\text{Po}$ .

Timpii de viață determinați în această analiză au fost verificați măsurând suma timpilor de viață ai stărilor  $2_1^+$  și  $4_1^+$  din  $^{204}\text{Po}$  în matricea construită în analiza selecției izomerice. Suma obținută este în acord cu valorile măsurate.

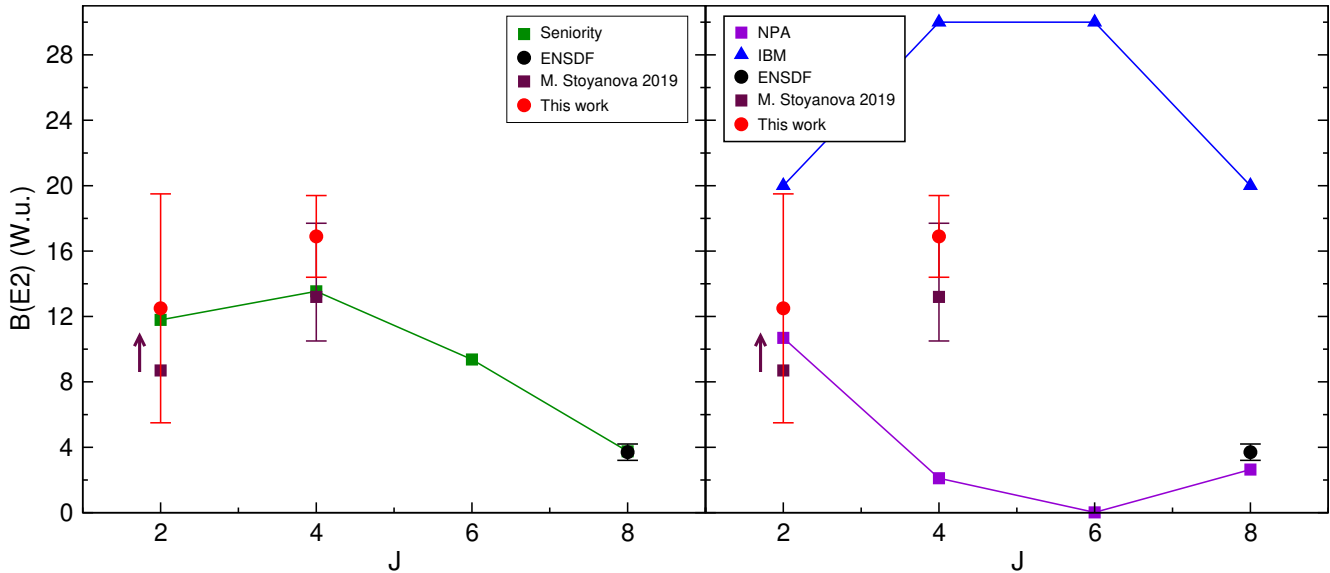


Figura 6.11: Comparație între valorile experimentale și predicțiile teoretice pentru  $^{204}\text{Po}$ .

Rezultatele obținute în această analiză pentru  $^{204}\text{Po}$  sunt rezumate în Tabelul 6.2. Am comparat valorile obținute în analiza aceasta cu valorile  $B(E2)$  calculate pentru o configurație pură  $j^2$  folosind Eq. 6. Această comparație este prezentată în partea stângă a Fig. 6.11. În partea dreaptă, rezultatele sunt comparate cu predicțiile teoretice din literatură. Se poate observa că există o concordanță bună cu predicțiile calculelor simple de senioritate, dar predicțiile calculelor teoretice [8, 9] nu sunt în acord cu datele experimentale.

