

V RO 8104710
INIS-INT-6598

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

ION SILISTEANU

CONTRIBUTII LA STUDIUL STABILITATII
NUCLEELOR GRELE SI SUPRAGRELE
LA DEZINTAGRAREA ALFA

REZUMATUL TEZEI DE DOCTORAT

CONDUCATOR STIINTIFIC,

Prof.Dr. A. Săndulescu

BUCURESTI 1978

0. INTRODUCERE

0.1 Pe scurt despre teoriile dezintegrării alfa

Una din primele probleme ale teoriei cuantice și fizicii nucleare, a fost explicarea timpilor de înjumătățire experimentali ai nucleelor alfa radioactive, pe baza interacțiunilor fundamentale dintre nucleoni /1,2/.

Conectarea structurii nucleare și a forțelor nucleare cu măsurimile de interes fizic în dezintegrarea alfa, în particular cu timpii de viață alfa și lărgimile alfa, s-a făcut în cadrul a două descrieri generale ale reacțiilor nucleare, teoria matricii R (Wigner - Eisenbud, 1949) /3/, și teoria unificată a reacțiilor nucleare (Feshbach 1959) /7/.

În prima descriere Thomas (1954) /4/ și apoi Mang (în tratarea multiparticulă, 1957) /5/, au aplicat la dezintegrarea alfa cunoscută formulă a lărgimii de dezintegrare a unui singur nivel rezonant din teoria matricii R.

Cu această formulă care conține un parametru arbitrar, raza canalului, au fost prezise corect numai intensitățile relative în timp ce probabilitățile σ absolute calculate, extrem de sensitive la variații mici ale razei canalului, au fost în mare dezacord cu experiența /8/. Acest dezacord a evidențiat limitele aplicabilității teoriei matricii R la problema dezintegrării alfa.

Teoria unificată a reacțiilor nucleare a lui Feshbach, a cărei bază conceptuală este simplă, iar derivațiile sale conduc direct la teoria rezonanței, model optic, interacțiuni directe și structură intermediară, a oferit posibilitatea descrierii în detaliu a aspectelor tipice de reacție rezonante și împrăștiere rezonantă ale dezintegrării alfa.

În cadrul acestei descrieri noile formule /9,10,11,12, 13,17/, similare cu expresia generală a lărgimii unui nivel rezonant dată de Feshbach /7/, prezentate în forme independente de parametrul raza canalului și de condițiile de legătură, au condus la calcularea probabilităților alfa absolute într-un mod mai riguros. Cu toate acestea probabilitățile absolute calculate au rămas în discrepanță cu cele experimentale.

Studiile alfa experimentale și teoretice au condus la concluzia că în procesul emisieii alfa este implicată îndeosebi, ca și în reacțiile la energii joase ale particulelor α cu nucleeele, zona suprafeței nucleare cu densitatea nucleonică redusă.

Este clar că atât structura cit și detaliile acestei zone ce pot fi corelate direct cu stabilitatea nucleară trebuie să fie bine reflectate în cadrul oricărei teorii ce abandonează probabilitățile alfa absolute.

În bună măsură lipsa datelor experimentale sau teoretice despre structura suprafeței nucleare și interacțiile de suprafața ale nucleonilor a făcut ca funcția de undă a mișcării relative a particulei alfa să fie calculată pînă acum foarte aproximativ. Sursele unui asemenea calcul aproximativ sînt în legătură cu :

- descrierea dinamică nesatisfăcătoare a dezintegrării alfa cu ajutorul unor simple ecuații diferențiale omogene cu potențialul local ;
- calcule de structură nucleară în modele simplificate;
- fixarea geometriei potențialului alfa - nucleu din experimente (de ciocnire alfa pe nuclee la energii peste bariera coulombiană) nesemnificative pentru dezintegrarea alfa.

În ultimii ani eforturile conjugate ale experimen-tatorilor și teoreticienilor s-au soldat cu valoroase clarificări despre distribuția nucleonică în zona suprafeței nucleare și interacția acestei zone cu particulele alfa /21, 22/.

Acestea au venit la timp util să completeze lista acelor cantități care nu se determină explicit în teoria unificată a reacțiilor nucleare, teorie care oferă totuși o amplă descriere a procesului de dezintegrare alfa.

În prezenta lucrare dezintegrarea alfa este tratată în completă analogie cu reacțiile de transfer pe baza modelelor nucleare în păături cu nucleonii în continuu /30/.

Conectînd în cadrul teoriei unificate a reacțiilor nucleare anumite date obținute fenomenologic sau evaluate microscopic, despre interacțiile la energii joase ale particulelor alfa cu nucleole, cu datele structurii nucleare, este posibil să îmbunătățim precizia determinării funcției de undă a particulei alfa și să estimăm probabilitățile alfa în bun acord cu cele experimentale.

Pe această cale problema timpilor de viață alfa se reduce la rezolvarea unor sisteme de ecuații diferențiale omogene și neomogene, care conțin potențialul optic și formafactorii alfa.

0.2. Formularea problemei dezintegrării alfa

O tratare completă a procesului de dezintegrare alfa ar necesita extinderea actualelor calcule Hartree-Fock de la stările legate la cele în continuu. Într-un asemenea cadru unitar, interacția nucleon-nucleon poate descrie complet formarea și emisia particulei alfa. Pe această cale, funcția de undă a mișcării relative alfa-nucleu poate fi extinsă în continuu

din zonă puternicei interacții a tuturor nucleonilor spre zona canalelor în care interacția fragmentelor bine separate și nedistorsionate este cunoscută cu mare precizie.

Este clar că o asemenea cale de abordare a problemei dezintegrării alfa necesită modele de structură perfecționate și un timp computațional foarte mare. Însă în stadiul actual al teoriei nucleare, chiar și cu posibilitățile de calcul cele mai avansate, abordarea riguroasă pe această cale a dezintegrării alfa este imposibilă.

Într-o asemenea situație este de preferat calea inversă de construire a soluției mișcării particulei alfa și anume începând din zona canalelor spre zona puternicei interacții a fragmentelor, descriind dezintegrarea alfa cu metodele teoriei unificate a reacțiilor nucleare, în termeni de reacție (rezonantă) a particulei alfa cu nucleul final. O astfel de abordare presupune însă cunoașterea cu precizie a interacției fragmentelor de dezintegrare începând de la separări foarte mari până la separări extrem de mici.

Este clar că acum dificultățile majore se transpun nu numai în modelul nuclear, care descrie performanța particulei alfa, ci și în determinarea cu mare acuratețe a interacției alfa nucleu.

Pentru o asemenea cale de abordare a problemei alfa este binevenit faptul că multe din eforturile experimentale și teoretice s-au soldat recent cu valoroase clarificări despre interacția particulelor alfa cu nucleele la energii din jurul barierei coulombiene /22/. Este evident că în asemenea condiții rezultatele concretizate în determinarea potențialului optic alfa sînt sensibile la detaliile suprafeței nucleare și la interacțiile de suprafață ale nucleonilor care sînt implicate în procesul emisiei alfa.

În lucrare procesul dezintegrării alfa va fi descris în cadrul teoriei unificate a reacțiilor nucleare, în completă analogie cu modelul păturilor nucleare cu nucleoni în continuu.

O asemenea abordare a dezintegrării alfa unifică avantajele descrierii structurii nucleare cu ajutorul modelelor în pături și particulei alfa emise cu ajutorul modelului optic.

Astfel, mărimile de interes fizic în dezintegrarea alfa pot fi conectate simplu și natural cu datele structurii nucleare și cu cele privind împrăștierea rezonantă fără utilizarea parametrilor arbitrari, de tipul razei canalului /3,4,5/ sau a altor cantități libere asemenea formfactorilor pentru stările preparate /13/.

Considerațiile în detaliu sînt expuse în fiecare capitol al tezei. Teoria pe care se bazează prezentul studiu al dezintegrării alfa este expusă în capitolul 1. Aici sînt deduse formulele și ecuațiile de bază pentru lărgimile alfa de model în pături nucleare și cele rezonante.

Cu anumite aproximații uzuale sînt ușor regăsite apoi formulele precedente utilizate în calculele alfa : Mang, Schlitter, Breit și Feshbach. Sînt de asemenea propuse noi formule aproximative (ca aproximații controlabile) pentru lărgimile alfa de model în pături nucleare și lărgimile rezonante.

Pentru completitudine, descrierea contribuției canalelor concurente dezintegrării alfa se face cu ajutorul părții imaginare a potențialului optic.

În capitolul 2 este prezentată în detaliu metoda seriilor Taylor pentru evaluarea formfactorilor de transfer pe baza modelelor nucleare în pături. Aici sînt analizate corecțiile pe care dimensiunile finite ale grupelor de nucleoni le aduc la aproximație punctuală a formfactorilor.

