

INS-mf--4988

RO7901121

pr-

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

STUDIUL TIMPILOR DE VIAȚĂ

IN DOMENIUL $< 10^{-12}$ SEC.

(REZUMATUL TEZEI PREZENTATE PENTRU OBTINEREA
TITLULUI DE DOCTOR IN FIZICA)

VASILE DOROBANȚU

CONDUCĂTOR ȘTIINȚIFIC

Prof. Dr. MARIUS PETRAȘCU

BUCUREȘTI

- 1977 -

C U P R I N S

I. INTRODUCERE

1. Noțiuni generale
2. Metode de măsurare a timpilor de viață și domenii de aplicabilitate.

II. ELEMENTE DE TEORIA STRUCTURII NUCLEARE

1. Modele nucleare
 - 1.1. Modelul gaz-Fermi
 - 1.2. Modelul groapă de potențial
 - 1.3. Modelul optic
 - 1.4. Modelul în pături
 - 1.4.1. Senioritatea
 - 1.4.2. Cuplaj j-j
 - 1.4.3. Cuplaj L-S
 - 1.5. Modele unificate
 - 1.5.1. Modelul Bohr-Mottelson
 - 1.5.2. Cuplajul particulă-miez
 - 1.5.3. Modelul Nilsson
 - 1.5.4. Cranking model
 - 1.5.5. Modelul VMI
 - 1.6. Modelul picăturii de lichid
 - 1.7. Modelul nucleului compus
 - 1.8. Modelul particulei α
 - 1.9. Modelul de clusteri
2. Tranziții electromagnetice
3. Importanța determinărilor de timp de viață

III. TRECEREA IONILOR GREI PRIN SUBSTANȚA

1. Prezentarea fenomenologică a procesului
2. Caracteristicile procesului de încetinire
3. Formularea analitică a procesului
 - 3.1. Puterea de frinare electronică
 - 3.2. Puterea de frinare nucleară
 - 3.3. Straggling

IV. METODE DE PENTRU DETERMINAREA TIMPILOR DE VIATA AI STARILOR NUCLEARE EXCITATE

1. Prezentarea generala a metodelor
2. Metoda coincidentelor intirziate
3. Metoda distantei de recul
 - 3.1. Varianta directă
 - 3.2. Varianta plunger
4. Metoda atenuării deplasării Doppler - DSAM -
 - 4.1. Analiza centrului de greutate
 - 4.2. Analiza formei liniei
5. Metoda efectului de blocaj in monocristale

V. FUNDAMENTAREA TEORETICA A DSAM

1. Legea generală de dezintegrare
2. Calculul lui $F(\tau)$ folosind metodele matematice ale proceselor stochastice
 - 2.1. Calculul lui $f(\tau)$
 - 2.2. Calculul lui $g_t(v/v_0)$
 - 2.3. Ecuația lui $m_{F_n}(\nu\tau_n)$

VI. CONSIDERATIUNI PRIVIND SECTIUNEA DE IMPRASTIERE SI PUTEREA DE STOPARE PENTRU REZOLVAREA ECUATIEI LUI $F(\tau)$

VII: DETERMINARI EXPERIMENTALE DE TIMPI DE VIATA PE DIVERSE NUCLEE

1. Determinarea timpului de viață al nivelului de 477 keV al Li^7
 - 1.1. Analiza centrului de greutate
 - 1.2. Analiza formei liniei
2. Determinarea timpului de viață al nivelului de 432 keV al Be^7
3. Determinarea timpului de viață al nivelului de 1370 keV al v^{46}
4. Determinarea timpilor de viață ai nivelelor de 1095 și 1189 keV ai Co^{59}
5. Determinarea timpilor de viață ai stărilor excitate ale Cu^{63} și Cu^{65}
 - 5.1. Măsurarea timpilor de viață ai primelor stări excitate ale Cu^{63}
 - 5.2. Determinarea timpilor de viață ai primelor stări excitate ale Cu^{65}

CONCLUZII

I. INTRODUCERE

1. Timpul de viață al unui nucleu într-o stare excitată este definit ca intervalul de timp mediu în care poate rămâne acest nucleu în starea considerată și este legat în mod obișnuit de lărgimea totală a stării nucleare. Pentru stările excitate legate, această lărgime totală se exprimă ca o sumă de lărgimi parțiale, corespunzătoare diferitelor ordine de multipol ale tranzițiilor electromagnetice prin care se efectuează dezexcitarea nucleului de pe asemenea stări.

Din punct de vedere teoretic, lărgimile parțiale se calculează cu ajutorul elementelor de matrice reduse, ale așa numitului operator de multipol, asociat tranzițiilor electromagnetice /1/. Cunoașterea acestor elemente de matrice, permite în principiu testarea directă și în același timp precisă a funcțiilor de undă nucleare, și în ultimă instanță deci, a modelului nuclear adoptat pentru descrierea stărilor nucleare excitate. Determinarea timpilor de viață capătă astfel o importanță deosebită în studiul stărilor nucleare, întrucât conferă informația esențială cu privire la elementele de matrice amintite.

2. Măsurarea timpului de viață τ se realizează printr-o varietate largă de metode. Pentru a încadra metodele bazate pe mișcarea de recul nuclear în acest ansamblu de metode, vom aminti aici metodele cele mai folosite precum și domeniile lor de aplicabilitate :

- a) Metode electronice pentru timpi de viață $\tau > 10^{-11}$ s
- b) Tehnica de microunde 10^{-10} s $< \tau < 10^{-8}$ s
- c) Metoda distanței de recul 10^{-12} s $< \tau < 10^{-9}$ s
- d) Metoda atenuării deplasării Doppler 10^{-15} s $< \tau < 10^{-11}$ s
- e) Metoda fluorescenței de rezonanță $\tau < 10^{-10}$ s
- f) Excitația coulombiană 10^{-15} s $< \tau < 10^{-8}$ s
- g) Imprăștierea inelastică de particule $\tau < 10^{-7}$ s
- h) Metoda efectului de blocaj în monocristale
m 10^{-18} s $< \tau < 10^{-15}$ s.

Toate aceste metode au cunoscut în ultimii ani o serie de îmbunătățiri, cum ar fi câștigul în rezoluție energetică prin introducerea detectorilor cu semiconductori, utilizarea analizoarelor

multicanal cu memorie mare, folosirea acceleratoarelor de particule de energie mare și de o mare diversitate de particule, adaptarea la experiment a calculatoarelor "on line", perfecționarea electronicii asociate, etc.

Beneficiind de aceste facilități, metoda distanței de recul, metoda atenuării deplasării Doppler și metoda efectului de blocaj în monocristale, au devenit tehnici de măsură relativ precise și utilizabile într-un număr mare de cazuri.

II. ELEMENTE DE TEORIA STRUCTURII NUCLEARE

1. MODELE NUCLEARE

Imaginea modului de comportament al nucleonilor într-un nucleu a determinat apariția a două categorii de modele :

- a) Modele de particule independente în care caracteristicile nucleare sînt condiționate de comportarea individuală a nucleonilor.
- b) Modele de interacții tari în care nucleonii constituenți sînt puternic cuplați reflectînd existența unor forțe internucleonice de scurtă distanță, foarte intense.

Ansamblul de modele de particule independente ar putea fi rezumat în felul următor :

1.1. Modelul gaz-Fermi. Într-un asemenea model elementar, nucleul este considerat ca un gaz Fermi total degenerat, iar asupra protonilor și neutronilor constituenți care se supun statisticii Fermi-Dirac, se face ipoteza mișcării aproape independente.

1.2. Modelul groapă de potențial este un alt model simplu, care privește nucleul ca o simplă groapă de potențial real.

1.3. Modelul optic, generalizînd modelul groapă de potențial, pentru descrierea reacțiilor nucleare introduce un potențial complex. Vezi de exemplu [4], [5].

1.4. Modelul în pături, al nucleului este esențialmente analogul modelului în pături al atomului. Într-o asemenea descriere fiecare nucleon se mișcă într-un potențial *self-consistent*, creat de cei-

lalți nucleoni, care se amortizează rapid în afara volumului delimitat de suprafața nucleului.

Modelul în pături a cunoscut de-a lungul dezvoltării sale mai multe variante :

- Modelul uniparticulă, este un model în pături la care proprietățile nucleelor impare sînt date de ultimul nucleon nepereche.
- Modelul în pături multiparticulă, în care se ia în considerare interacția mutuală între nucleonii legați.
- Modelul cu cuplaj j-j care este un model în pături cu mai mulți nucleoni în care fiecare nucleon este caracterizat de o valoare definită a momentului unghiular j.