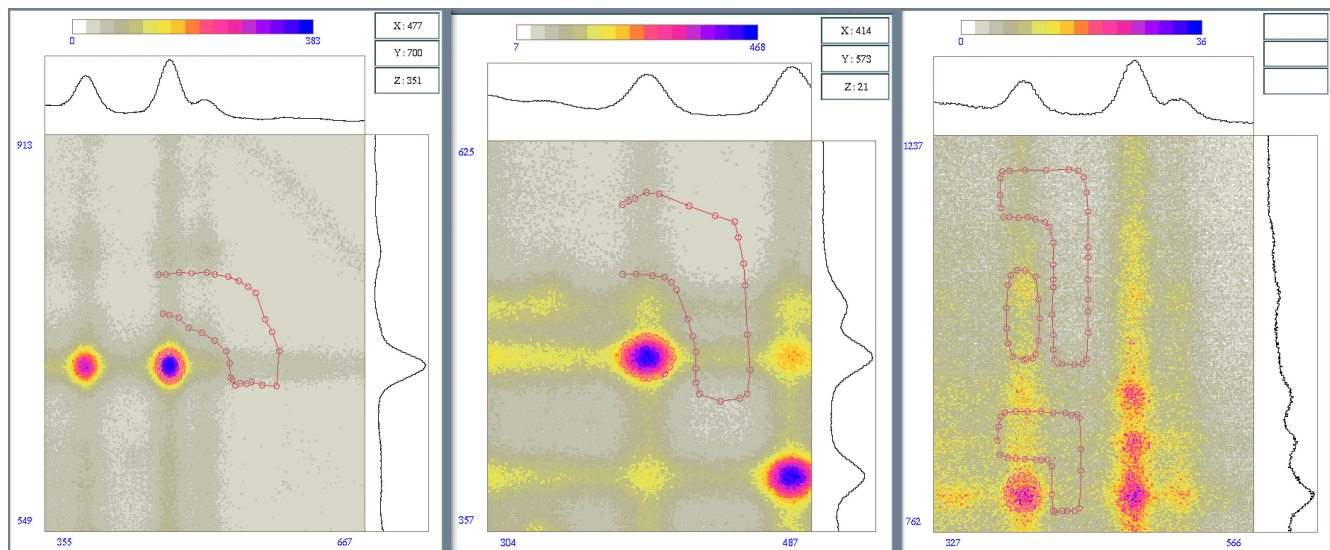


Figura 6.12: Proiecțiile energetice cu condițiile bidimensionale energie-energie folosite pentru extragerea informației temporale din matricea de coincidență  $E_\gamma E_\gamma \Delta T$  în analiza pentru  $^{206}\text{Po}$ .

## Măsurători de timpi de viață în $^{206}\text{Po}$

Stările excitate ale  $^{206}\text{Po}$  au fost populate în dezintegrarea  $\epsilon, \beta^+$  a  $^{206}\text{At}$ . Nucleele de  $^{206}\text{At}$  au fost produse în reacția  $^{197}\text{Au}(^{13}\text{C}, 4n)$ . Un fascicul de  $^{13}\text{C}$  cu o intensitate de  $\sim 1.3$  pA și o energie de 62 MeV, a bombardat o țintă autoportantă din  $^{197}\text{Au}$  de  $\sim 9.78$  mg/cm<sup>2</sup> grosime. Fasciculul a fost furnizat de către acceleratorul Tandem de 9 MV al IFIN-HH. Razele  $\gamma$  au fost detectate folosind ansamblul multi-detector ROSHERE. Ansamblul experimental era compus din 14 detectori de GeHP și 11 scintilatori LaBr<sub>3</sub>(Ce). Datele au fost achiziționate timp de 8 zile, folosind o condiție de trigger de doi detectori de GeHP în coincidență SAU trei detectori în coincidență, un detector de GeHP și doi detectori LaBr<sub>3</sub>(Ce).