În capitolul 3 sînt sistematizate rezultatele experimentale și teoretice privind interacția particulelor alfa la energii joase cu zona periferică nucleară. Aici sînt date metodele de extrapolare a potențialului optic alfa la nucleele despre care nu avem informații experimentale directe.

Capitolul 4 este consacrat studiului stabilității nucleare la dezintegrarea alfa a nucleelor grele și supragrele.

În acest capitol este prezentat aparatul matematic necesar calculelor alfa și este comentată aplicabilitatea diferitelor metode de calcul folosite. Probabilitățile alfa absolute au fost evaluate la aproape 200 de izotopi radioactivi cu ajutorul formulelor multiparticulă sau uniparticulă și comparate cu probabilitățile alfa experimentale sau cu cele estimate în teoriile alfa precedente. Au fost studiate cîteva nuclee foarte instabile obținute recent în ciocnirile cu ioni grei la care lipseau determinările experimentale cît și estimările teoretice ale timpilor de viață. De asemenea a fost amplu investigată stabilitatea la dezintegrarea alfa a nucleelor supragrele.

Lucrarea conține în capitolul 5 concluziile prezentului studiu al dezintegrării alfa.

În ansamblu lucrarea expune un cadru adecvat pentru tratarea unitară a multiplelor aspecte ale procesului de dezintegrare alfa și oferă un nou punct de vedere în problema tratării fragmentării binare a nucleelor.

În prezentul rezumat, vor fi trecute în revistă, pe scurt, principalele rezultate noi obținute în problema dezintegrării alfa.

1. Dezintegrarea alfa în cadrul teoriei unificate a reacțiilor nucleare.

1.1. Formula lărgimii de dezintegrare alfa

Descrierea unui fenomen complex cum este dezintegrarea alfa necesită două seturi de stări de bază și anume: stările legate $|\psi_k\rangle$ care reproduc spectrul energetic al nucleului părinte și stările de ciocnire $|\chi_E^c\rangle$ care caracterizează mișcarea internă și cea relativă a fragmentelor. Primele stări se obțin prin diagonalizarea unui hamiltonian de model în pături nucleare în subspațiul funcțional al stărilor legate. Al doilea set se obține din produsele stărilor intrinseci ale fragmentelor cu funcțiile de undă ale mișcării lor relative. Ambele stări sînt normalizate și formează un spațiu funcțional complet care descrie comportarea sistemului de A+4 nucleoni. Prezența altor canale pe lângă cele alfa efectuează relația de completitudine și în acest caz procesul în ansamblu va fi descris cu ajutorul unui hamiltonian efectiv conținînd și un termen imaginar.

Funcțiile proprii ale hamiltonianului exact H ce satisfac ecuația :

$$(E - H)|\psi\rangle = 0 \quad (1)$$

pot fi scrise ca o sumă a două componente din cele două subspații.

$$|\psi\rangle = \sum_K |\phi_K\rangle \langle \phi_K | \psi \rangle + \int_C dE |\chi_E^c\rangle \langle \chi_E^c | \psi \rangle \quad (2)$$

În expresia de mai sus C desemnează mulțimea tuturor numerelor cuantice discrete necesare pentru descrierea fragmentelor și mișcării lor relative, iar E este numărul cuantic continuu pentru energia totală a sistemului, adică este suma energiilor fundamentale și excitate ale fragmentelor și a energiei

mişcării relative (ϵ).

In ref./19/ s-a arătat că prima componentă a funcției de undă (2) este funcție proprie a unui operator nehermitic aceasta însemnând că descrie un set de stări rezonante. Energiile și lărgimile acestor stări sînt date de părțile reale și imaginare ale ecuației cu valori proprii complexe.

$$\sum_{K'} \left\{ (E - E_{K'}) \delta_{KK'} - \int_C dE' \frac{\langle \phi_K | H | \chi_E^c \rangle \langle \chi_E^c | H | \phi_K \rangle}{E - E'} \right\} \langle \phi_K | \psi \rangle = 0 \quad (3)$$

unde

$$G^+(E) = \int dE' \frac{|\chi_E^c\rangle \langle \chi_E^c|}{E^{(+)} - E'} \quad \text{cu } E^{(+)} = E + i\eta \quad (4)$$

este operatorul Green în subspațiul stărilor de ciocnire care produce numai unde de ieșire pentru particula alfa.

Ecuația (3) se poate transcrie

$$\sum_{K'} \left\{ (E - E_{K'}) \delta_{KK'} - \Delta_{KK'} - \frac{i}{2} \Gamma_{KK'} \right\} \langle \phi_K | \psi \rangle = 0 \quad (5)$$

unde

$$\Delta_{KK'} = \sum_C \mathcal{P} \int dE' \frac{\langle \phi_K | H | \chi_E^c \rangle \langle \chi_E^c | H | \phi_K \rangle}{E - E'} \quad (6)$$

este partea principală a integralei din ec. (3) și definește șiftul de fază al rezonanței, iar

$$\Gamma_{KK'} = 2\pi \sum_C \langle \phi_K | H | \chi_E^c \rangle \langle \chi_E^c | H | \phi_K \rangle \quad (7)$$

este lărgimea rezonanței.

Dacă lărgimile de dezintegrare sînt mici față de energia dezintegrării matricea sistemului (5) este practic diagonală și lărgimea stării K este dată de elementul diagonal.

(8)

Soluția generală a stărilor de ciocnire care verifică ecuația integrală

$$(E - H) |\chi_E^c\rangle = - \sum_K \langle \phi_K | H | \chi_E^c \rangle | \phi_K \rangle \quad (9)$$

se poate scrie cu suma soluției omogene a ec. (9) $|\chi_{E;0}^c\rangle$ cu o soluție particulară a ec. neomogene $|\chi_{E;K}^c\rangle$ care are neomogenitatea starea $|\phi_K\rangle$

$$|\chi_E^c\rangle = |\chi_{E;0}^c\rangle - \sum_K \mathcal{D}_C^K |\chi_{E;K}^c\rangle \quad (10)$$

unde coeficienții $\mathcal{D}_C^K \equiv \langle \phi_K | H | \chi_E^c \rangle$ se determină din condiția de ortogonalitate a stărilor de ciocnire cu starea legală

$$\langle \phi_K | \chi_E^c \rangle = 0 \quad (11)$$

sau

$$\sum \mathcal{D}_C^K \langle \phi_K | \chi_{E;K}^c \rangle = \langle \phi_K | \chi_{E;0}^c \rangle$$

Cu ajutorul acestora expresia lărginii de dezintegrare alfa devine :

$$\Gamma_{KK'} = 2\pi \sum_C \mathcal{D}_C^K \mathcal{D}_C^{K'*} \quad (12)$$

Scriind hamiltonianul total sub forma

$$H = H_A + H_B + T_{AB} + V_{AB} \quad (14)$$

unde H_A și H_B sînt hamiltonienii interni ai fragmentelor, iar T_{AB} și V_{AB} energia relativă și cea potențială soluțiile omogene și neomogene se pot scrie sub forma :

$$\begin{aligned} |\chi_{E;0,K}^c\rangle &= \frac{\phi_C^{0,K}(x)}{\kappa} [|\phi_A\rangle |\phi_B\rangle |Y\rangle]_C \\ &= \frac{\phi_C^{0,K}(x)}{\kappa} |c\rangle \end{aligned} \quad (15)$$

astfel că din ec. (9) se obțin ecuațiile pentru funcțiile de undă ale mișcării relative α -nucleu :

$$\left\{ -\frac{\hbar^2}{2m} \left(\frac{d^2}{dx^2} - \frac{\ell(\ell+1)}{x^2} \right) - V_{AB}(x) + E \right\} \begin{Bmatrix} \phi_C^0(x) \\ \phi_C^{\ell}(x) \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} 0 \\ I_{\ell\kappa}(x) \end{Bmatrix} \quad (16)$$

În sistemul de mai sus V_{AB} denotă potențialul α -nucleu mediat pe stările interne ale fragmentelor.

$$V_{\alpha\beta}(r) = \langle \phi_{\alpha}(\xi) \phi_{\beta}(\eta) | \sum_{i,j} V_{ij}(r_{ij}) | \phi_{\beta}(\eta) \phi_{\alpha}(\xi) \rangle \quad (17)$$

iar \mathcal{E} energia mișcării relative a fragmentelor egală cu diferența dintre energia totală și energia internă a fragmentelor

$$\mathcal{E} = E - E_{\alpha} - E_{\beta} \quad (18)$$

Neomogenitatea $I_{cK}(r)$ este integrala de overlap

$$I_{cK}(r) = r \int d\xi d\eta d\Omega_{\xi} \phi_{\alpha}^*(\xi) \phi_{\beta}^*(\eta) Y_c(\Omega_{\xi}) \phi_K(r_{\xi}) \quad (19)$$

unde r_{ξ} sînt coordonatele individuale ale nucleonilor. Pentru efectuarea integralei funcția de undă ϕ_K trebuie trecută la aceleași coordonate ca și funcția canalului (ec.15)

Cu ajutorul ec.(15) sistemul algebric (11) pentru coeficienții D_{cK} devin :

$$\sum_{K'} D_{cK'} \int dr I_{cK}(r) \phi_{cK'}(r) = \int dr I_{cK}(r) \phi_c^0(r) \quad (19)$$

După soluționarea numerică a sistemului se obțin din ec.12 lărgimile de dezintegrare alfa.