1.5. Modelele unificate presupun că nucleonii se mișcă aproape independent într-un potențial comun nesferic, ușor variabil, luînd în considerație atît excitațiile individuale ale nucleonilor cît și mișcările colective.

1.5.4. Tendințele de unificare a modelului în pături și a modelului colectiv se fac simțite de prin anul 1955, una dintre acestea aparținînd lui Inglis /13/, /14/ a rămas cunoscut sub numele de CRANKING MODEL. Nucleonii care formează nucleul se presupune că se mișcă liber într-un potențial deformat self-consistent de mai multe particule, iar simularea excitațiilor colective este făcută considerînd o rotație lentă a potențialului cu o viteză unghiulară mică în comparație cu cea a mișcării colective.

Din categoria modelelor de interacții tari fac parte :

- 1.6. Modelul picăturii de lichid, nucleul fiind privit ca o picătură de lichid cu nucleonii jucînd rol de molecule.
- 1.7. Modelul nucleului compus în care o particulă incidentă este absorbită de nucleu, formînd un nucleu compus al cărui mod de dezintegrare este independent de modul cum s-a format /21/, /22/.
- 1.8. Modelul de particulă alfa, care consideră particulele α ca entități stabile în interiorul nucleului.
- 1.9. Modelul de clusteri, în care clusterii de particule formează entități stabile în nucleu /23/, /24/, /25/.

2. TRANZIȚII ELECTROMAGNETICE

Probabilitatea de tranziție pe unitatea de timp, pentru de-

zintegrarea radioactivă de la o stare nucleară inițială $|i\rangle$, la una finală $|f\rangle$, este dată de expresia

$$dW_{fi} = \left(\frac{2\pi}{\hbar}\right) \frac{k^2}{4\pi c} |H_{fi}|^2 dn \quad (1)$$

unde H_{fi} este hamiltonianul de interacție responsabil de tranziție

$$H_{fi} = \langle f | -\frac{1}{c} \int \vec{A} \cdot d\vec{r} | i \rangle \quad (2)$$

3. IMPORTANȚA DETERMINĂRII DE TIMP DE VIAȚĂ

În privința interesului fizic și nu numai instrumental al măsurătorilor de acest gen, vom descrie în continuare câteva din liniile de cercetare care par a fi cele mai actuale, referindu-ne în particular, la posibilitatea controlului de self-consistență al modelului de particule independente, pentru configurații în interiorul unei pături și pe urme posibilitățile de studiu, ale configurațiilor simple cu o particulă excitată în pătura superioară. Este necesar să se precizeze că pentru a obține informații teoretice semnificative, nu este necesar să se măsoare numai una, sau mai multe vieți medii, mărimea cea mai adecvată pentru confruntarea cu teoria fiind probabilitatea de tranziție între două stări definite și cu multipolarități diferite, nu suma probabilităților de tranziție, plecând de la un anumit nivel inițial. Măsurătorile de timpi de viață, împreună cu alte măsurători cum ar fi, de exemplu, căile de rapoarte de ramificare între diverse stări finale și coeficienți de amestec a multipolarităților pentru fiecare tranziție, pot furniza informații de structură de o deosebită importanță. Să luăm, de exemplu, în discuție tranziția $M1$ și să vedem în ce măsură tentativa de a face ca un anumit număr de rezultate empirice (energie de nivele, momente magnetice, etc.) să reîntre într-un cadru autoconsistent, extrăgând din datele experimentale disponibile, parametri necesari unui anumit model nuclear, în cazul de față modelul în pături cu interacțiune eficace. Acești parametri sînt din păcate mulți, de exemplu, un număr de 15 pentru configurațiile din interiorul păturii $1p$, astfel că existența unei mari cantități de date devine imperios necesară confruntării teorie-experiență, iar adăugarea momentelor magnetice de tranziție la datele deja existente se poate dovedi importantă. Facem deocamdată limitarea la cazurile $M1$, deoarece modelul în pături prin însăși construcția lui s-a dovedit incapabil să prevadă valori corecte pentru tranzițiile electrice, în particular $E2$, chiar dacă pentru acestea din urmă, contribuția mare de la configurațiile mai complicate poate fi simulată surprinzător de bine prin introducerea "sarcinii eficace" [27]. Astfel, în acest cadru compararea a două

nivele analoge în nucleele simetrice, de exemplu, Li^7 și Be^7 , poate deveni foarte interesantă întrucât, prin determinarea celor două vieți medii, avem practic, două măsurători independente asupra acestor funcții de undă.

Pentru calculele lui Lane /28/ bunăoară, care folosește un model în pături cu cuplaj intermediar putem stabili o limită superioară a parametrului Y legat de importanța relativă a schemelor de cuplaj L-S și j-j. Variația timpului de viață τ în funcție de acest parametru Y , împreună cu datele experimentale /29/ obținute, sugerează în cazul de față un cuplaj pur L-S.

Alt exemplu de informații de structură furnizate de măsurători de timp de viață îl constituie configurațiile cu o singură particulă excitată în pătura superioară cum ar fi $(2s, 1d)^n (f_{7/2})^{-1}$. Toate tranzițiile γ între stări de acest tip s-au dovedit a fi M1 /30/, iar tranzițiile între stări de J egal, sînt cu un ordin de mărime mai intense decît cele de la J la $J \pm 1$, în concordanță cu regula lui Erné /31/.

Intensitatea $J \rightarrow J$ determinată pe baza vieților medii și a raportelor de ramificare, este cuprinsă între 0.1 ± 0.4 unități Weisskopf, astfel încît compararea probabilităților de tranziție cu teoria impune ca o primă concluzie amestecul puternic de configurații simple $((d_{3/2})^{-3}_{j,J} f_{7/2})_{J,1}$.

Chiar și în cazul nucleelelor O^{15} - N^{15} aflate la marginea superioară a păturii lp, se observă într-un anumit sens regula J-J a lui Erné, în sensul că tranzițiile M1 între cele două cupluri de nivele $J = 5/2$ sînt mai intense decît cele $7/2 \rightarrow 5/2$, iar dacă luăm în considerare și faptul că intensitățile tranzițiilor M1 între cele două cupluri $5/2$ sînt practic egale, în acord cu regula lui Мокруго /32/ avem o indicație că termenul "de particulă" $d_{5/2}$ predomină pentru aceste tranziții, asupra termenului "de miez". De asemenea, în cazul tranzițiilor E2 în care modelul în pături nu reușește să explice probabilitățile de tranziție, nici chiar în cazul în care din cauza altor evidențe s-ar părea că ne găsim în fața unei tranziții uniparticulă tipice, acest gen de măsurători a condus la introducerea unei "sarcini eficiente" α pentru neutron și $1+\alpha$ pentru proton pentru a explica discrepanța între tranzițiile atribuabile unui neutron (exemplu clasic O^{17} , $2s_{1/2} + 1d_{5/2}$) care este de puțin inferioară în intensitate față de cele datorate unui proton (cazul F^{17}), în timp ce conform modelului, raportul intensităților ar fi trebuit să fie extrem

de mic.

Discuțiile s-ar putea prelungi și la alte nuclee dar pentru scopul propus și anume de a demonstra importanța determinărilor de timp de viață cred că este suficient.

III. TRECEREA IONILOR GREI PRIN SUBSTANTA

1. Traversarea unui mediu de către un fascicul de ioni energetici este însoțită de interacțiunea acestor ioni cu electroni atomici precum și cu atomii luați ca întreg al mediului respectiv. Această interacțiune se traduce într-o pierdere în energia cinetică a ionilor respectivi și ca urmare avem de-a face cu un proces de încetinire căruia i se asociază mărimea fizică numită timp caracteristic de încetinire definit drept timpul după care viteza ionului scade la valoarea $1/e$ din valoarea inițială. Atunci când viteza ionului ajunge în urma încetinerii la o valoare egală cu viteza agitației termice a atomilor mediului sau se combină chimic cu atomii mediului se spune că ionul a fost oprit. Față de valorile inițiale viteza în momentul opririi este foarte mică și se ia egală cu zero.

2. Am putea rezuma caracteristicile procesului de încetinire în felul următor :

- este un proces statistic întrucât ciocnirile ionului cu electronii și cu atomii mediului de încetinire sînt întimplătoare; rezultă fluctuații în pierderea de energie cinetică și în celelalte mărimi asociate așa că din punct de vedere al calculelor teoretice au sens numai valorile medii.

- ciocnirile cu electronii atomici - ciocnirile electronice - sînt procese inelastice și constă în ionizarea și excitarea atomilor mediului de încetinire; pierderea de energie la o ciocnire este mică iar direcția de mișcare a ionului este ușor modificată în urma ciocnirii, ca o consecință a transferului mic de impuls.