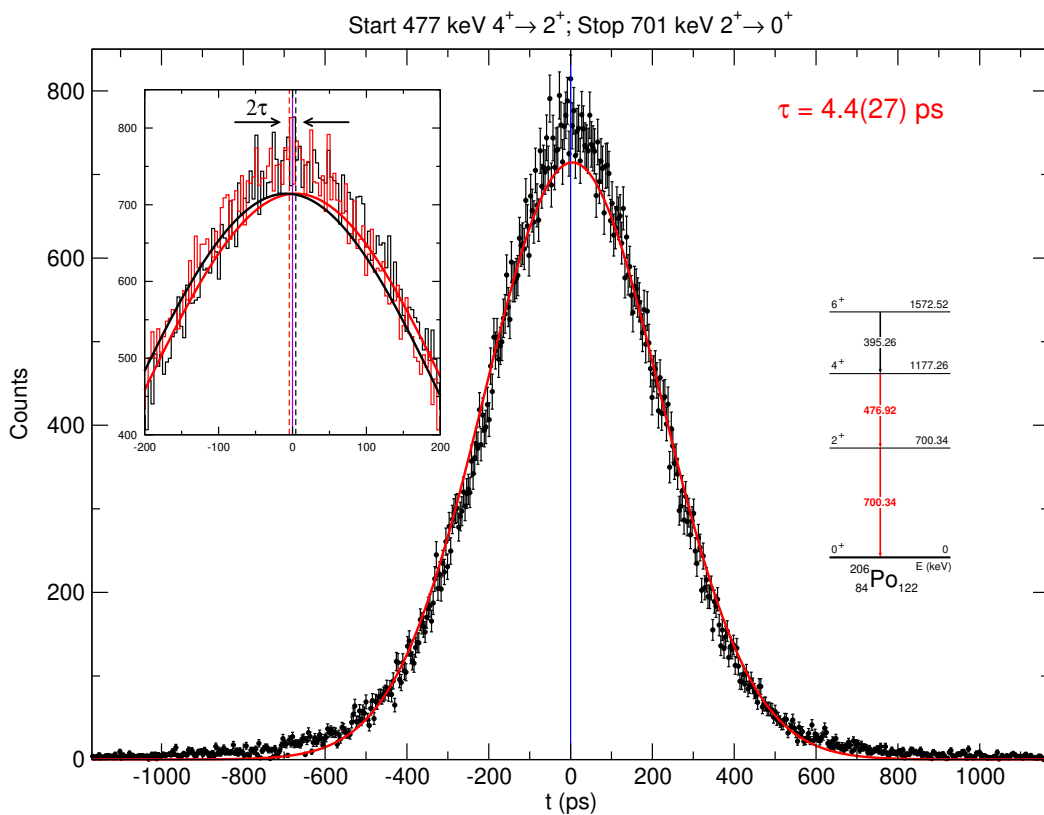


Figura 6.13: Spectrul temporal întârziat corespunzător timpului de viață al stării  $2_1^+$  din  $^{206}\text{Po}$ .

Fasciculul a bombardat ținta pentru a o activa și pentru a acumula  $^{206}\text{At}$ . După perioada de activare, fasciculul a fost oprit folosind o cupa Faraday, iar apoi s-a măsurat dezintegrarea  $^{206}\text{At}$ .  $^{206}\text{At}$  are un timp de înjumătățire  $T_{1/2} = 30.6(8)$  min, iar cea mai bună combinație de intervale activare – dezintegrare s-a dovedit a fi de jumătate de oră pentru fiecare interval.

Valoarea pe care am obținut-o în analiză pentru timpul de viață al stării  $2_1^+$  din  $^{206}\text{Po}$  este  $\tau = 4.4(27)$  ps, valoare extrasă folosind metoda deplasării centroidului. Incertitudinea timpului de viață a fost estimată măsurând independent timpul de viață în fiecare LaBr<sub>3</sub>(Ce) folosit în analiză. Cu valoarea obținută pentru timpul de viață, am calculat valoarea probabilității reduse de tranziție ca fiind  $B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_{gs}^+) = 15.0(92)$  W.u.

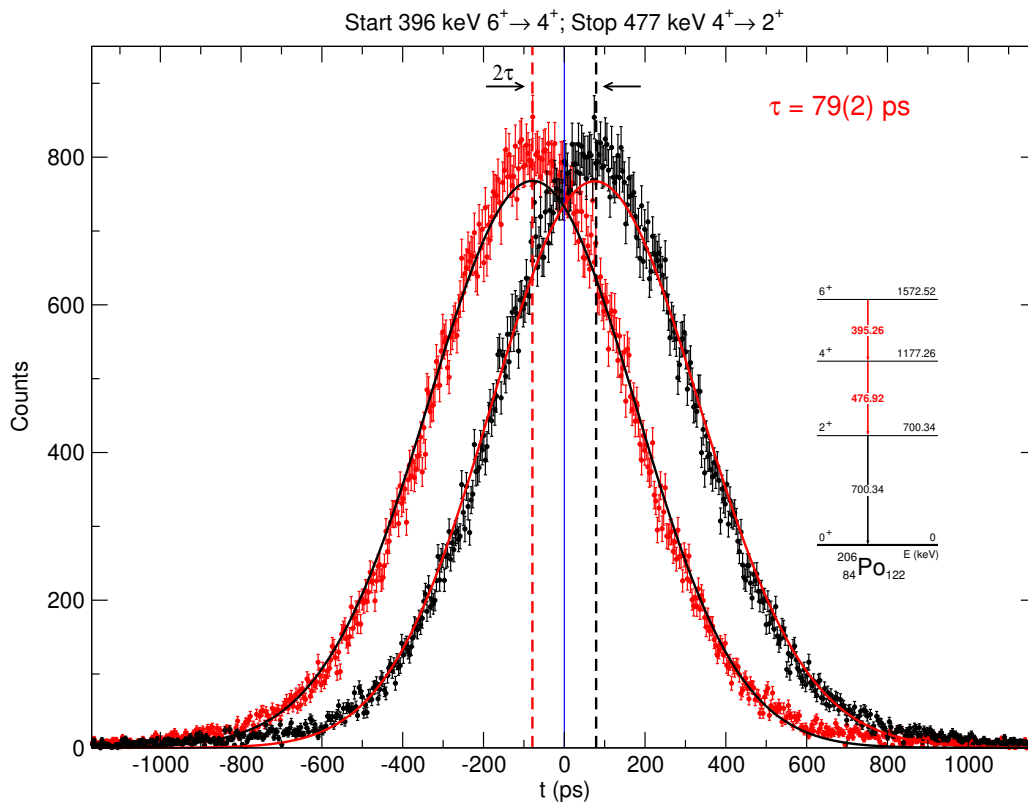


Figura 6.14: Spectrele întârziat și anti-întârziat obținute pentru starea  $4_1^+$  din  $^{206}\text{Po}$ .