1.2. Anumite aproximații uzuale

Formula Thomas-Mang

Cu anumite aproximații formula (12) poate fi redusă la una ce conține numai termeni de suprafață asemenea penetrabilității și lărgimii reduse. Dacă alegem o singură stare dezintegrabilă alfa (un singur nivel k) atunci din ec. (12,19)

$$\Gamma_{cK} = 2\pi D_c^k D_c^k \quad \text{unde} \quad (20)$$

$$D_c^k = \frac{\langle \phi_c^0(r) | I_{cK}(r) \rangle}{\langle \phi_c^k(r) | I_{cK}(r) \rangle} \quad (21)$$

În interiorul nuclear ϕ_c^0 are amplitudinea foarte mică (vezi fig.4,5a , imprăștierea în interior a particulei alfa și puțin probabil) / coeficientul D_c^k poate fi astfel aproximat

$$D_c^k \approx \frac{\phi_c^0(r_c) I_{cK}(r_c)}{\langle \phi_c^k(r) | I_{cK}(r) \rangle} \quad (22)$$

unde r_0 este parametrul razei canalului /4/ cu valori date de relația $r_0 = R + R_D$ (suma razelor fragmentelor). Lărgimea de dezintegrare \propto devine:

$$\Gamma_{ck} = 2\pi \frac{(\phi_c^0(\kappa_c) I_{ck}(\kappa_c))^2}{\langle \phi_c^k(\kappa) | I_{ck}(\kappa) \rangle^2} \quad (23)$$

Comparînd ultima expresie cu cea a lărgimii \propto Thomas-Mang /4,5/

$$\Gamma_R = P_c(\kappa_c) \gamma_{ck}^+ (\kappa_c) \quad \text{cu} \quad \gamma_{ck}^+ = \frac{\hbar}{\sqrt{2m\kappa_c}} I_{ck}(\kappa_c) \quad (24)$$

identificăm în ec. (23) analogul penetrabilității Thomas-Mang

$$P_c(\kappa_c) = \frac{4\pi m}{\hbar^2} \frac{\kappa_c \phi_c^0(\kappa_c)^2}{\langle \phi_c^k(\kappa) | I_{ck}(\kappa) \rangle^2} \quad (25)$$

Rezultatele obținute cu ec. (23) și cu ajutorul ec. (25) sînt date în tabelul 1.

Tabel 1. Lărgimile \propto absolute calculate cu ec. (23) și ec.(24) și cele experimentale. Potențialul optic \propto este ales din ref. /22/.

	Po ²¹⁰			Bi ²¹²		
	Γ MeV	Γ_R MeV	Γ_{exp} MeV	Γ MeV	Γ_R MeV	Γ_{exp} MeV
8.5	.13·10 ⁻²⁸		.38·10 ⁻²⁸	.11·10 ⁻³⁰		.55·10 ⁻²⁹
9.0	.37·10 ⁻³²			.32·10 ⁻³⁴		
9.5	.33·10 ⁻³¹	.42·10 ⁻³¹		.29·10 ⁻³³	.46·10 ⁻³³	
10.0	.90·10 ⁻³²			.73·10 ⁻³⁴		

Lărgimile prezise cu formula (23) sînt în bună concordanță cu cele date de formula Thomas-Mang (ref. /9/).

O formulă practică de calcul

Soluția omogenă a sistemului de ecuații (16) satisface condițiile /uzuale pentru stările de ciocnire (deci desoric împrăștierea particulei). Soluția

neomogenă evident tinde la zero pentru separări largi ale fragmentelor deoarece integrala de overlap desorește ca și funcțiile de undă ale stărilor legate. Ea este diferită de zero pentru separări mici ale fragmentelor, când energia particulei α este încă insuficientă pentru a părăsi sistemul. În alți termeni, soluția neomogenă va descrie particula α localizată în apropierea nucleului final.

O soluție aproximativă a ecuației neomogene poate fi căutată sub forma unei funcții proporționale cu neomogenitatea. Într-adevăr, calculele numerice arată că în regiunea probabilității maxime de formare a particulei α cele două soluții sînt proporționale cu factorul E_0^{-1} (vezi fig. 4).

$$\phi_c^k(u) \approx E_c^{-1} I_{ck}(k) \quad (26)$$

Substituind ec. (26) în ec. (20) obținem o formulă simplificată pentru calcularea lărgimilor :

$$\Gamma_k = 2\pi \sum_c E_c^2 \left| \frac{\langle \phi_c^k(u) | I_{ck}(u) \rangle}{\langle I_{ck}(u) | I_{ck}(u) \rangle} \right|^2 \quad (27)$$

Astfel, problema integrării numerice a ecuației neomogene a fost redusă la normalizarea integralei de overlap. Tinem să menționăm că și valorile absolute ale lărgimilor α calculate cu ec. (27) sînt în bun acord cu cele calculate exact.

1.3. Dezintegrarea α - proces rezonant

În cazul uniparticulă funcția stării dezintegrabile de o anumită energie, poate fi înlocuită cu funcția de undă rezonantă $\psi_{ck}^{\text{rez}}(r)$ de aceeași energie, corespunzătoare mișcării particulei α într-un potențial rezonant. (ref. /24/).

$$|\phi_k\rangle = \sum_c \frac{u_{ck}^{n_{12}}(\omega)}{\kappa} |c\rangle \quad (28)$$

Adâncimea potențialului nuclear în origine se alege parametrul de rezonanță la determinarea funcțiilor $u_{ck}^{n_{12}}$. Aflarea valorii proprii a adâncimii potențialului nuclear se face uzînd condiția schimbării semnului funcției proprii în origine. Aceasta este echivalentă cu maximizarea raportului dintre amplitudinea interioară și cea exterioară funcției proprii.

Tabel 2. Lărgimile κ prezise cu ajutorul ec. (27) (integralele de overlap se calculează în bază de oscilator armonic, iar potențialul V_{ND} se alege din ref./22/)

Nucleul	E (MeV)	Configurația nucleară	Γ (MeV)	Γ_{exp} (MeV)
Po ²⁰⁸	5.139	$(1h_{9/2})_0^2(2f_{5/2})_0^2$	$.16 \cdot 10^{-29}$	$.52 \cdot 10^{-29}$
Po ²⁰⁹	4.918	$(1h_{9/2})_0^2(2f_{5/2})_0^2$	$.11 \cdot 10^{-30}$	$.14 \cdot 10^{-30}$
Po ²¹⁰	5.330	$(1h_{9/2})_0^2(3p_{1/2})_0^2$	$.23 \cdot 10^{-28}$	$.38 \cdot 10^{-28}$
Po ²¹⁴	7.771	$(1h_{9/2})_0^2(2g_{9/2})_0^2$	$.11 \cdot 10^{-17}$	$.27 \cdot 10^{-17}$

Substituind ec. (28) în ec. (18) obținem:

$$I_{ck}^{n_{12}}(\omega) = \delta_{cc'} u_{c'k}^{n_{12}}(\omega) \quad (29)$$

Numărul de noduri al funcției de undă rezonante satisface constrîngerea funcției de undă a patru nucleoni din modelul nuclear cu potențial de oscilator armonic:

$$2(N-1) + L = \sum_{i=1}^4 2(n_i-1) + l_i \quad (30)$$

Ec. (29) este punctul de plecare pentru aflarea relațiilor dintre formulele multiparticulă și cele uniparticulă utilizate pînă acum în calculele κ .

Substituind ec. (23) în ec. (19) și (12) obținem:

$$\Gamma_{\kappa}^{n_{12}} = 2\pi \sum_c \left| \frac{\langle \phi_c^*(\omega) | u_{ck}^{n_{12}}(\omega) \rangle}{\langle \phi_c^*(\omega) | u_{ck}^{n_{12}}(\omega) \rangle} \right|^2 \quad (31)$$

Formula (31) este similară cu cea propusă de Schlitter în ref. /13/, unde funcției rezonante îi corespunde formfactorul

stării preparate. În teză s-a arătat că ec. (31) conduce la rezultate identice cu cele date de formulele uniparticulă Breit-Feshbach. Legat de aceasta este important și un alt aspect de ordin general - descrierii multiparticulă și dezvoltate în lucrare îi corespund la limită două descrieri distincte uniparticulă bine verificate până acum pentru largimile nucleare de dezintegrare.