- ciocnirile cu atomii luați ca întreg - ciocnirile nucleare - sînt procese elastice, pierderea per ciocnire este mare iar devierea ionului la unghiuri mari față de direcția inițială de mișcare este mult mai probabilă.

- cele două tipuri de ciocniri apar simultan probabile în tot intervalul în care viteza scade de la valoarea inițială la zero, practic însă este dominant cînd unul cînd celălalt tip de ciocnire

și anume : la viteze mari - față de vitezele orbitale ale electronilor atomici - predomină pierderea de energie prin ciocniri electronice, la viteze mici predomină ciocnirile nucleare.

- În procesul de încetinire are loc o modificare continuă a stării de sarcină a ionului. La începutul procesului, probabilitatea de pierdere a unui electron este mai mare decât cea de captură; pe măsură ce viteza scade și devine comparabilă cu cea a electronilor orbitali, probabilitatea de captură crește în detrimentul celei de pierdere care tinde să se anuleze. Ionul poate ajunge apoi la viteze mai mici chiar decât viteza orbitală a electronului cel mai slab legat și pentru un timp el se va afla în stare de atom neutru, timp în care energia cinetică a ionului neutralizat se va pierde în mod preponderent prin ciocnirile elastice cu atomii mediului de frinare și corespunzător o cantitate din ce în ce mai mică de energie este transferată electronilor atomici.

IV. METODE DE PENTRU DETERMINAREA TIMPILOR DE VIAȚA AI STĂRILOR NUCLEARE EXCITATE

1. Metodele experimentale de determinare a vieților medii $\tau_{\gamma}^{(i+f)}$ se împart în metode "directe" și "indirecte" după cum pentru extragerea valorilor τ din datele experimentale specifice unei anumite metode se face apel la anumite ipoteze de structură nucleară (model nuclear, mecanism de reacție, etc.). Din acest punct de vedere metodele directe permit extragerea unor date de structură nucleară în mod nemijlocit.

Variatatea largă a timpilor de viață ai stărilor nucleare excitate și domeniul de aplicabilitate destul de bine definit determină diversitatea de principii a metodelor de măsură a lui τ .

2. Metoda coincidențelor întârziate aplicabilă pentru valori $\tau > 10^{-12}$ s. cere drept scală de măsură a timpului de viață distribuția întârzierii dintre momentul de timp T la care se formează starea excitată de interes și momentul de timp T' la care se are loc dezexcitarea acestei stări.

3. Metoda distanței de recul folosește drept scală de timp, timpul de zbor al nucleului de recul excitat care parcurge înainte de dezintegrare o anumită distanță fixată-cunoscută. Acest timp este urmărit la diferite distanțe de recul, extragerea valorii τ efectuându-se prin mai multe variante.

4. METODA ATENUARII DEPLASĂRII DOPPLER - D.S.A.M. -

Tehnica deplasării Doppler, folosită azi pe scară largă pentru determinarea timpilor de viață ai stărilor nucleare excitate în domeniul 10^{-14} - 10^{-11} secunde își are începutul în lucrările lui Devons și ale colaboratorilor săi /46/.

Extragerea timpilor de viață din măsurarea deplasării Doppler a energiei radiației gama emisă de nucleul de recul excitat, depinde de cunoașterea vitezei acesteia ca funcție de timp.

Informațiile pe care le obținem din măsurarea deplasării Doppler privind viteza nucleului de recul și deci timpul la care el se dezintegrează, pun în evidență schimbările lui $v(t)$ pe scara timpului, schimbări care au loc într-un timp comparabil cu timpul de viață al stării nucleare de interes. Acest principiu de comparare a timpului de viață cu timpul în care au loc schimbări semnificative în viteza nucleului de recul, este comun tuturor măsurătorilor de timp de viață prin metoda deplasării Doppler.

5. METODA EFECTULUI DE BLOCAJ ÎN MONOCRISTALE

Domeniul timpilor de viață nucleari foarte scurți cuprins între 10^{-18} sec și 10^{-15} sec, este acoperit după cum am mai amintit, din punct de vedere al metodicii de tehnica efectului de blocaj.

O serie nouă de fapte experimentale /66/ a demonstrat însă că explicarea efectelor direcționale numai prin mecanismul de canalare, nu este suficientă și a impus luarea în considerare a efectului de blocaj și prezența unui minim pronunțat al distribuției unghiulare a particulelor emise în direcția corespunzătoare axei canalului, ceea ce a implicat concluzia că direcția de canalare a fost blocată. Corespunzător efectelor de canalare axială și planară rezultă efecte de blocaj axial și planar.

Materializarea graniței dintre apariția celor două efecte direcționale ar putea fi introdusă de expresia unghiului critic ψ_c /67/

$$\psi_c = \sqrt{E_D/E} \quad (3)$$

V. FUNDAMENTAREA TEORETICĂ A DSAM

De-a lungul ultimilor ani s-au făcut mai multe încercări de îmbunătățiri a acurateții determinărilor de timp de viață prin me -

toda atenuării deplasării Doppler (DSAM), atât din punct de vedere teoretic cât și experimental.

După cum am mai amintit asemenea determinări pentru viețile medii ale stărilor nucleare excitate constă în compararea factorului de atenuare experimental $F(\tau)_{\text{exp}}$ cu estimările teoretice ale acestuia.

Dacă se consideră un nucleu de recul care se mișcă cu viteza $v(t)$ și ca rezultat al dezexcitării el emite o cantă gamma, atunci datorită binecunoscutului efect Doppler, energia observată a radiației γ va fi diferită de energia E_0 care s-ar fi obținut dacă nucleul de recul s-ar fi dezintegrat în repaus

$$E_{\gamma} = E_0 \left(1 + \frac{v(t)}{c} \cos\theta \right) \quad (3)$$

unde θ este unghiul dintre direcția de mișcare a nucleului de recul și direcția de detecție a razei γ .

Să presupunem că $P(0)$ este populația inițială ($t=0$) a unui nivel al cărui timp de viață τ urmează să fie determinat. Populația lui la un timp ulterior t este evident $P(t) = P(0) \exp(-t/\tau)$. Dacă în intervalul de timp dt s-au dezintegrat $dP(t)$ nuclee, atunci valoarea medie a deplasării Doppler corespunzătoare radiațiilor γ care provin de la aceste nuclee va fi

$$\langle \Delta E_{\gamma} \rangle = \int_0^{\infty} \Delta E_{\gamma} dP(t) / \int_0^{\infty} dP(t) \quad (4)$$

iar raportul dintre deplasarea Doppler medie $\langle \Delta E_{\gamma} \rangle$ și deplasarea Doppler maximă se numește factor de atenuare $F(\tau)$

$$F(\tau) = \frac{\langle \Delta E_{\gamma} \rangle}{\Delta E_{\gamma 0}} \quad (5)$$

1. LEGEA GENERALĂ DE DEZINTEGRARE

Populația totală a uneia din stările excitate ale unui nucleu este rezultatul atât al populației directe cât și al populației prin cascade de la nivelurile superioare /68/.

Nivelele care populează starea nucleară de interes vor fi indicate în ordinea crescătoare a energiei luând ca prim nivel starea excitată al cărui timp de viață urmează să fie determinat, iar

ca ultim nivel acela care încă mai populează prin cascadă nivelul de interes. Popularea totală a unui nivel j se poate obține integrând ecuația

$$\frac{dP_j(t)}{dt} = \sum_{i=1}^n \lambda_i b_{ij} P_i(t) - \lambda_j P_j(t) \quad (6)$$

cu condițiile inițiale

$$P_j(0) = P_j^0, \quad j = 1, 2, \dots, n \quad (7)$$

Dacă notăm

$$B_{ij} = \lambda_i (b_{ij} - \delta_{ij}), \quad i, j = 1, 2, \dots, n \quad (8)$$

$$\text{cu } B_{ij} = \begin{cases} 0, & i < j \\ -\lambda_j, & i = j \\ \lambda_i b_{ij}, & i > j \end{cases} \quad (9)$$

se obține

$$\frac{dP_j(t)}{dt} = \sum_{i=1}^n B_{ij} P_i(t) \quad (10)$$

Soluția generală a sistemului se poate scrie ca

$$\|P(t)\| = \exp(Bt) \|P^0\| \quad (11)$$

Funcția de matrice $\exp(Bt)$ poate fi evaluată folosind formula lui Baker /69/.

Prin urmare

$$P_k(t) = A_{kk} e^{-\lambda_k t} + A_{k+1k} e^{-\lambda_{k+1} t} + \dots + A_{nk} e^{-\lambda_n t} \quad (12)$$

unde $A_{kk}, A_{k+1k}, \dots, A_{nk}$ depind de populările inițiale rapoartele de ramificare și constantele de dezintegrare λ_k . Din legea generală (12) se vede că popularea unui nivel k la un anumit moment de timp t depinde de modul de populare al nivelelor superioare.