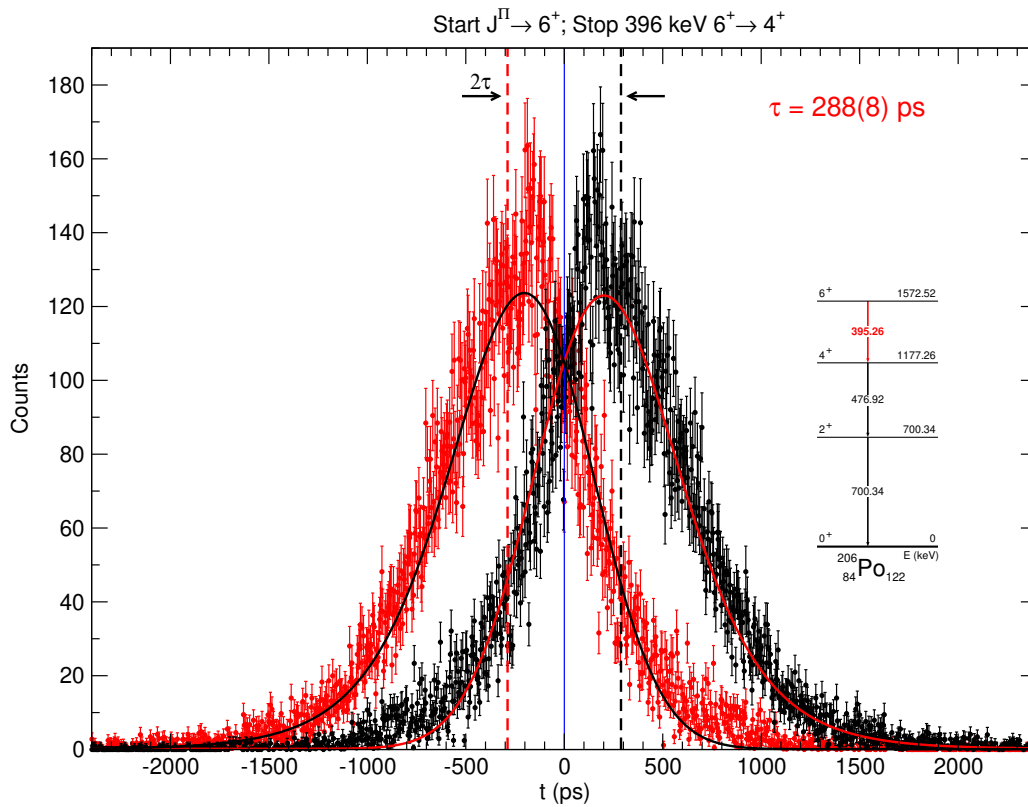


Figura 6.15: Spectrele întârziat și anti-întârziat obținute pentru starea  $6_1^+$  din  $^{206}\text{Po}$ .

Valoarea pe care am obținut-o în analiză pentru timpul de viață al stării  $4_1^+$  din  $^{206}\text{Po}$  este  $\tau = 79(2)$  ps. Valoarea pentru timpul de viață a fost extrasă folosind atât metoda deplasării centroidului cât și metoda deconvoluției. Incertitudinea timpului de viață ia în considerare incertitudinile statistice și ține cont de diferență de walk temporal dintre energiile de start și stop. Cu valoarea timpului de viață, am calculat valoarea probabilității reduse de tranziție ca fiind  $B(E2; 4_1^+ \rightarrow 2_1^+) = 5.60(11)$  W.u.

Tabela 6.3: Valorile  $B(E2)$  calculate în aceasta analiză pentru tranzițiile ce dezexcită primele stări yrast din  $^{206}\text{Po}$ .

$E_{niv}$ (keV)	$E_\gamma$ (keV)	$J_i^\pi \rightarrow J_f^\pi$	$\tau$ (ps)	$B(E2)$ (W.u.)
700.34	700.34	$2_1^+ \rightarrow 0_{gs}^+$	4.4(27)	15.0(92)
1177.26	476.92	$4_1^+ \rightarrow 2_1^+$	79(2)	5.60(11)
1572.52	395.26	$6_1^+ \rightarrow 4_1^+$	288(8)	3.84(11)

Pentru a extrage spectrele temporale întârziate pentru starea  $6_1^+$ , am folosit patru condiții bidimensionale pe coincidența dintre două regiuni energetice unde am găsit tranziții ce alimentează în principal starea  $6_1^+$  și tranziția de 395.26 keV ce dezexcită aceasta stare precum și doua condiții pe fondul asociat acestora. Printre aceste tranziții sunt și tranziții ce alimentează starea izomerică. Contribuția tranzițiilor, ce alimentează starea  $8_1^+$ , la timpul de viață al stării  $6_1^+$  a fost evaluată și s-a descoperit că nu are influență, datorita diferenței mari dintre timpii de viață ai celor două stări.