1.4. Contribuția altor canale

În lucrare se propune, pentru o descriere completă a procesului dezintegrării α , tratarea canalelor concurente tranzițiilor α între stările fundamentale, cu ajutorul părții imaginare a potențialului optic. O asemenea tratare, similară cu cea a proceselor de absorbție din ciocnirile α pe nuclee, este suportată de faptul că în ambele cazuri procesele sînt în esență concentrate în zona suprafeței nucleare. Rezultatele cantitative sînt date în § 4.5.

2. Formfactori în modelele nucleare în pături

2.1. Separarea mișcării centrului de masă

Funcția de undă a nucleului inițial poate fi dezvoltată după funcțiile de undă ale unui hamiltonian model $H^{S.M.}$, $\Psi_{n_1 l_1 j_1 m_1}(\vec{r}_i)$ cu ajutorul unui determinant Slater:

$$|\Phi_K\rangle^{SM} = \frac{1}{\sqrt{A!}} \det \{ \Psi_{n_i l_i j_i m_i}(\vec{r}_i) \} \quad (32)$$

Calculul integralei de overlap (18) cu ajutorul ec. (32) necesită separarea mișcării c.m. a patru nucleoni de mișcarea lor relativă. În ref. /19,25/ s-a propus metoda de separare a mișcării c.m. dezvoltînd funcțiile de undă individuale în jurul c.m. Cu aceasta funcția de undă a două particule trecute la c.m. se scrie:

$$\Psi_{\lambda\mu}(\vec{r}_1, \vec{r}_2) = R_{n_1 l_1}(R_1) R_{n_2 l_2}(R_2) \sum_{l_1 l_2} P_{l_1 l_2}^{l_2} R_{l_1 l_2}(R) \left(\frac{R}{R_1}\right)^{l_1} \times \quad (33)$$

$$\frac{2\lambda+1}{4\pi} P_{\lambda}(\frac{R}{R_1}) \sum_{L} (-1)^L L! Q_{\lambda L}(e, L, A) \times$$

$$\sum_{e', L'} (-)^{e'} \left\{ \begin{matrix} e' L' \lambda' \\ L e \lambda \end{matrix} \right\} C_{000}^{ALL'} C_{000}^{Aee'} \left[Y_{L'}(R_0) Y_{e'}(R) \right]_{\lambda \mu}$$

unde:

$$\rho(q, A) = 4\pi 2^{-A} \sum_{m=0}^{A/2} (-)^m \frac{(2A-2m)!}{m!(A-m)!(A-2m)!} \frac{1}{A+q-2m+1}$$

$$Q_{e_1 e_2 \lambda}(e, L, A) = \sum_{e'} (-)^{e'} A(e_1 - e', e', e_1) A(e_2 + e' - A - e', e_2) \times (34)$$

$$B(e', A - e', e) B(e_1 - e', e_2 + e' - A, L) \hat{e}_1 \hat{e}_2 \hat{e} \hat{L} \left\{ \begin{matrix} e' & A - e' & e \\ e_1 - e' & e_2 + e' - A & L \\ e_1 & e_2 & \lambda \end{matrix} \right\}$$

$$\hat{e} = (2e+1)^{1/2}; A(e', e', e) = (-)^{e'} \left[\frac{4\pi(2e+1)!}{(2e+1)!(2e+1)!} \right]^{1/2}; B(e', e', e) = \left[\frac{(2e+1)(2e+1)}{4\pi(2e+1)} \right]^{1/2} C_{000}^{e'e'e}$$

Funcțiile $P_{n_1 e_1 n_2 e_2}^{tq}(R_0)$ sînt combinații ale funcțiilor radiale uniparticulă cu derivatele lor (ref. /19/.

2.2. Formfactori de transfer

Cu relația (33) evaluarea formfactorilor de transfer pentru doi nucleoni revine la efectuarea integralelor radiale de tip Talmi.

Incluzînd la aproximația punctuală a formfactorilor corecțiile de ordin superior, datorate dimensiunilor finite ale nucleonilor, se obțin treptat valorile formfactorilor exacti calculați de exemplu cu metoda clasică Talmi-Moshinsky (vezi fig. 1).

Formfactorii pentru transferul mai multor nucleoni necesită aplicarea succesivă a relației (33). In cazul formfactorilor sînt necesare în total trei transformări de tipul celei date de ec. (33). Dacă există și amestec de configurații, integrala de overlap totală va fi o sumă de integrale individuale (vezi fig. 3).

Această metodă a permis evaluarea mai simplă și mai rapidă a corecțiilor de mărime finită a nucleonilor la aproximația punctuală a formfactorilor de transfer, față de metodele precedente. S-a arătat (vezi fig. 1, 2) că aceste corecții micșorează formfactorii aproximației punctuale cu un factor 10-16 în cazul a doi nucleoni și cu un factor 20-30 în cazul a patru nucleoni. Prin urmare calculele microscopice ale formfactorilor sînt absolut necesare pentru evaluarea probabilităților absolute de dezintegrare.

3. Potențialul α - nucleu

In acest capitol se analizează în ce măsură potențialele optice obținute fenomenologic sau microscopic sînt relevante în descrierea probabilităților absolute de dezintegrare. Potențialul optic α a fost ales de forma generală

$$V_{\alpha\Delta}(k) = V_f(k, k_1, a_R) + iWg(k, k_1, a_I) + V_{\text{coul}}(k) \quad (35)$$

unde formfactorul regulat f are aceeași formă ca și distribuția Fermi pentru densitatea de sarcină nucleară, g este formfactorul absorbției de suprafață ales de formă derivativă a lui f , iar V și W sînt adîncimile părților reale și imaginare ale potențialului nuclear. Parametrii potențialului optic α se aleg din ref. /21,23/.

Testînd toate potențialele fenomenologice recomandate, începînd cu anul 1959, s-a putut constata că acelea care au fost obținute din reacțiile particulelor α cu nucleele la energii mult superioare barierei coulombiene, nu sînt bune pentru explicarea probabilităților absolute de dezintegrare α . În schimb, potențialele foarte relevante pentru calculul probabilităților α absolute se dovedesc cele obținute din experimentele de ciocniri α pe nuclee la energii din apropierea barierei coulombiene.

3.1. Extrapolarea potențialului

Problema extrapolării potențialului optic α a fost necesară pentru examinarea stabilității nucleare la dezintegrarea α a nucleelelor depărtate de linia stabilității nucleare și a nucleelelor supragrele la care lipseau informațiile experimentale despre interacția particulelor α cu nucleele.

Problema extrapolării potențialului a fost rezolvată cu ajutorul procedurii microscopice Folding pentru nucleele din zona Pb.

Pentru nucleele la care avea energia de dezintegrare (la nucleele supragrele obține prin calcule microscopice-macroscopice) ecuația omogenă (16) a fost analizată ca ecuația valorilor proprii

pentru adincimea potențialului nuclear $V(\text{ec. } 35)$. Problema adincimii rezonante a potențialului nuclear a fost redusă la o problemă tipică Sturm-Liouville cu condiții la limită care a fost rezolvată numeric.

4. Timpii de viață ai nucleelor α radioactive.

Rezultate numerice

4.1. Dezintegrarea α a izotopilor ${}_{84}^{208}\text{Po}$

Pentru verificarea teoriei microscopice α și a formulelor finale de calcul pentru lărgimile de dezintegrare α s-au ales nucleele din zona ${}_{82}^{208}\text{Pb}$, deoarece la acestea există valoroase determinări experimentale ale energiilor de dezintegrare, iar modelele nucleare în pături necesare la estimarea factorilor α pot fi ușor verificate (și ajustate) - de exemplu, să reproducă energiile de legătură experimentale bine cunoscute. De asemenea, la această zonă de nuclee există determinări fenomenologice și microscopice precise ale potențialului optic α . În fig. 4 sunt reprezentate soluțiile omogenă și neomogenă ale ec. 16, obținute cu potențial fenomenologic (ref. /22/) și cu ajutorul probabilităților calculate în modelul nuclear în pături cu potențial de oscilator armonic. De remarcat în fig. 4 ca și în fig. 5 a și b:

1. Soluția omogenă are amplitudine mică în interiorul nuclear (aproximația din § 1.2. este justificată);

2. Soluția neomogenă oscilează aproape în fază cu integrala de overlap în zona suprafeței nucleare (vezi și § 1.3.).

Valorile elementelor de matrice $\langle \phi_c^{\alpha\kappa} | I_{c\kappa} \rangle$ sunt date în tab.3.

Elementele de matrice $\langle \phi_c^{\alpha\kappa} | I_{c\kappa} \rangle$ conțin în primul rând dependența de energie a lărgimilor α , variind cu trei ordine de mărime când energia dezintegrării variază cu 0.5 MeV (de la Po^{202} la Po^{210}).