2. CALCULUL LUI $F(\tau)$ FOLOSIND METODELE MATEMATICE ALE PROCESELOR STOCHASTICE

Prin însăși natura sa emisia nucleelor de recul ca și detecția razelor gama care provin de la aceste nuclee pot fi considerate procese stochastice, așadar calculul valorilor medii ale mărimilor care caracterizează astfel de procese, se face conform unei metodologii matematice corespunzătoare.

In particular, calculul lui $F(\tau)$ revine după cum am văzut la evaluarea deplasării Doppler medii a razelor gama, chestiune care implică aflarea vitezei și direcției unui nucleu de recul care se mișcă într-un mediu amorf oarecare. Fie $v_0 = \frac{v(0)}{c}$, viteza inițială a unui nucleu de recul, $\cos \varphi_0$ direcția inițială a nucleului de recul. Evoluția lor în timp va fi descrisă în termenii unei funcții a densității de probabilitate $Q_t(v \cos \varphi / v_0 \cos \varphi_0)$. Evaluarea acestei funcții se poate face în următoarele ipoteze :

1. - Nucleele de recul suferă un proces de împrăștiere fără să piardă energie prin procesul de încetinire, funcția care descrie acest proces fiind $f(\varphi)$.
2. - Nucleele de recul își modifică viteza datorită procesului de încetinire, dar nu suferă nici o împrăștiere, funcția responsabilă de acest proces fiind $[1 - f(\varphi)] g_t(v/v_0)$

$Q_t(\cos \varphi / v_0 \cos \varphi_0)$ va fi chiar suma $f(\varphi) + [1 - f(\varphi)] g_t(v/v_0)$

2.1. Calculul lui $f(\varphi)$

Funcția $f(\varphi)$ îndeplinește caracteristicile unei funcții de probabilitate, ea fiind similară amplitudinii de difuzie din teoria generală a împrăștierei (vezi de exemplu /70/).

Fie direcția de mișcare a nucleului de recul, vectorul unitate \vec{u} , secțiunea eficace de împrăștiere σ , poziția \vec{r} și funcția de distribuție $F(\vec{r}, \vec{u}, x)$ unde x este distanța traversată de nucleu în mediul de împrăștiere.

Conform teoriei lui Lewis /49/, funcția $F(\vec{r}, \vec{u}, x)$ satisface ecuația de difuzie

$$\frac{\partial F}{\partial x} + \vec{u} \nabla F = N \int F(\vec{r}, \vec{u}', x) - F(\vec{r}, \vec{u}, x) \sigma(|\vec{u} - \vec{u}'|) d\vec{u}' \quad (13)$$

Dezvoltând pe F în seria armonicelor sferice și integrând după r , obținem

$$\frac{\partial f_l}{\partial x} + k_{l\varphi} f_l = 0 \quad (14)$$

unde $k_{l\varphi} = N/[1 - P_l(\cos \varphi)] d\sigma(\varphi)$ sau

$$k_{l\varphi} = 2\pi N \int_0^\pi [1 - P_l(\cos \varphi)] \sigma(\varphi) \sin \varphi d\varphi \quad (15)$$

$$f_l(\varphi, x) = \int_{R_{l0}} F_{l0}(\vec{r}, \vec{x}) d\vec{r} \quad (16)$$

Soluția ecuației (14) se scrie ca :

$$f_l(\varphi, x) = \frac{1}{4\pi} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) P_l(\cos \varphi) \exp\left(-\int_0^x k_{l\varphi} dx\right) \quad (17)$$

Ca o bună aproximație x poate fi luat drept parcursul unui nucleu într-un material de încetinire R .

Așadar procesul e descris de funcția

$$f(\varphi) = \sum_{l=0}^{\infty} \frac{2l+1}{2} P_l(\cos \varphi) \int_{R_{l0}} \quad (18)$$

2.2. Calculul lui $g_x(v|v_0)$

O ecuație care să guverneze comportarea unui nucleu de recul, în ceea ce privește energia sa poate fi obținută din ipoteza că această comportare poate fi reprezentată printr-un proces de tip Markov.

Fie, $g(tv|t_0, v_0)$ probabilitatea ca un nucleu de recul de masă M_1 avînd o viteză inițială v_0 să aibă o viteză v după un interval de timp t . $g(tv|t_0, v_0)$ trebuie să satisfacă ecuația Chapman-Kolmogorov [71/

$$g(tv|t_0, v_0) = \int_{-\infty}^{\infty} g(tv|t', v') g(t', v'|t_0, v_0) dv' \quad (19)$$

pentru $t' \in (t_0, t)$.

Trecînd la limită și definînd

$$\lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{1}{\Delta t} \int_{|v-v'| < \delta} (v-v') g(t+\Delta t, v'|tv) dv' = A(tv) \quad (20)$$

și

$$\lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{1}{\Delta t} \int_{|v-v'| < \delta} (v-v')^2 g(t+\Delta t, v'|tv) dv' = B(tv) \quad (21)$$

rezultă

$$\frac{\partial g(tv|t_0, v_0)}{\partial t} = - \frac{\partial [A(tv)g(tv|t_0, v_0)]}{\partial v} + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 [B(tv)g(tv|t_0, v_0)]}{\partial v^2} \quad (22)$$

care este chiar ecuația Kolmogorov-înainte care este o ecuație de tip Fokker-Planck.

În ceea ce urmează se presupune că $A(t, v)$ și $B(t, v)$ sînt cunoscuți, rămînînd ca în capitolul următor să vedem cum pot fi aflați.

Ecuația care furnizează pe $g(tv|t_0, v_0)$ mai poate fi

scrisă sub forma

$$\frac{\partial g(tv|t_0 v_0)}{\partial t} = \frac{1}{2} B(tv) \frac{\partial^2 g(tv|t_0 v_0)}{\partial v^2} + \left[\frac{\partial B(tv)}{\partial v} - A(tv) \right] \frac{g(tv|t_0 v_0)}{\partial v} + \frac{1}{2} \left[\frac{\partial^2 B(tv)}{\partial v^2} - \frac{\partial A(tv)}{\partial v} \right] g(tv|t_0 v_0) \quad (23)$$

2.3. Ecuația lui ${}^m F_{nl}(v, \tau_n)$

Avînd în vedere că $g(tv|t_0 v_0) = [Q_t(v \cos \varphi | v_0 \cos \varphi_0) - f(\varphi v)] / [1 - f(\varphi v)]$ cu $f(\varphi v)$ dat de expresia (49) obținem din (23) ecuația pentru $Q_t(v \cos \varphi | v_0 \cos \varphi_0)$

$$\frac{\partial Q_t(v \cos \varphi | v_0 \cos \varphi_0)}{\partial t} = \frac{B(tv)}{2} \frac{\partial^2 Q_t(v \cos \varphi | v_0 \cos \varphi_0)}{\partial v^2} + p(\varphi v) \frac{\partial Q_t(v \cos \varphi | v_0 \cos \varphi_0)}{\partial v} + q(\varphi v) Q_t(v \cos \varphi | v_0 \cos \varphi_0) + \eta(\varphi v) \quad (24)$$

cu p, q, η funcții de v, φ .

Deoarece procesele Markoviene sînt omogene în raport cu timpul ecuația (24) devine

$$\frac{\partial Q_t(v_1 \cos \varphi_1 | v \cos \varphi)}{\partial t} = \frac{B(t, v)}{2} \frac{\partial^2 Q_t(v_1 \cos \varphi_1 | v \cos \varphi)}{\partial v^2} + p(v, \varphi) \frac{\partial Q_t(v_1 \cos \varphi_1 | v \cos \varphi)}{\partial v} + q(v, \varphi) Q_t(v_1 \cos \varphi_1 | v \cos \varphi) + \eta(v, \varphi) \quad (25)$$

Exprimînd deplasarea Doppler în unități $v = \frac{v}{c}$, probabilitatea să avem o deplasare Doppler $DS = v_1 \cos \varphi_1$ la un timp t este

$$P_t(DS | v \cos \varphi) = \int Q_t(v_1 \cos \varphi_1 | v \cos \varphi) \delta(DS - v_1 \cos \varphi_1) dv_1 d(\cos \varphi_1) \quad (26)$$

ceea ce face ca ecuația (25) să devină :

$$\frac{\partial P_t(DS | v \cos \varphi)}{\partial t} = \frac{B(t, v)}{2} \frac{\partial^2 P_t(DS | v \cos \varphi)}{\partial v^2} + p(v, \varphi) \frac{\partial P_t(DS | v \cos \varphi)}{\partial v} + q(v, \varphi) P_t(DS | v \cos \varphi) + \eta(v, \varphi) \delta(DS - v_1 \cos \varphi_1) dv_1 d(\cos \varphi_1) \quad (27)$$