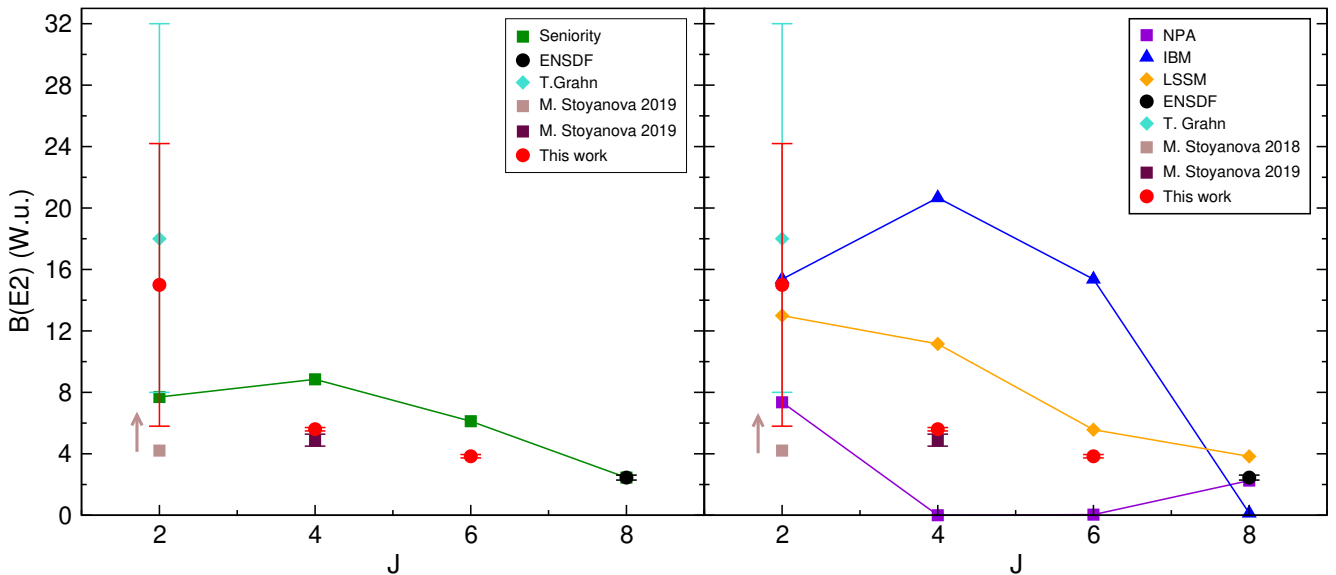


Figura 6.16: Comparație între valorile experimentale și predicțiile teoretice pentru  $^{206}\text{Po}$ .

Valorile corespunzătoare celor două condiții de alimentare sunt în acord. Valoarea pe care am obținut-o în această analiză pentru timpul de viață al stării  $6_1^+$  din  $^{206}\text{Po}$  este  $\tau = 288(8)$  ps. Valoarea timpului de viață a fost extrasă folosind atât metoda deconvoluției cât și metoda pantei. Incertitudinea timpului de viață ia în calcul incertitudinea statistică și ține cont de diferența



temporală a walk-ului între energiile de start și stop. Cu valoarea timpului de viață am calculat valoarea probabilității reduse de tranziție ca fiind  $B(E2; 6_1^+ \rightarrow 4_1^+) = 3.84(11)$  W.u.

Rezultatele obținute în această analiză pentru  $^{206}\text{Po}$  sunt rezumate în Tabelul 6.3. Am comparat valorile obținute în această analiză cu valorile  $B(E2)$  calculate pentru o configurație pură  $j^2$  folosind Eq. 6. Această comparație este prezentată în partea stângă a Fig. 6.16. În partea dreaptă, rezultatele sunt comparate cu predicțiile teoretice din literatură. Se poate observa că există un acord destul de bun cu predicțiile calculului simplu de senioritate și cu predicțiile calculului LSSM [10], în timp ce predicțiile celorlalte calcule teoretice [8, 9] nu sunt în acord cu datele experimentale.