Elementele de matrice $\langle \phi_c^{\alpha\kappa} | I_{c\kappa} \rangle$ conțin dependența de structură a lărgimilor α și practic nu variază cu energia dezintegrării.

Tabel 3. Elementele de matrice $\langle \phi_c^k | I_{CK} \rangle$ și lărgimile Γ calculate cu acestea.

Nucleul	$\langle \phi_c^0 I_{CK} \rangle$ MeV ^{-1/2} fm ^{-1/2}	$\langle \phi_c^k I_{CK} \rangle$ MeV ^{-1/2} fm ^{-1/2}	Γ MeV	Γ_{exp} MeV
Po ²⁰²	$-.629 \cdot 10^{-15}$	$.209 \cdot 10^{-1}$	$.476 \cdot 10^{-26}$	$.294 \cdot 10^{-26}$
Po ²⁰⁶	$.108 \cdot 10^{-16}$	$-.516 \cdot 10^{-2}$	$.279 \cdot 10^{-28}$	$.293 \cdot 10^{-28}$
Po ²⁰⁸	$.206 \cdot 10^{-17}$	$-.324 \cdot 10^{-2}$	$.413 \cdot 10^{-29}$	$.521 \cdot 10^{-29}$
Po ²⁰⁹	$.570 \cdot 10^{-18}$	$-.327 \cdot 10^{-2}$	$.140 \cdot 10^{-30}$	$.194 \cdot 10^{-30}$
Po ²¹⁰	$.792 \cdot 10^{-17}$	$-.249 \cdot 10^{-2}$	$.382 \cdot 10^{-28}$	$.636 \cdot 10^{-28}$

Trebuie remarcat faptul că ordinul de mărime al lărgimii de dezintegrare Γ este dat în primul rând de pătratul elementului de matrice $\langle \phi_c^k | I_{CK} \rangle$.

Lărgimile Γ calculate (sau timpii de înjumătățire) (vezi tab.4 și fig. 6) sînt în foarte bun acord cu datele experimentale.

Conectarea părții imaginare a potențialului optic nu este necesară la acești izotopi, întrucît concurența altor canale este foarte mică.

4.2. Amestecul configurațiilor

În zona Po²¹⁰ - Po²¹² există un puternic amestec de configurații uniparticulă astfel încît considerarea acestuia este absolut necesară la calcularea probabilităților absolute de dezintegrare. În acest caz integrala de overlap va fi o sumă de integrale uniparticulă avînd pînă la cîteva coeficienți amestecului de configurații.

În tabelul 4 sînt prezentate lărgimile de dezintegrare Γ calculate cu și fără amestec de configurații, cît și lărgimile Γ experimentale.

După cum se vede din tab. 4 includerea amestecului de configurații îmbunătățește descrierea lărgimilor de dezintegrare Γ apropiindu-le de cele experimentale.

Tabel 4. Lărgimile κ calculate cu și fără amestec de configurații (bază de oscilator armonic, potențial V_{D} /22/)

Nucleul	Γ (MeV) fără amestec de config.	Γ (MeV) cu amestec de config.	Γ_{exp} (MeV)
Po ²¹⁰	.84·10 ⁻²⁹	.26·10 ⁻²⁸	.38·10 ⁻²⁸
Po ²¹¹	.47·10 ⁻²¹	.10·10 ⁻²⁰	.87·10 ⁻²¹
Po ²¹²	.45·10 ⁻¹⁵	.18·10 ⁻¹⁴	.15·10 ⁻¹⁴

4.3. Compararea cu alte proceduri

Cu scopul de a compara probabilitățile absolute κ calculate în variantele precedente ale teoriei Mang /8/, Harada-Rauscher /9/, Kadmsky-Kaletchits /11/ și varianta matricii R cu condiția de platou /27/, cu cele obținute pe calea expusă în Cap. 1 (vezi și ref. /17/), vom alege aceleași date de intrare pentru modelul de structură nucleară ca și în referințele amintite.

Este clar, în asemenea condiții, compararea timpilor de viață calculați în diferitele variante ale teoriei cu cei experimentali, reflectă de fapt viabilitatea unei teorii sau a alteia.

Tabel 5. Timpii de înjumătățire $T_{1/2}$ calculați și cei experimentali la izotopii par-pari ai Poloniului (în secunde)

Nucleul	$T_{1/2}^{\text{exp}}$	$T_{1/2}$ Mang	$T_{1/2}^{\text{platou}}$ ref./27/	$T_{1/2}$ prezent	$T_{1/2}$ Kadm.-Kalet.
Po ²⁰⁶	.15·10 ⁸	.19·10 ¹⁰	.23·10 ⁹	.43·10 ⁸	-
Po ²⁰⁸	.86·10 ⁸	.11·10 ¹⁰	.12·10 ¹⁰	.13·10 ⁹	-
Po ²¹⁰	.11·10 ⁸	.10·10 ¹⁰	.12·10 ⁹	.57·10 ⁸	.10·10 ⁹
Po ²¹⁴	.16·10 ⁻³	.40·10 ⁻¹	.37·10 ⁻²	.10·10 ⁻³	-
Po ²¹⁶	.15	.51·10 ⁻²	.42·10 ¹	.74	-

După cum se vede în tabelul de mai sus, calculele prezente conduc

la timpi de înjumătățire κ mai apropiați de cei experimentali decât cei dați de variantele precedente ale teoriei.

Discrepanța dintre teorie și experiment este de 2-3 ordine de mărime în variantele anterioare ale teoriei κ în timp ce în varianta prezentă este sub un ordin de mărime.

Pentru o completitudine la Po^{210} toate datele structurii nucleare, cât și cele privind interacția κ - nucleu, se aleg ca în ref. /9/. În acest mod putem compara direct teoria prezentă cu teoria Harada-Rauscher și apoi stabilitatea formulelor noastre la modificarea parametrilor potențialului optic.

Tabel 6. Lărgimile κ absolute la Po^{210} pentru diferite potențiale optice.

V_D	Γ (MeV) Harada-Rauscher	Γ_{exp} (MeV)	$\Gamma_{prezent}$ (MeV)
A	$.35 \cdot 10^{-31}$	$.38 \cdot 10^{-28}$	$.27 \cdot 10^{-29}$
B	$.65 \cdot 10^{-26}$		$.15 \cdot 10^{-27}$
C	$.23 \cdot 10^{-25}$		$.18 \cdot 10^{-27}$
D	$.38 \cdot 10^{-29}$		$.10 \cdot 10^{-29}$

După cum se vede din tabelul 6 calculele prezente conduc la valori ale timpilor de înjumătățire mai apropiate de cele experimentale decât cele date de teoria Harada-Rauscher. În plus, se remarcă stabilitatea formulelor prezente la variația parametrilor potențialului optic.

Lărgimile κ au fost calculate și cu integralele de overlap rezonante (31) cât și cu formulele aproximative (27) (multiparticulă și uniparticulă). Rezultatele sînt date în tabelul 7. Analizînd acestea concludem următoarele:

- lărgimile κ calculate cu modele nucleare în pături sînt în bun acord cu datele experimentale;

- lărgimile rezonante sînt cu 2-3 ordine de mărime mai mari decît cele experimentale;

- formulele aproximative ale lărgimilor (de model în pături sau rezonante) sînt foarte apropiate de formulele exacte fără aproximații;

- discrepanța mare între valorile prezise și cele experimentale se obține la Bi^{214} , Bi^{213} , Bi^{212} , At^{212} , At^{211} , adică la acei izotopi la care tranzițiile α între stările fundamentale sînt concurate de tranzițiile pe stările excitate.

Ridicarea acestei discrepanțe este examinată în paragraful următor.

Tabel 7. Lărgimile α de model în pături nucleare $\Gamma^{S.M.}$, rezonante Γ^{rez} și cele aproximative $\tilde{\Gamma}^{S.M.}$ și $\tilde{\Gamma}^{rez}$.

Nucleul	$\Gamma^{S.M.}$ MeV	Γ^{rez} MeV	$\tilde{\Gamma}^{S.M.}$ MeV	$\tilde{\Gamma}^{rez}$ MeV	Γ^{exp} MeV
Bi^{210}	.63(-30) ^{*)}	.30(-27)	.17(-30)	.37(-27)	.53(-29)
Bi^{211}	.26(-22)	.32(-19)	.65(-23)	.55(-19)	.35(-23)
Bi^{212}	.17(-26)	.36(-21)	.62(-27)	.99(-23)	.43(-25)
Bi^{213}	.20(-27)	.59(-22)	.29(-27)	.28(-23)	.33(-26)
Bi^{214}	.61(-29)	.11(-23)	.82(-29)	.88(-25)	.15(-27)
At^{208}	.24(-27)	.19(-24)	.69(-27)	.24(-24)	.37(-27)
At^{209}	.23(-27)	.18(-24)	.26(-27)	.19(-24)	.10(-26)
At^{210}	.50(-28)	.48(-25)	.55(-28)	.68(-25)	.26(-28)
At^{211}	.43(-25)	.24(-23)	.15(-25)	.40(-23)	.69(-26)
At^{212}	.13(-19)	.18(-16)	.43(-19)	.31(-16)	.15(-20)

*) .63(-30) = .63 · 10⁻³⁰

4.5. Mai multe canale α concurente

Canalele α concurente dezintegrării α între stările fundamentale au fost descrise cu ajutorul părții imaginare al potențialului

optic prin analogie cu procesele de absorbție din ciocnirile particulelor α cu nucleele.