Pentru rezolvarea unei asemenea ecuații să scriem probabilitatea de dezintegrare (42) sub forma :

$$dp_j(t) = \frac{1}{n_j} \sum_{k=j}^n \rho_{kj} e^{-\lambda_k t} dt \quad (28)$$

Inmulțind ecuația (27) cu $dp_j(t)$ și definind

$$w_k(DS, v, \cos \varphi) = \int_0^{\infty} P_t(DS | v \cos \varphi) \rho_{kj} e^{-\lambda_k t} dt \quad (29)$$

obținem

$$\begin{aligned} \sum_{k=j}^n [-\rho_{kj} \delta(DS - v \cos \varphi) + \lambda_k w_k(DS, v, \cos \varphi)] &= \frac{n}{\sum_{k=j}^n} \frac{B(v)}{2} \frac{\partial^2 w_k(DS, v, \cos \varphi)}{\partial v^2} \\ &+ p(v, \varphi) \frac{\partial w_k(DS, v, \cos \varphi)}{\partial v} + q(v, \varphi) w_k(DS, v, \cos \varphi) + \\ &\frac{\rho_{kj}}{\lambda_k} \int \eta(v, \varphi) \delta(DS - v_1 \cos \varphi_1) dv_1 d(\cos \varphi_1) \end{aligned} \quad (30)$$

Luind $k=n$ și ținând cont de definiția factorului de atenuare, ecuația generală care descrie factorul de atenuare este :

$$\begin{aligned} \frac{B(v)}{2} \frac{\partial^2 \{ {}^m F_{n1}(v, \tau_n) \}}{\partial v^2} + p(v, \varphi) \frac{\partial \{ {}^m F_{n1}(v, \tau_n) \}}{\partial v} + {}^m F_{n1}(v, \tau_n) [q(v, \varphi) - \lambda_n] + \\ \int \eta(v, \varphi) \int \frac{1}{v_1} P_{\ell} \left(\frac{DS}{v_1} \right) P_{\ell}(\cos \varphi_1) (DS)^m dv_1 d(\cos \varphi_1) d(DS) \\ \frac{\lambda_n v_0^m \alpha_{m1}}{(DS_{\max})^m} + \frac{\quad}{(DS_{\max})^m P_{n1}(\cos \varphi)} \end{aligned} \quad (31)$$

Factorul de atenuare furnizat de ecuația (31) caracterizează dependența de timpul de viață al ultimului nivel din schemă. Pentru aflarea factorului de atenuare al nivelului "n-1" revenim la ecuația (30) și cu același procedeu ajungem la o ecuație de genul (31) care conține ca variabilă ${}^m F_{n-1\ell}(v, \tau_n, \tau_{n-1})$ /72/. Mergînd astfel din aproape în aproape ajungem la ${}^m F_{1,\ell}(v_1, \tau_n, \tau_{n-1} \dots \tau_1)$.

Față de teoriile existente, teoria prezentată este exactă nefăcîndu-se nici o aproximație pînă la obținerea ecuației (31).

După cum am văzut în capitolul anterior, teoria simplistă a metodei deplasării Doppler atenuate pornea de la ipoteza unui nivel nuclear izolat ceea ce face ca legea de dezintegrare să fie o exponențială simplă, de asemenea nu ia deloc în considerare procesul de împrăștiere. Îmbunătățirile aduse de Blaugrund suferă din cauza aceleiași ipoteze a nivelului izolat iar în privința împrăstierii, in-

introduce aproximația $\langle v \cos \varphi \rangle \approx \langle v \rangle \langle \cos \varphi \rangle$ care nu este prea argumentată. Aceste dificultăți sînt evitate prin procedeul teoretic expus mai sus.

VI. CONSIDERAȚIUNI PRIVIND SECȚIUNEA DE IMPRAȘTIERE ȘI PUTEREA DE STOPARE, PENTRU REZOLVAREA ECUATIEI LUI $F(\tau)$

Rezolvarea ecuației (31) pentru determinarea lui $F_{nl}^m(v, \tau_n)$ și de aici prin compararea cu factorul de atenuare experimental a timpului de viață, τ_n implică cunoașterea formei secțiunii de împrăștiere și a puterii de topare.

Pentru $m = 1$ și $l = 1$, $F_{nl}^m(v, \tau_n)$ devine chiar, de acum, binecunoscutul factor de atenuare $F(\tau)$.

Admițînd o formă liniară pentru puterea de stopare

$$-\frac{dE}{dx} = K_e v \quad (32)$$

atunci conform definiției (20) rezultă

$$A(v) = \frac{v}{\alpha} \quad \text{cu } \alpha = \frac{M_1 c}{K_e \cdot d} \quad (33)$$

Conform aceleiași dependențe exponențiale a vitezei, rezultă după definiția (21)

$$B(v) = 0 \quad (34)$$

În ceea ce privește termenul $K_{l\varphi}$ care apare în dezvoltarea lui $f(\varphi)$ și care depinde de parcursul ionului de recul într-un material amorf, ar trebui ca acesta să depindă de viteza respectivului nucleu de recul în momentul dezexcitării sale, pentru că el conține și furnizează informația de timp de viață în acest interval de timp, dar procedînd așa s-ar complica foarte mult ecuația (31) și nu știu dacă câștigul în rigurozitate ar compensa eforturile implicate de complicațiile în rezolvarea ecuației. În orice caz aceasta rămîne o problemă deschisă care cred că merită să fie luată în considerație atunci cînd vor apare așteptatele îmbunătățiri legate de procesul de încetinire. În momentul de față luarea lui $K_{l\varphi}$ ca un termen care depinde de parcursul total al nucleului de recul și nu de cel parțial - pînă în momentul dezexcitării sale - poate fi considerată ca o suficient de bună aproximație pe lângă erorile destul de mari introduse de puterea de stopare. Așadar, într-o asemenea situație evaluarea lui $K_{l\varphi}$ luînd drept bună formula.

Deci calculul lui $\overline{M}_{L\phi}$ revine la calculul lui $\langle \cos\phi \rangle$ al lui Blaugrund /47/, deci

$$f(\phi) = \frac{2R+1}{2} \int P_2(\cos\phi) \langle P_2(\cos\phi) \rangle$$

Avind în vedere considerațiile de mai sus obținem

$$F(\tau_n) = \frac{\alpha}{\alpha + \tau_n} + \frac{v_0}{4} \langle P_2(\cos\phi) \rangle \frac{\tau_n}{\alpha + \tau_n} \quad (35)$$

cu α dat de relația (33) ca o soluție particulară a ecuației lui $F(\tau)$.

Comparind rezultatul (35) cu rezultatele teoriilor anterioare, în aceleași aproximații, se vede că prezenta teorie estimează valoarea lui $F(\tau)$ cu maximum 5% mai mult, și aceasta în regiunea timpilor de viață foarte lungi. De asemenea, se vede că în domeniul timpilor de viață foarte scurți primul termen este dominant ceea ce corespunde situației fizice în care procesul de împrăștiere pe atomii mediului de încetinire afectează extrem de puțin mișcarea nucleului de recul, pe cînd pentru timpi de viață foarte lungi, termenul al doilea devine dominant, lucru normal de altfel, deoarece probabilitatea de ciocnire nucleară crește foarte mult afectînd în acest mod mișcarea nucleului de recul.

VII. DETERMINARI EXPERIMENTALE PE TIMPI DE VIATA PE DIVERSE NUCLEF

Determinarea timpilor de viață ai stărilor nucleare excitate prin metoda atenuării deplasării Doppler, revine după cum am văzut cap. IV la măsurarea deplasării Doppler a razelor gama, provenite de la nucleele de recul al căror timp de viață urmează să fie determinat - analiza centrului de greutate - sau la analiza formei liniei gama lărgite Doppler. Măsurătorile efectuate și prezentate în această lucrare, au drept scop controlul gradului de consistență al teoriei autorului acestei lucrări prin compararea cu rezultatele teoriilor precedente.

1. DETERMINAREA TIMPULUI DE VIATA AL NIVELULUI DE

$(477.6 \pm 0.2) \text{ keV AL } \text{Li}^7$

Starea fundamentală a Li^7 are configurația $(^1P_{3/2})^2 (^1P_{3/2})$ și spinul $3/2^-$. Dacă nivelul 477keV este datorat unei excitații uniparticulă a unui proton la nivelul $p_{1/2}$, timpul de viață al tranziției M1 către starea fundamentală poate fi calculat folosind de exemplu formula (33) din capitolul II.

Un asemenea calcul dă un timp de viață de $3.3 \cdot 10^{-13}$ sec.