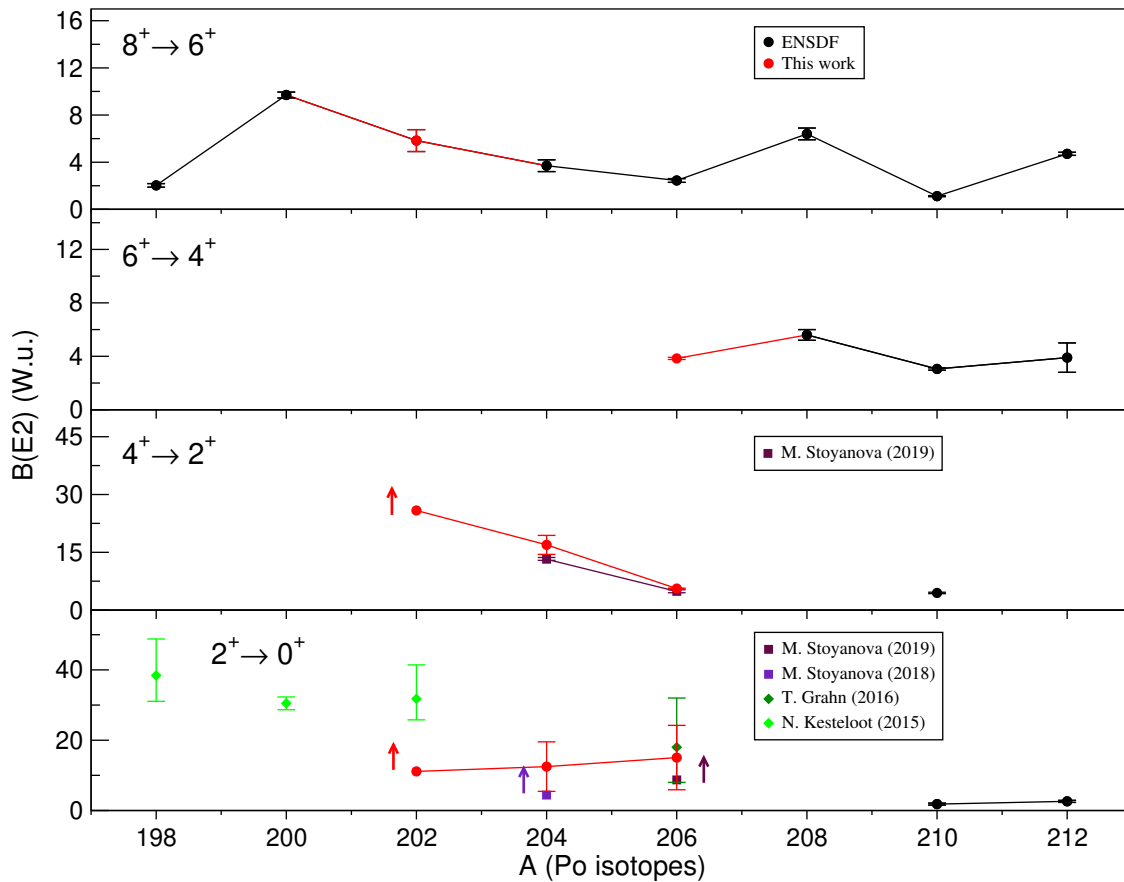


Figura 6.17: Sistemática probabilităților reduse de tranziție  $B(E2)$  în izotopii de poloniu. Rezultatele obținute în această lucrare sunt marcate cu roșu.



# Bibliografie

- [1] I. Talmi, “Shell model foundations of the interacting boson model,” *Progress in Particle and Nuclear Physics*, vol. 9, pp. 27 – 50, 1983. (Cited on page 1.)
- [2] N. Mărginean *et al.*, “In-beam measurements of sub-nanosecond nuclear lifetimes with a mixed array of HPGe and LaBr3:Ce detectors,” *The European Physical Journal A*, vol. 46, pp. 329–336, Dec 2010. (Cited on pages 2, 8 and 13.)
- [3] T. Grahn *et al.*, “Collective  $2_1^+$  excitations in  $^{206}\text{Po}$  and  $^{208,210}\text{Rn}$ ,” *The European Physical Journal A*, vol. 52, p. 340, Nov 2016. (Cited on page 2.)
- [4] Stoyanova, Milena *et al.*, “A study on the transition between seniority-type and collective excitations in  $^{204}\text{Po}$  and  $^{206}\text{Po}$ ,” *EPJ Web Conf.*, vol. 194, p. 03002, 2018. (Cited on page 2.)
- [5] M. Stoyanova *et al.*, “Lifetimes of the  $4_1^+$  states of  $^{206}\text{Po}$  and  $^{204}\text{Po}$ : A study of the transition from noncollective seniority-like mode to collectivity,” *Phys. Rev. C*, vol. 100, p. 064304, Dec 2019. (Cited on page 2.)
- [6] E. McCutchan, “Evaluated nuclear structure data file.” <https://www.nndc.bnl.gov/ensdf/>. Accessed on 2020-09-25. (Cited on page 2.)
- [7] N. Kesteloot *et al.*, “Deformation and mixing of coexisting shapes in neutron-deficient polonium isotopes,” *Phys. Rev. C*, vol. 92, p. 054301, Nov 2015. (Cited on pages 2 and 19.)
- [8] Z. Y. Xu *et al.*, “Low-lying states of heavy nuclei within the nucleon pair approximation,” *Phys. Rev. C*, vol. 79, p. 054315, May 2009. (Cited on pages 2, 25 and 29.)
- [9] J. E. García-Ramos and K. Heyde, “Nuclear shape coexistence in Po isotopes: An interacting boson model study,” *Phys. Rev. C*, vol. 92, p. 034309, Sep 2015. (Cited on pages 2, 25 and 29.)
- [10] E. Teruya, K. Higashiyama, and N. Yoshinaga, “Large-scale shell-model calculations of nuclei around mass 210,” *Phys. Rev. C*, vol. 93, p. 064327, Jun 2016. (Cited on pages 2 and 29.)
- [11] H. Brown, “A table of relative abundances of nuclear species,” *Rev. Mod. Phys.*, vol. 21, pp. 625–634, Oct 1949. (Cited on page 3.)
- [12] G. Audi, “The history of nuclidic masses and of their evaluation,” *International Journal of Mass Spectrometry*, vol. 251, no. 2, pp. 85 – 94, 2006. ULTRA-ACCURATE MASS SPECTROMETRY AND RELATED TOPICS Dedicated to H.-J. Kluge on the occasion of his 65th birthday anniversary. (Cited on page 3.)
- [13] R. D. Woods and D. S. Saxon, “Diffuse surface optical model for nucleon-nuclei scattering,” *Phys. Rev.*, vol. 95, pp. 577–578, Jul 1954. (Cited on page 3.)
- [14] M. G. Mayer, “On closed shells in nuclei. ii,” *Phys. Rev.*, vol. 75, pp. 1969–1970, Jun 1949. (Cited on page 3.)