Tabel 8. Lărgimile α calculate cu și fără partea imaginară a potențialului optic (ref. /22/)

Nucleul	E MeV 0 ⁺ — 0 ⁺	Γ^{exp} MeV	Γ MeV	
			Real set A	Re, Im set A
Bi ²¹²	6.051	.12·10 ⁻²⁴	.17·10 ⁻²⁶	.31·10 ⁻²⁴
Bi ²¹⁴	5.543	.15·10 ⁻²⁷	.61·10 ⁻²⁹	.30·10 ⁻²⁷
Po ²¹⁴	7.710	.27·10 ⁻¹⁷	.28·10 ⁻¹⁸	.28·10 ⁻¹⁷
At ²¹¹	5.868	.69·10 ⁻²⁶	.43·10 ⁻²⁵	.48·10 ⁻²⁶
At ²¹²	7.692	.15·10 ⁻²⁰	.13·10 ⁻²¹	.20·10 ⁻²⁰

Analizând rezultatele din tabelul 9 se poate vedea că lărgimile absolute obținute cu ajutorul potențialului optic real ce descrie interacția particulei α cu nucleul final în starea fundamentală și a celui imaginar care descrie interacția particulei α cu nucleul în diferite stări excitate sînt în bun acord cu datele experimentale. Contribuția altor canale α la dezintegrarea stărilor fundamentale face ca timpii de viață să fie micșorați cu aproximativ două ordine de mărime.

4.6. Stabilitatea α a nucleelor supragrele

Evaluarea timpilor de viață pentru nucleele supragrele în formalismul expus în capitolul 1 necesită extrapolarea:

- formulelor de masă;
- potențialului optic;
- modelului în pături nucleare la N și Z mari.

Ținînd cont de incertitudinile în descrierea structurii nucleare cu modelele în pături pentru nucleele cu număr de masă $A \approx 300$, s-a considerat utilă și folosirea formulei rezonante (31) la evaluarea

lărgimilor κ . Cu ajutorul maselor nucleare din ref. /26/ energia dezintegrării a fost obținută din diferențele de masă ale nucleelor participante la dezintegrare. Potențialul optic κ a fost parametrizat similar ca la nucleele grele, determinându-se numeric valoarea proprie a adâncimii rezonante a potențialului nuclear.

Modelul în pături nucleare utilizat a fost cel cu potențial de oscilator armonic, cu parametrul de oscilator astfel ales încît să reproducă energiile de legătură ale nucleonilor, date în ref. /29/. Rezultatele prezente sînt comparate cu altele obținute anterior pe căi diferite, în tabelul 9.

Tabel 9. Perioadele de înjumătățire pentru nucleele supragrele cu număr de neutroni $N = 184$

Z	108	110	112	114	116	118	120
A	292	294	296	298	300	302	304
E MeV	4.8	5.5	6.3	7	7	9.7	11.6
$T_{1/2}$ sec. prezent	.20(21)*	.29(16)	7.9(12)	4.0(10)	44.	6.1(-1)	2.4(-2)
$T_{1/2}$ sec. ref./27/	2.5(21)	7.8(16)	7.9(12)	2.5(10)	5	6.0(-2)	1.1(-3)
$T_{1/2}$ sec. ref./26/	1.3(22)	7.5(17)	6.5(13)	9.8(10)	31	2.1(-1)	5.2(-3)

* .20(21) = .20 · 10²¹

Din tabelul 9 se vede că cele trei proceduri distincte conduc la valori apropiate pentru timpii de înjumătățire κ . Se poate remarca o bună concordanță a rezultatelor prezente cu cele date în ref. /26/. În fig. 22 timpii de înjumătățire κ sînt comparați cu cei dați în ref. /29/ fără calculul microscopic de model. Se vede clar de aici că existența structurii de pături conduce la mărirea stabilității nucleare. În fig. 8 se poate vedea (ca și în

fig. 9) că stabilitatea nucleară este mare înainte și după închiderea păturii neutronice $N=184$ și este foarte mică odată cu trecerea la completarea păturii superioare. Aplicând formula lărgimii rezonante (31) s-a obținut lărgimi α cu 2-3 ordine de mărime mai mari decât cele calculate cu modelele nucleare în pături. Aceasta ne arată că efectele asociate cu structura nucleară și cu dimensiunile finite ale nucleonilor sînt de același ordin de mărime ca și la nucleele uraniene.

5. Concluzii

Contribuțiile pe care autorul tezei le-a adus la studiul dezintegrării α sînt:

A. Dezvoltarea unei noi formulări microscopice a teoriei α .

Problema lărgimilor de dezintegrare a fost redusă la integrarea unor sisteme de ecuații diferențiale care conțin formfactorii α și potențialul α - nucleu. Cu anumite aproximații uzuale în formulele generale care determină lărgimile α , au fost regăsite formulele precedente ale teoriei α . A. fost obținută o nouă formulă uniparticulă pentru lărgimile α , care dă rezultate identice cu cele date de formulele Breit ori Feshbach. Alte două formule aproximative pentru lărgimile α au fost obținute, arătîndu-se că aproximații rezonabile micșorează cu un factor 2 timpul computațional și afectează foarte puțin precizia față de calculele exacte.

B. Pentru evaluarea probabilităților de formare a grupelor de nucleoni pe baza modelelor nucleare în pături, a fost elaborată o nouă metodă de trecere a funcțiilor de undă a doi nucleoni din sistemul coordonatelor individuale la cel al coordonatelor c.m. și al celor relative. Metoda fiind generală și compactă s-a dovedit utilă și la tratarea altor probleme de fizică nucleară, cum sînt: interacția biparticulă, formfactori pentru nucleele cu structură complexă.

C. Analiza informațiilor experimentale despre interacția α -nucleu folosite la calculele probabilităților .

S-a arătat că valorile probabilităților α se pot obține în bun acord cu datele experimentale dacă utilizăm potențialele optice care fitează un șir mare de date experimentale (secțiuni de reacție, distribuții unghiulare) din reacțiile particulelor α cu nucleele la energii din apropierea barierei coulombiene. Alte potențiale obținute la energii ce depășesc cu mult bariera coulombiană și care au fost în exclusivitate utilizate în calculele α precedente, nu s-au dovedit utile la predicția probabilităților α .

D. Studiul dezintegrării α a nucleelor grele și supragrele.

A fost examinată stabilitatea nucleară la dezintegrarea α pentru izotopii nucleelor Bi, Po, At, pentru nucleele deficitare în neutroni din zona Pt-Au cât și pentru nucleele supragrele.

Pentru anumiți izotopi α foarte instabili, la care lipseau datele experimentale, s-au dat primele estimări riguroase ale timpilor de viață.

Predicția probabilităților α absolute a fost făcută în bun acord cu datele experimentale, discrepanța anterioară de 2-3 ordine de mărime fiind acum redusă sub un ordin de mărime.

BIBLIOGRAFIE

- /1/ G. GAMOW, Z. Phys., 51, 204 (1928).
- /2/ R.W. GUERNEY, E.U. CONDON, Nature, 122, 439 (1929).
- /3/ E.P. WIGNER, L. EISENBUD, Phys. Rev., 72, 29 (1947).
- /4/ R.G. THOMAS, Progr. Theor. Phys., 12, 253 (1954).
- /5/ H.J. MANG, Z. Phys., 148, 252 (1957).
- /6/ H. FESHBACH, Ann. Phys., 5, 357 (1958).
- /7/ H. FESHBACH, Ann. Phys., 19, 287 (1962).
- /8/ H.J. MANG, Ann. Rev. Nucl. Sci., 14, 1 (1964).
- /9/ K. HARADA, E.A. RAUSCHER, Phys. Rev., 169, 818 (1968).