1.1. Analiza centrului de greutate

Excitarea nivelului de 477.4 keV al ${}^7\text{Li}$ s-a făcut prin intermediul reacției $\text{Li}^7(p,p')\text{Li}^7$ folosind un fascicul de protoni obținut de la acceleratorul Tandem Van de Graaff al Institutului de Fizică Atomică. Nucleele de Li^7 obținute din această reacție au în sistemul laboratorului o viteză inițială de 0.01159 c, fiind încetinite într-un stopant de tantal.

S-a calculat centrul de greutate al picului, după extragerea fondului, folosind ipoteza unui fond liniar sau hiperbolic. De asemenea adoptând o dependență liniară a puterii de stopare electronică cu viteza, s-a calculat factorul de atenuare $Z(\tau)$ după teoria lui Blaugrund și prezenta teorie.

Având în vedere că factorul de atenuare experimental este de 0.729 cel mai bun fit folosind teoria lui Blaugrund a fost obținut pentru un $\tau = 0.849 \cdot 10^{-13}$ sec. Folosind prezenta teorie cel mai bun fit s-a obținut pentru un timp de viață $\tau = 0.8538 \cdot 10^{-13}$ sec. În ambele cazuri folosind un timp de încetinire $\alpha = 3.55 \cdot 10^{-13}$ sec.

1.2. Analiza formei liniei

O altă reacție pentru excitarea nivelului de 477.4 keV al Li^7 este ${}^{10}\text{B}(n,\alpha)\text{Li}^7$. Folosind o țintă de bor natural -19.78 % ${}^{10}\text{B}$ și 80.22 % ${}^{11}\text{B}$ - de grosime (0.128 ± 0.006) g/cm² bombardată cu un fascicul de neutroni termici de la reactorul VVR-S, linia gama de 477.4 keV a Li^7 datorită împrăștierei izotrope a nucleelor de recul apare lărgită Doppler față de liniile de referință Ir^{192} - 468 keV și Na^{22} - 511 keV.

Folosind metodologia obișnuită prezentată în capitolul IV privind analiza formei liniei s-a obținut un timp de viață $\tau = (0.86 \pm 0.1) \cdot 10^{-13}$ sec. într-o concordanță excelentă cu măsurătorile de centroid.

2. DETERMINAREA TIMPULUI DE VIATA AL NIVELULUI DE 432 keV AL Be^7

Deoarece nucleele Be^7 și Li^7 sînt nuclee oglindă, schema de nivele a Be^7 va fi similară schemei de nivele a Li^7 astfel încît printr-un experiment care vizează extragerea de informații de structură nucleară, așa cum este măsurarea timpului de viață al unei stări excitate în cazul nucleelor oglindă efectuăm două măsurători dis-

tincte asupra aceleiași funcții de undă.

Excitarea stării de 432 keV a Be^7 s-a făcut prin intermediul reacției $\text{Li}^7(p,n)\text{Be}^7$ folosind ca și în cazul nucleului Li^7 o țintă de LiF de 10 mg/cm^2 grosime depusă prin evaporare în vid, pe tantal de grosime 0.1 mm. Razele gamma de 511 keV și 432 keV au fost înregistrate cu un detector Ge(Li) de 24 cm^3 , plasat la două unghiuri $\theta_1 = 50^\circ$ și $\theta_2 = 135^\circ$. Deplasarea Doppler a liniei de 432 keV este de 3.6 keV pentru o viteză inițială a nucleului de Be^7 de 0.012 c.

Pentru calculul timpului de viață, cel mai bun fit cu datele experimentale a fost obținut conform teoriei lui Blaugrund pentru o valoare $\tau_B = (1.973 \pm 0.1)10^{-13}$ sec. iar după concepția teoretică prezentată aici cel mai bun fit furnizează o valoare $\tau_D = (1.962 \pm 0.1)10^{-13}$ sec; din nou deci o concordanță excelentă. De asemenea comparând prezentele valori ale lui τ cu cele obținute în alte lucrări [76], [77], care dau valori de $(1.92 \pm 0.25)10^{-13}$ s respectiv $(2.7 \pm 1)10^{-13}$ s, se observă că rezultatele sînt comparabile.

Determinările experimentale de timpi de viață ai nucleelor Li^7 și Be^7 , corespund calculelor teoretice [28] care folosesc un model în pături cu cuplaj intermediar astfel încît finalmente rezultatele experimentale sugerează existența unui cuplaj pur L=3.

3. DETERMINAREA TIMPULUI DE VIATA AL NIVELULUI DE 1370 keV AL V^{46}

Schema de nivele a nucleului de V^{46} este relativ puțin cunoscută, atît din punct de vedere teoretic cît și experimental. Primele calcule teoretice au fost făcute de Ginocchio [78] în anul 1966, calcule de model în pături care presupune configurații pure $f_{7/2}$ pentru neutroni și protoni pe un core inert de $^{20}\text{Ca}^{42}$, luînd o interacție de doi nucleoni, derivată din stările de joasă energie ale Ca^{42} și Sc^{42} . Am folosit un fascicul de O^{16} de energie 32 MeV pe o țintă groasă de SPb depusă pe Ni, reacția de interes fiind $\text{S}^{32}(\text{O}^{16},pn)\text{V}^{46}$.

Spectrul γ a fost obținut plasînd detectorul γ la două unghiuri 0° și 156° față de direcția fascicului, iar calibrarea am făcut-o cu o sursă γ de Eu^{152} . Drept linie de referință pentru analiza formei liniei de 1370 keV a V^{46} am folosit raza de 1408 keV a Eu^{152} .

Calculul timpului de încetinire α al V^{46} într-un compus de genul țintei folosite a dat o valoare de $4,4 \cdot 10^{-13}$ sec. iar în privința timpului de viață al nivelului de 1370 keV al V^{46} calculul de

forma liniei a dat aproximativ $2 \cdot 10^{-13}$ sec.

Deoarece aceasta este unica măsurătoare existentă în literatură, neavând nici un element de comparație, teoretic sau experimental, propunem ca valoare estimativă pentru timpul de viață al nivelului de 1370 keV al V^{46} , $2 \cdot 10^{-13}$ sec. urmînd ca determinarea să fie reluată în măsura în care vom beneficia de condiții experimentale mai bune.

4. DETERMINAREA TIMPILOR DE VIATA AI NIVELELOR DE 1095 SI 1189 keV AI Co^{59}

Deoarece pentru timpul de viață al primei stări excitate al Co^{59} există numai o valoare preliminară /81/ care estimează viața medie în domeniul de aplicabilitate al metodei de atenuare a deplasării Doppler din spre limita timpilor lungi - 10^{-11} sec - am abordat o măsurătoare de timp de viață în speranța îmbunătățirii acestei estimări.

Intrucît abordarea teoretică a DSAM prezentată de autor conține un factor care devine dominant în domeniul timpilor de viață lungi, rezultatul obținut, luînd un timp de încetinire de $4.02 \cdot 10^{-13}$ sec este (15 ± 16) psec. Evident că alte metode care sînt aplicabile timpilor de viață mai lungi, cum ar fi metoda distanței de recul, vor da o valoare mai precisă determinărilor noastre.

Prin aceeași reacție, s-a excitat și starea $3/2$ de 1189 keV al cărei timp de viață, urmînd metodologia de acum devenită familiară este $(0.89 \pm 0.14) \cdot 10^{-13}$ sec. Valoarea obținută calculînd factorul de atenuare după formula (35) este pentru timpul de viață al nivelului de 1189 keV de $(1.02 \pm 0.16) \cdot 10^{-13}$ sec. ceea ce reprezintă de asemenea o bună concordanță cu teoria anterioară.

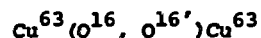
5. DETERMINAREA TIMPILOR DE VIATA AI STARILOR EXCITATE ALE Cu^{63} SI Cu^{65}

Izotopii impari ai Cu constă dintr-un singur proton în afara unui miez format dintr-o subpătură de protoni închisă și un număr par de neutroni. Investigațiile teoretice /82/ care s-au făcut au încercat să explice proprietățile cîtorva din stările de joasă energie a nucleelor impare care implică cuplajul între particula impară și vibrațiile de suprafață ale miezului.