- [15] O. Haxel, J. H. D. Jensen, and H. E. Suess, "On the "magic numbers" in nuclear structure," *Phys. Rev.*, vol. 75, pp. 1766–1766, Jun 1949. (Cited on page 3.)
- [16] A. Arima and F. Iachello, *The Interacting Boson Model*, pp. 139–200. Boston, MA: Springer US, 1984. (Cited on page 4.)
- [17] A. Arima and F. Iachello, "Collective Nuclear States as Representations of a SU(6) Group," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 35, pp. 1069–1072, Oct 1975. (Cited on page 4.)
- [18] A. Arima and F. Iachello, "Interacting boson model of collective states I. The vibrational limit," *Annals of Physics*, vol. 99, no. 2, pp. 253 – 317, 1976. (Cited on page 4.)
- [19] A. Arima and F. Iachello, "Interacting boson model of collective nuclear states II. The rotational limit," *Annals of Physics*, vol. 111, no. 1, pp. 201 – 238, 1978. (Cited on page 4.)
- [20] O. Scholten, F. Iachello, and A. Arima, "Interacting boson model of collective nuclear states III. The transition from SU(5) to SU(3)," *Annals of Physics*, vol. 115, no. 2, pp. 325 – 366, 1978. (Cited on page 4.)
- [21] A. Arima and F. Iachello, "Interacting boson model of collective nuclear states IV. The O(6) limit," *Annals of Physics*, vol. 123, no. 2, pp. 468 – 492, 1979. (Cited on page 4.)
- [22] Y. Zhao and A. Arima, "Nucleon-pair approximation to the nuclear shell model," *Physics Reports*, vol. 545, no. 1, pp. 1 – 45, 2014. Nucleon-pair approximation to the nuclear shell model. (Cited on page 4.)
- [23] T. Otsuka, M. Honma, T. Mizusaki, N. Shimizu, and Y. Utsuno, "Monte Carlo shell model for atomic nuclei," *Progress in Particle and Nuclear Physics*, vol. 47, no. 1, pp. 319 – 400, 2001. (Cited on page 4.)
- [24] N. Shimizu, T. Abe, Y. Tsunoda, Y. Utsuno, T. Yoshida, T. Mizusaki, M. Honma, and T. Otsuka, "New-generation Monte Carlo shell model for the K computer era," *Progress of Theoretical and Experimental Physics*, vol. 2012, 09 2012. 01A205. (Cited on page 4.)
- [25] M. Honma, T. Mizusaki, and T. Otsuka, "Nuclear shell model by the quantum monte carlo diagonalization method," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 77, pp. 3315–3318, Oct 1996. (Cited on page 4.)
- [26] D. Bucurescu *et al.*, "The ROSPHERE  $\gamma$ -ray spectroscopy array," *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A*, vol. 837, pp. 1 – 10, 2016. (Cited on pages 5, 8, 11, 13 and 14.)
- [27] C. Mihai, *Dezvoltări ale metodelor Doppler de determinare a timpilor de viață nucleari*. PhD thesis, Universitatea din București, Școala Doctorală de Fizică, Bucharest, 2011. (Cited on pages 6, 8 and 10.)
- [28] N. Bohr, "Neutron capture and nuclear constitution," *Nature*, vol. 137, pp. 344 EP –, 02 1936. (Cited on page 6.)