- /10/ A. SANDULESCU, Proc. Int.Sch. on Nucl.Phys., Predeal,(1969).
- /11/ S.G. KADMENSKY, V.E. KALETCHITS, Yad.Fiz., 12, 70 (1970).
- /12/ O. DUMITRESCU, H. KÜMEL, Ann. Phys., 71, 556 (1972).
- /13/ J. SCHLITZER, Nucl. Phys., A 211, 96 (1973).
- /14/ V.I. FURMAN, S. HOLAN, S.G. KADMENSKY, G. STRATAN, Nucl. Phys.,
A 226, 131 (1974).
- /15/ O. DUMITRESCU, D.G. POPESCU, Preprint Dubna E4-9095 (1975).
- /16/ A. SANDULESCU, I. SILISTEANU, R. WÜNSCH, Preprint Dubna
E4-10771 (1977).
- /17/ A. SANDULESCU, I. SILISTEANU, R. WÜNSCH, Nucl.Phys.,A 305,
205 (1978).
- /18/ A. SANDULESCU, I. SILISTEANU, Preprint Dubna E4-9418 (1975).
- /19/ A. SANDULESCU, I. SILISTEANU, Nucl. Phys., A 272, 148 (1976).
- /20/ N.K. GLENDENING, K. HARADA, Nucl. Phys., 72, 481 (1965).
- /21/ C.M. PEREY, F.G. PEREY, Atomic data and nuclear data tables,
17, 1-101 (1976).
- /22/ A.R. BARNNET, J.S. LILLEY, Phys. Rev., C 9, 2010 (1974).
- /23/ G. IGO, Phys. Rev., 115, 1665 (1959).
- /24/ A. SANDULESCU, I. SILISTEANU, M. RIZEA, Rev. Roum.Phys., 78,
62 (1978).
- /25/ A. SANDULESCU, I. TARNOVEANU, M. RIZEA, Rev. Roum. Phys.,
- /26/ E.O. FISET, J.R. NIX, Nucl. Phys., A 193, 647 (1972).
- /27/ O. DUMITRESCU, S. HOLAN, A. POPESCU, D. POPESCU, A.SANDULESCU,
Rev. Roum. Phys., 21, 829 (1976).
- /28/ I. SILISTEANU, Preprint Dubna - în curs de apariție.
- /29/ T. JOANSSON, S.G. NILSSON, Z. SZYMANSKY, Ann. Phys.5, 377 (1970).
- /30/ G. MAHOX, H.A. WEIDENMÜLLER, Shell model approach to nuclear
reactions, North-Holland, Amsterdam (1969).

LEGENDA FIGURILOR

1. Integrala de overlap a doi nucleoni cu funcții de undă de oscilator armonic în funcție de raza nucleară, pentru aproximația de ordin zero $q=0$ (0), zero plus aproximația de ordin doi $q=2$ (1)...

2. Integralele de overlap pentru doi nucleoni cu funcții uniparticulă Woods-Saxon (W.S.) și de oscilator armonic (H.O.) pentru Po^{210} .

3. Integrala de overlap a patru nucleoni cu amestec de configurații la Po^{210} .

4. Soluțiile $\phi_0^{0,k}$ și integrala de overlap I_{ck} pentru reacția $Po^{208} \rightarrow \alpha + Po^{206}$, în funcție de distanța dintre c.m. ale fragmentelor.

5a, b. Soluțiile $\phi_0^{0,k}$ la Po^{210} pentru toate potențialele (ref. /21/) recomandate pînă în prezent pentru calculele α .

6. Timpii de înjumătățire la izotopii Poloniului cu $N \neq 126$ calculați cu integrale de overlap de model în pături nucleare în funcție de $F^{0.M.}$ și cu potențialul α optic din ref. /22/ cu (---) și fără (—) partea imaginară. Lărgimile experimentale sînt reprezentate cu linie continuă.

7. Logaritmul timpilor de înjumătățire experimentali (—) și calculați cu integralele de overlap de model în pături nucleare și cu potențiale optice obținute la energia coulombiene (ref. /22/—) și la energia superioară celei coulombiene (---).

8. Timpii de înjumătățire evaluați microscopic (---), sînt comparați cu cei dați de alte proceduri, pentru nucleeele supragrele cu $N=184$ (ref. /29/).