5.1. Măsurarea timpilor de viață ai primelor stări excitate ale Cu^{63}

Timpii de viață ai primelor două stări excitate ale Cu^{63} au fost măsurați folosind metoda atenuării deplasării Doppler folo-

sind o țintă groasă de cupru natural bombardată cu un fascicul de O^{16}



Dacă luăm în considerare numai procesul de stopare electronică atunci folosind teoria lui Blaugrund se obține o valoare de $(4.1 \pm 0.5)10^{-13}$ pentru timpul de viață al primului nivel și o valoare de $(14. \pm 1.8)10^{-13}$ sec. pentru a doua stare excitată. Folosind formula (213) din capitolul V se obțin valorile $(4.12 \pm 0.5)10^{-13}$ pentru timpul de viață al primului nivel și respectiv $(14.2 \pm 1.8)10^{-13}$ sec. pentru a doua stare. După cum se vede, din nou, concordanța este foarte bună. Valorile obținute într-o lucrare anterioară /83/ sînt $(3.3 \pm 0.5)10^{-13}$ sec și respectiv $(9.6 \pm 0.9)10^{-13}$ sec.

În ceea ce privește timpul de viață al stării $7/2^-$ de 1327 keV, măsurarea lui pornind de la aceeași reacție nucleară ca și primele două stări am obținut valoarea $(9.25 \pm 0.8)10^{-13}$ sec. luând în considerare împrăștierea atomică și $(15.58 \pm 1.7)10^{-13}$ sec. considerînd că încetinirea are loc numai datorită proceselor electronice. În aceeași ipoteză a puterii electronice de frinare se obține pornind de la relația (35.) un timp de viață de $(15.63 \pm 1.8)10^{-13}$ sec. pentru tranziția E2 de 1327 keV de la starea $7/2^-$ la starea fundamentală $3/2^-$ a Cu^{63} .

5.2. Determinarea timpilor de viață ai primelor stări excitate ale Cu^{65}

Folosind o țintă de cupru natural și un fascicul de O^{16} de 35 MeV, prin excitație coulombiană s-au măsurat viețile medii ale primelor două stări excitate ale Cu^{65} .

Din tranziția de pe prima stare excitată ($1/2^- + 3/2^-$); (770 keV+0) care este o tranziție M1 + \approx 18 E2 am obținut un timp de viață de $(1.446 \pm 0.3)10^{-13}$ sec. introducînd și procesul de împrăștiere nucleară și $(2.036 \pm 0.4)10^{-13}$ sec. considerînd numai împrăștierea electronică, iar plecînd de la formula (213) se obține $(2.04 \pm 0.4)10^{-13}$ sec., cu un $\alpha_e = 44 \cdot 10^{-13}$ sec. Calculele teoretice ale lui Harvey /84/ dau o valoare a probabilității de tranziție reduse B(M1) cam de 8-9 ori mai mică.

În privința timpului de viață al celei de a doua stări excitate a Cu^{65} ($1/2^- + 3/2^-$, 1115 keV + 0), prin aceeași metodă a atenuării deplasării Doppler, varianta - analiza deplasării centru-

lui de greutate - s-a obținut valoarea $(8.416 \pm 0.7)10^{-13}$ sec. considerând că nucleul în procesul de încetinire suferă și împrăștierea atomică. În cazul unei stopări pur electronice se obține valoarea $(14 \pm 1)10^{-13}$ sec. respectiv $(14.5 \pm 1)10^{-13}$ sec. plecând de la relația (35).

CONCLUZII

Lucrarea de față reprezintă tratarea unui domeniu din fizica nucleară și anume acela al determinărilor de timpi de viață ai stărilor nucleare excitate, domeniu a cărui importanță rezidă în aceea că permite o testare directă a funcțiilor de undă care caracterizează comportamentul unui nucleu pentru a cărui descriere s-a adoptat un anumit model nuclear. Această testare prin intermediul timpilor de viață nucleari, deci a probabilităților de tranziție de la un nivel descris de funcția de undă $|f\rangle$ la un altul descris de funcția $|i\rangle$, permite extragerea de informații care vor să arunce o lumină mai bună asupra organizării și constituirii nucleonilor în nucleu.

Natura acestor informații, precum și implicațiile lor asupra modelisticii nucleare, a fost tratată mai pe larg în capitolul II al prezentei lucrări.

Datorită plaței largi a timpilor de viață ai stărilor nucleare excitate și domeniile de aplicabilitate corespunzătoare diverselor metode de determinare vor avea un principiu sau altul în funcție de accesibilitatea la măsurarea respectivilor timpi și anume principiul efectului Doppler caracteristic metodelor bazate pe mișcarea de recul a nucleelor excitate și principiul efectului de blocaj, caracteristic metodelor care utilizează informațiile provenite din efectele direcționale în monocristale.

Această lucrare s-a ocupat esențialmente de determinarea timpilor de viață nucleari prin Metoda atenuării deplasării Doppler - DSAM - și anume propunerea unei noi abordări teoretice a metodei, bazată pe metodologia matematică a proceselor stochastice având în vedere că prin însăși natura sa emisia nucleelor de recul, mișcarea lor printr-un mediu amorf, ca și detecția razelor gama provenite de la aceste nuclee, sînt procese stochastice. Verificarea acestei abordări teoretice noi, a fost făcută pe cazuri concrete de măsurători de timpi de viață realizate de autor la acceleratorul Tandem al Institutului de Fizică Atomică.

Noutatea respectivei tratări teoretice constă în obținerea unei ecuații diferențiale de tipul Fokker-Planck care pînă în final este exactă, aproximațiile făcute pentru rezolvarea ei efectivă luînd în seamă cunoștințele existente pînă la această dată, în ceea ce privește atât procesul de încetinire al nucleelor de recul într-un mediu amorf cît și cele legate de împrăștierea ionilor de recul.

Rezolvarea ecuației care furnizează factorul de atenuare $F(\tau)$, admițînd aproximațiile legate de aceste procese, a condus la obținerea formulei (25) care reprezintă o concordanță excelentă cu rezultatele teoriilor anterioare. În plus, această tratare permite folosirea oricărei forme pentru secțiunea de împrăștiere și pentru puterea de frinare ; de asemenea în domeniul timpilor lungi, care reprezintă o limită de aplicabilitate a DSAM-ului termenul dominant în $F(\tau)$ devine acela care ia în considerare împrăștierea nucleului de recul, cum de altfel este și normal întrucît numărul de ciocniri crește pe măsura scurgerii timpului, chestiune care nu era explicată anterior. Ar putea să se aducă argumentul că un factor de atenuare foarte mic, caracteristic timpilor de viață lungi, cum ar fi $F(\tau) = 0.005$ nu ar fi semnificativ, dar dacă ne gîndim că la viteze foarte mari ale nucleului de recul, deplasările Doppler maxime pot fi suficient de mari astfel încît să obținem o deplasare medie de ~ 2 keV, ceea ce este perfect decelabil, beneficiind de detectorii de radiații gama $Ge(Li)$ așa că un asemenea factor de atenuare devine semnificativ, mai ales că timpii de viață ai stărilor de spin înalt nu prea sînt cunoscuți. De asemenea, lucrarea scoate în evidență dependența timpului de viață al unui nivel oarecare, de timpii de viață ai stărilor superioare astfel încît prin folosirea unei legi generale de dezintegrare cum este cea găsită de autor, este posibilă rezolvarea ecuației factorului de atenuare în cazul existenței unei scheme complexe de nivele.

În afara informațiilor de structură nucleară furnizate de determinările de timpii de viață, s-ar mai putea obține informații legate de acest "cui al lui Pepelea", care este procesul de încetinire al unui ion energetic într-un material oarecare, proces atât de important în mai toate domeniile fizicii nucleare. Plecînd deci pe calea inversă determinărilor de timpii de viață care folosesc o anumită formă a puterii de stopare, putem, avînd la dispoziție determinări exacte de timpii de viață, să vedem care este forma cea mai bună a puterii de stopare și de aici care este secțiunea eficace de

imprăștiere corespunzătoare, astfel încît mergînd pe acest lanț - care sperăm să nu fie al slăbiciunilor - să ajungem în ultima instanță la potențialele nucleare. Se observă prin urmare, în determinări de acest gen, aparent nevinovate și în consecință nu prea luate în serios, pot conduce la implicații profunde asupra cunoștințelor noastre despre nucleu și constituenții săi.