- [29] S. D. Groot, “On the theories of angular distribution and correlation of beta and gamma radiation,” *Physica*, vol. 18, no. 12, pp. 1201 – 1214, 1952. (Cited on page 6.)
- [30] K. Krane, R. Steffen, and R. Wheeler, “Directional correlations of gamma radiations emitted from nuclear states oriented by nuclear reactions or cryogenic methods,” *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, vol. 11, no. 5, pp. 351 – 406, 1973. (Cited on page 6.)
- [31] C. N. Pass *et al.*, “Spectroscopic study of sub-barrier quasi-elastic nuclear reactions,” in *Heavy Ion Interactions Around the Coulomb Barrier* (C. Signorini, S. Skorka, P. Spolaore, and A. Vitturi, eds.), (Berlin, Heidelberg), pp. 67–72, Springer Berlin Heidelberg, 1988. (Cited on page 6.)
- [32] M. Macfarlane and J. Schiffer, “IV.B.2 - Transfer reactions.,” in *Nuclear Spectroscopy and Reactions, Part B* (J. CERNY, ed.), vol. 40 of *Pure and Applied Physics*, pp. 169 – 194, Elsevier, 1974. (Cited on page 6.)
- [33] P. J. Nolan and J. F. Sharpey-Schafer, “The measurement of the lifetimes of excited nuclear states,” *Reports on Progress in Physics*, vol. 42, no. 1, p. 1, 1979. (Cited on page 7.)
- [34] P. Regan, “Post graduate nuclear experimental techniques (4NET) course notes,” 2003. (Cited on page 8.)
- [35] D. ALBURGER, “XII - Gamma-radiation from charged particle bombardment; coulomb excitation,” pp. 745 – 768, Amsterdam: Elsevier, 1968. (Cited on page 8.)
- [36] A. Krämer-Flecken, T. Morek, R. Lieder, W. Gast, G. Hebbinghaus, H. Jäger, and W. Urban, “Use of DCO ratios for spin determination in  $\gamma$ – $\gamma$  coincidence measurements,” *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A*, vol. 275, no. 2, pp. 333 – 339, 1989. (Cited on page 8.)
- [37] A. Dewald *et al.*, “Electromagnetic transition probabilities in  $^{130}\text{Ce}$ ,” *Nuclear Physics A*, vol. 545, no. 4, pp. 822 – 834, 1992. (Cited on pages 9 and 10.)
- [38] G. Böhm, A. Dewald, P. Petkov, and P. von Brentano, “The differential decay curve method for the analysis of Doppler shift timing experiments,” *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A*, vol. 329, no. 1, pp. 248 – 261, 1993. (Cited on pages 10 and 12.)
- [39] P. Petkov, “Errors arising from nuclear hyperfine interactions on lifetimes determined by the recoil distance Doppler shift method,” *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A*, vol. 349, no. 1, pp. 289 – 291, 1994. (Cited on page 10.)
- [40] W. Hamilton, ed., *The Electromagnetic Interaction in Nuclear Spectroscopy*. North-Holland, 1975. (Cited on page 13.)
- [41] H. Mach, R. Gill, and M. Moszyński, “A method for picosecond lifetime measurements for neutron-rich nuclei: (1) outline of the method,” *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A*, vol. 280, no. 1, pp. 49 – 72, 1989. (Cited on page 13.)

- 
- [42] M. Moszyński and H. Mach, “A method for picosecond lifetime measurements for neutron-rich nuclei: (2) timing study with scintillation counters,” *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A*, vol. 277, no. 2, pp. 407 – 417, 1989. (Cited on page 13.)
- [43] H. Mach *et al.*, “Retardation of  $B(E2; 0_1^+ \rightarrow 2_1^+)$  rates in  $^{90-96}\text{Sr}$  and strong subshell closure effects in the  $A \sim 100$  region,” *Nuclear Physics A*, vol. 523, no. 2, pp. 197 – 227, 1991. (Cited on pages 13 and 14.)
- [44] Z. Bay, “Calculation of decay times from coincidence experiments,” *Phys. Rev.*, vol. 77, pp. 419–419, Feb 1950. (Cited on page 15.)
- [45] C. Wheldon, “Convolution of a gaussian with an exponential (and its application in programs `halflife.c/nanofit.f`.)” [http://www.np.ph.bham.ac.uk/research\\_resources/programs/](http://www.np.ph.bham.ac.uk/research_resources/programs/), October 2014. Accessed on 2019-01-18. (Cited on page 15.)
- [46] C. Qi, L. Y. Jia, and G. J. Fu, “Large-scale shell-model calculations on the spectroscopy of  $N < 126$  Pb isotopes,” *Phys. Rev. C*, vol. 94, p. 014312, Jul 2016. (Cited on page 18.)
- [47] A. E. Stuchbery, “Gyromagnetic ratios of excited states and nuclear structure near  $132\text{sn}$ ,” *AIP Conference Proceedings*, vol. 1625, no. 1, pp. 52–58, 2014. (Cited on page 22.)