BIBLIOGRAFIE

1. K.Siegbahn, "Alpha-Beta and Gamma-Ray Spectroscopy", North-Holland Publishing Co. Amsterdam, 1965
2. B.B.Kinsey, "Nuclear Reactions, Levels and Spectra of Heavy Nuclei" in Handbuch der Physik, Vol.40, Springer Berlin, 1957.
3. T.Ericson, Advan.Phys., 9, 425 (1960)
4. H.Feshbach, C.E.Porter, V.F.Weisskopf, Phys.Rev. 96, 448 (1955)
5. Amos de Shalit, Herman Feshbach, "Theoretical Nuclear Physics", 1975.
6. D.E.Littlewood, "The theory of group characters and matrix representation of groups", Oxford, Clarendon Press, 1958
7. J.Rainwater, Phys.Rev., 79, 432 (1950)
8. A.Bohr, Kgl.Dan.Vid.Selsk. Mat-Fys.Medd., 26, 14 (1952)
9. A.Bohr, B.R.Mottelson, Kgl.Dan.Vid.Selsk.Mat-Fys.Medd., 27, 16 (1953)
10. P.Marmier and E.Sheldon, "Physics of nuclei and particles", vol.II, Academic Press, New York, London (1970)
11. A.Bohr, "Rotational States of Atomic Nuclei", Copenhagen, 1954
12. S.G.Nilsson, Kgl.Dan.Vid.Selsk.Mat-Fys.Medd., 29, 16 (1955)
13. D.R.Inglis, Phys.Rev., 96, 1059 (1954)
14. D.R.Inglis, Phys.Rev., 97, 701 (1955)
15. D.J.Thouless, J.C.Valatin, Phys.Rev.Lett., 5, 512 (1960)
16. D.J.Thouless, J.C.Valatin, Nucl.Phys., 31, 211 (1962)
17. J.J.Griffin, M.Rich, Phys.Rev.Lett., 3, 342 (1949)
18. S.G.Nilsson, O.Prior, Kgl.Dan.Vid.Selsk.Mat-Fys.Medd., 32, 16 (1961)
19. M.A.J.Mariscotti, G.Scharff-Goldhaber, R.Buck, Phys.Rev., 178, 1864 (1969)
20. A.S.Daydov, G.S.Filippov, Nucl.Phys., 8, 237 (1958)
21. N.Bohr, Nature, 137, 344 (1936)
22. W.Hauser, H.Feshbach, 87, 366 (1952)
23. K.Wilderdmuth, T.Kanellopoulos, Nucl.Phys., 7, 150 (1958)
24. K.Wilderdmuth, T.Kanellopoulos, Nucl.Phys., 9, 449 (1959)
25. R.K.Sheline, K.Wilderdmuth, Nucl.Phys., 21, 196 (1960)
26. E.Warburton, J.Weneser, "Isospin in Nuclear Physics", North Holland Amsterdam (1969)

27. D.W.Wilkinson, Comments on Nuclear and Particle Physics, 1, 139 (1967)
28. A.M.Lane, Proc.Phys.Soc. A68, 189 (1955)
29. V.T.Dorobanțu, S.Apostolescu, P.S.Verteg, R.Macrin, Rev.Roum. Phys., 21, 9, 967 (1976)
30. G.A.P.Engelbertink, P.M.Endt, Phys.Lett. 25B, 263 (1967)
31. F.C.Erne, W.A.M.Veltman, J.A.J.M.Wintermans, Nucl.Phys., 88, 1 (1966)
32. G.Morpurgo, Phys.Rev., 114, 1075 (1960)
33. J.Lindhard, M.Scharff, H.E.Schiøtt, Mat.Fys.Medd.Dan.Vid.Selsk., 33, 14 (1963)
34. J.Lindhard, V.Nielsen, M.Scharff, P.V.Thomsen, Mat.Fys.Medd. Dan.Vid.Selsk. 33, 10 (1963)
35. L.C.Northcliffe, Annual Review of Nuclear Science, 13, 67 (1963)
36. J.Lindhard, M.Scharff, Mat.Fys.Medd.Dan.Vid.Selsk., 27,15 (1953)
37. J.Lindhard, Mat.Fys.Medd.Dan.Vid.Selsk., 28, 8 (1954)
38. J.Lindhard, M.Scharff, Phys.Rev., 124, 128 (1961)
39. D.Powers, W.Whaling, Phys.Rev., 126, 61 (1962)
40. B.Fastrup, P.Hvelplund, C.A.Sautter, Mat.Fys.Medd.Dan.Vid. Selsk., 35, 10 (1966)
41. P.Hvelplund, B.Fastrup, Phys.Rev., 165, 408 (1968)
42. H.A.Berthe, Annalen der Physik, 5, 325 (1930)
43. F.Bloch, Annalen der Physik, 16, 285 (1933)
44. N.Bohr, Kgl.Dan.Vid.Selsk.Mat-Fys.Medd., 18, 8 (1948)
45. M.S.Popa, V.T.Dorobanțu, Stud.Cerc.Fiz., vol.28, nr.5,515 (1976)
46. S.Devons, G.Manning, D.S.T-P.Bunbury, Proc.Phys.Soc., A68, 18 (1955)
47. A.E.Blaugrund, Nucl.Phys., 88, 501 (1966)
48. S.Goudsmit, J.L.Saunderson, Phys.Rev., 57, 24 (1940) și 58, 36 (1940)
49. H.W.Lewis, Phys.Rev., 78, 526 (1950)
50. A.C.Wolff, M.A.Meyer, P.M.Endt, Nucl.Phys.A107, 332 (1968)
51. A.C.Wolff, W.C.R.Boelhouwer, P.M.Endt, Nucl.Phys., A124, 273 (1969)
52. M.A.Meyer, N.S.Wolmarans, Nucl.Phys. A136, 663 (1969)
53. M.A.Meyer, N.S.Wolmarans, D.Rietmann, Nucl.Phys., A141, 261 (1970)

54. E.K.Warburton, J.W.Olness, A.R.Poletti, Phys.Rev.,160,938 (1967)
55. P.Paul, J.W.Olness, E.K.Warburton, Phys.Rev.,173, 1063 (1968)
56. E.K.Warburton et al., Nucl.Phys., A136, 160 (1969)
57. A.E.Litherland et al., Nucl.Phys., 44, 220 (1963)
58. V.T.Dorobanțu, M.S.Popa, R.Macrin, Stud.Cerc.Fiz.,vol.28, nr.9, 941 (1976)
59. B.C.Robertson, Nucl.Instr. & Meth., 84, 1 (1970)
60. E.K.Warburton, J.W.Olness, A.R.Poletti, Phys.Rev.,160,938 (1967)
61. H.Grawe, K.P.Lieb, Nucl.Phys., A127, 13 (1969)
62. W.J.Stark, P.M.Cockburn, E.W.Krone, Phys.Rev.,C1, 1752 (1970)
63. T.R.Fisher, S.S.Hanna, D.C.Healey, P.Paul, Phys.Rev.,176,1130 (1968)
64. C.Erginsoy, H.E.Wegner, W.M.Gibson, Phys.Rev.Lett.,15,357 (1965)
65. W.M.Gibson, C.Erginsoy, H.E.Wegner, R.Appleton, Phys.Rev.Lett., 15, 357 (1965)
66. B.Domeij, K.Bjorkvist, Phys.Lett., 14, 127 (1965)
67. J.Lindhard, Mat.Fys.Medd.Dan.Vid.Selsk.,34, 14 (1965)
68. V.T.Dorobanțu, M.S.Popa, Preprint IFA-FT-112-1975
69. H.F.Baker, Proc.London Math.Soc., 347 (1902) și 293 (1905)
70. L.Landau, E.Lifchitz, "Mecanique Optique", Ed.Mir Moscow (1966)
71. A.Ludwig, "Stochastic differential equations", New York, John Wiley & Sons, 1974
72. V.T.Dorobanțu, va apare in Comm.in Math-Phys.
73. V.T.Dorobanțu, va apare in Rev.Roum.Phys.
74. L.C.Northcliffe and Schilling, Nuclear Data Tables,A7, 233 (1970)
75. V.T.Dorobanțu, M.S.Popa, S.Apostolescu,Preprint IFA NR-55-1975
76. P.Paul, J.B.Thomas, S.S.Hanna, Phys.Rev. 147, 774 (1966)
77. D.St.P.Bunbury, S.Devons, G.Manning, T.H.Towle, Proc.Phys.Soc. A69, 165 (1956)
78. J.N.Ginocchio, Phys.Rev., 144, 952 (1966)
79. W.L.Fadner, L.C.Farwell, R.E.L.Green, S.I.Hayakawa and J.J.Kraushaar, Nucl.Phys., A162, 239 (1971)
80. V.T.Dorobanțu, P.S.Vertes, R.Macrin, D.Pantelică, in curs de redactare.
81. R.Nordhager, B.Elbeck, B.Harskind, Bull.Am.Phys.Soc., 11,368 (1966)
82. A.De Shalit, Phys.Rev., 122, 1530 (1961)
83. M.A.Eswaran,H.E.Gove, A.E.Litherland,C.Broude, Nucl.Phys.66,401 (1965)
84. M.Harvey, Nucl.Phys., 48, 578 (1963)
85. B.F.Bayman, L.Silverberg, Nucl.Phys., 16, 625 (1960)
86. V.T.Dorobanțu, P.S.Vertes, R.Macrin, S.Apostolescu, in curs de redactare.