9. Timpii de înjumătățire α evaluați microscopic (---) sînt comparați cu cei estimați empiric (—, ref. /26/).

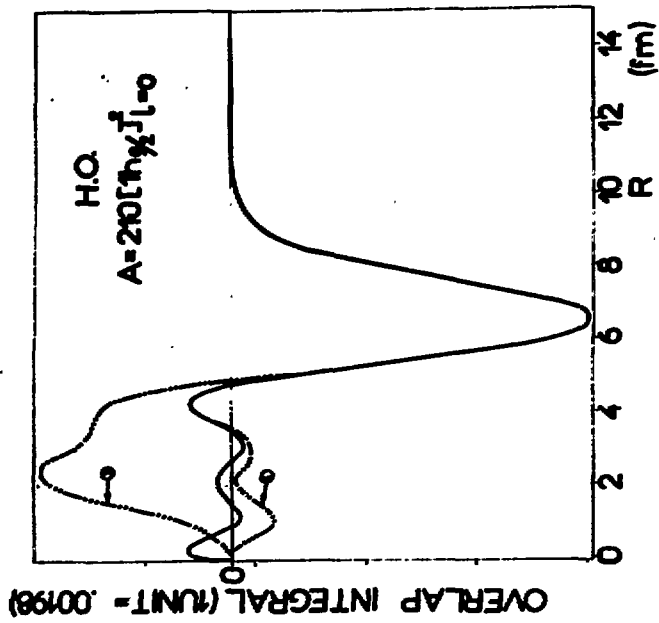


Fig.1 b

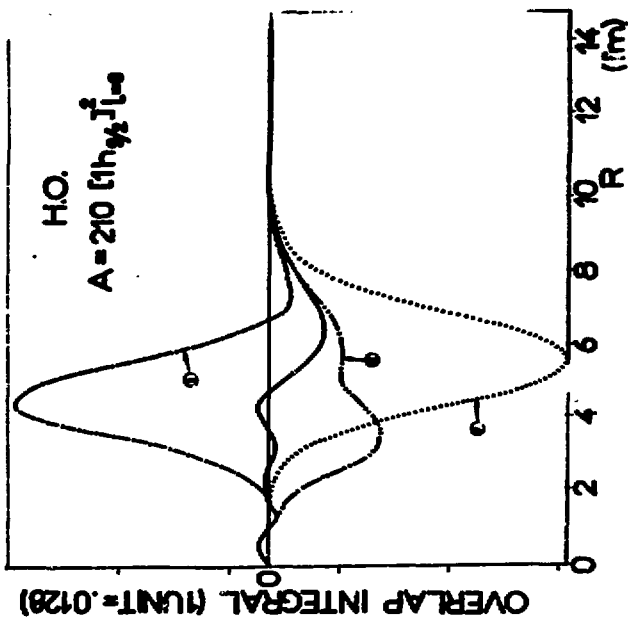


Fig.1 a

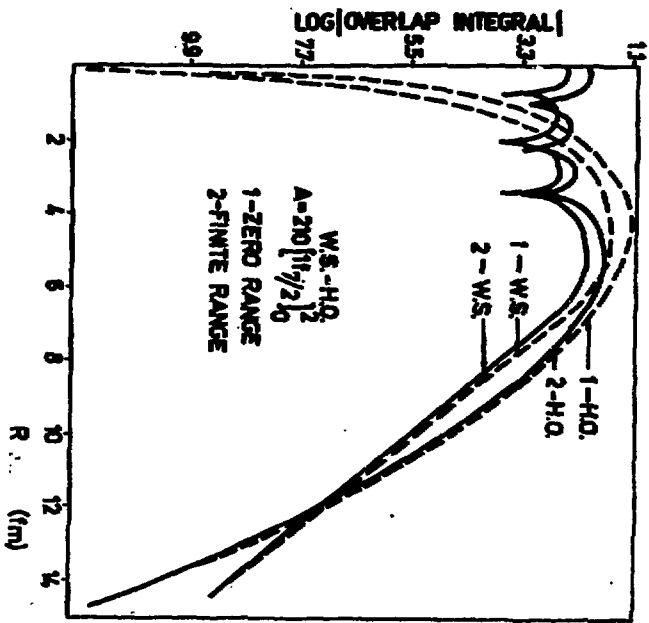


FIG. 2 a

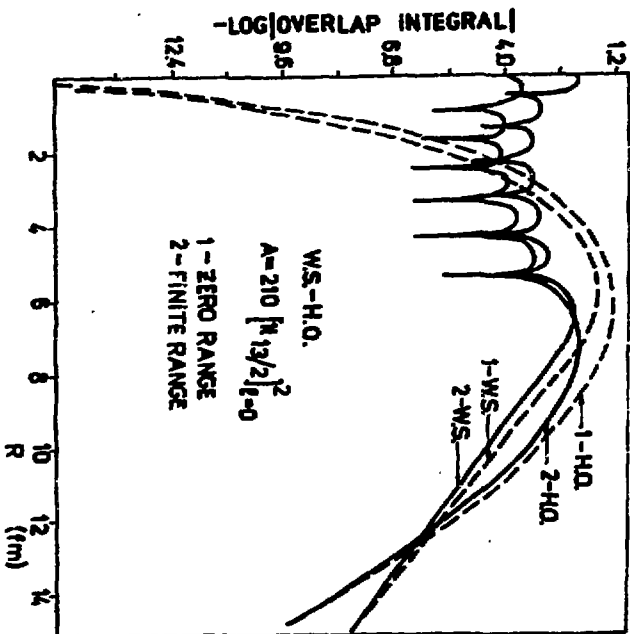


FIG. 2 b

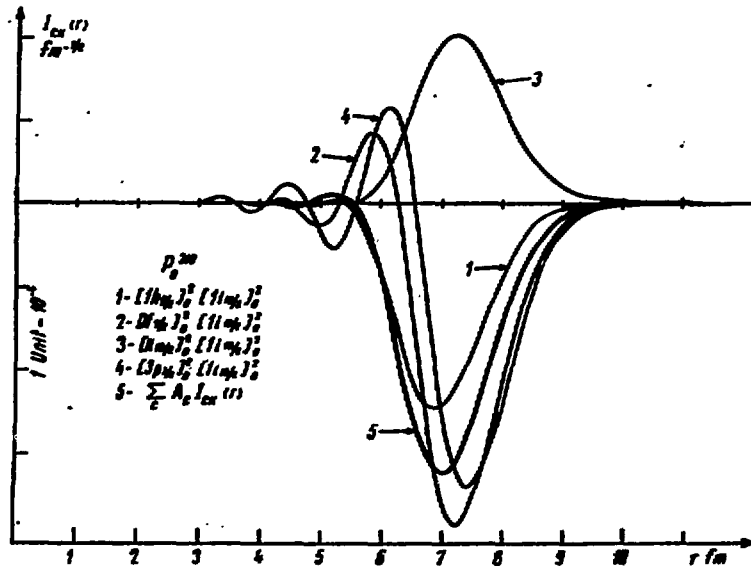


Fig.3

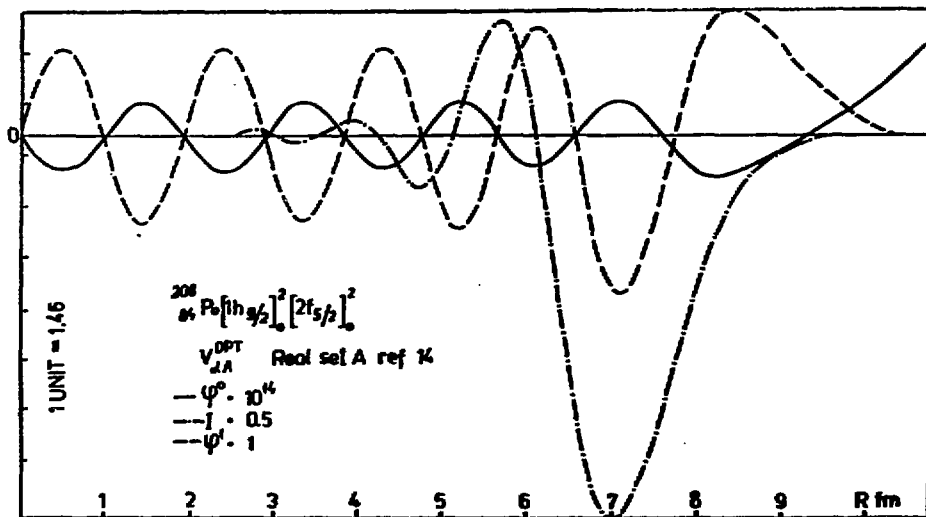


Fig.4

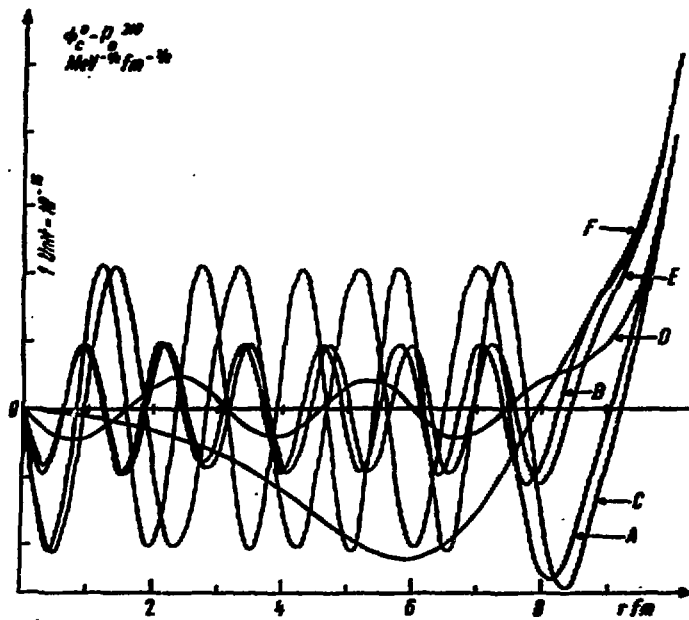


Fig. 5 a

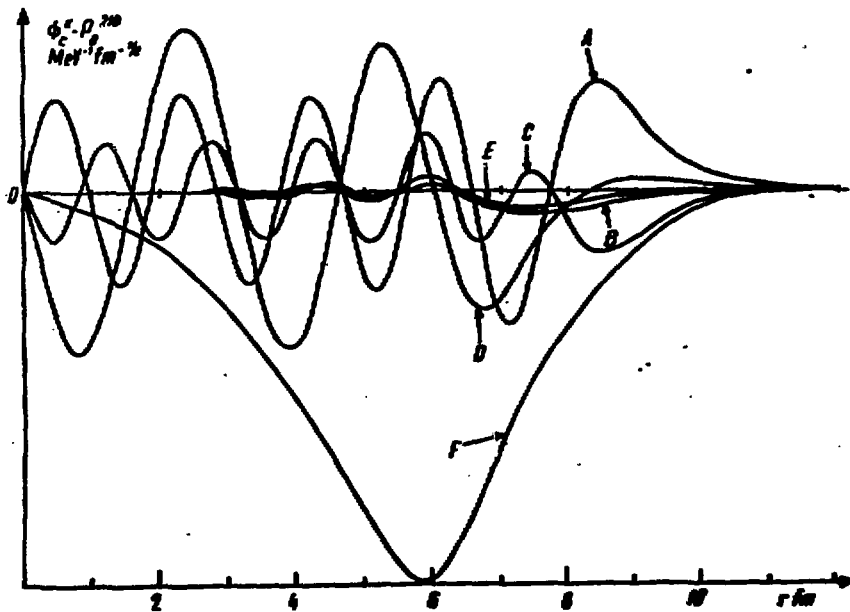


Fig. 5 b

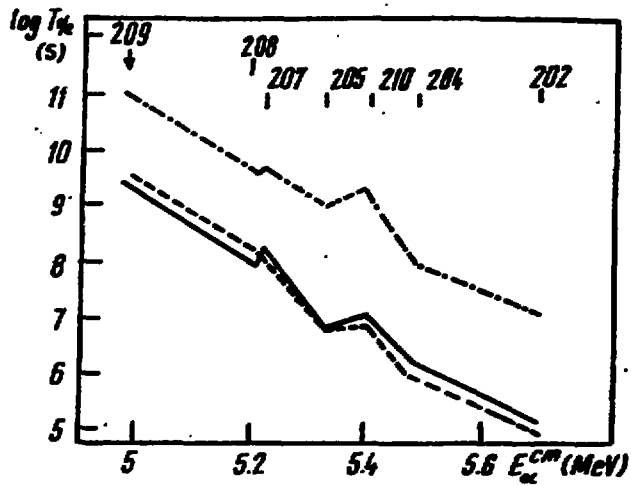


Fig. 6

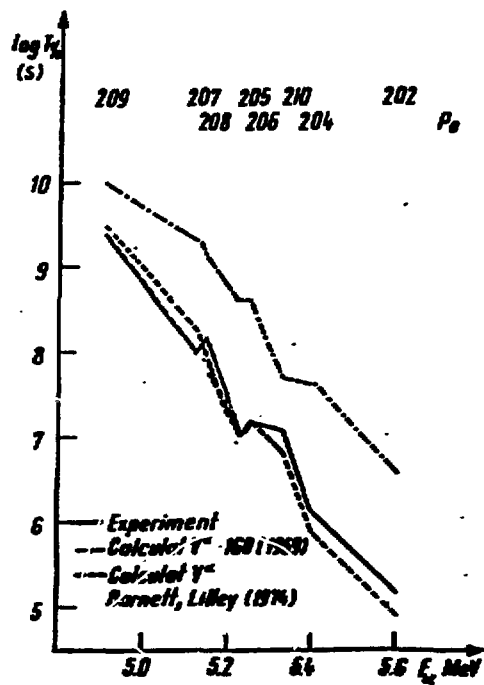


Fig. 7

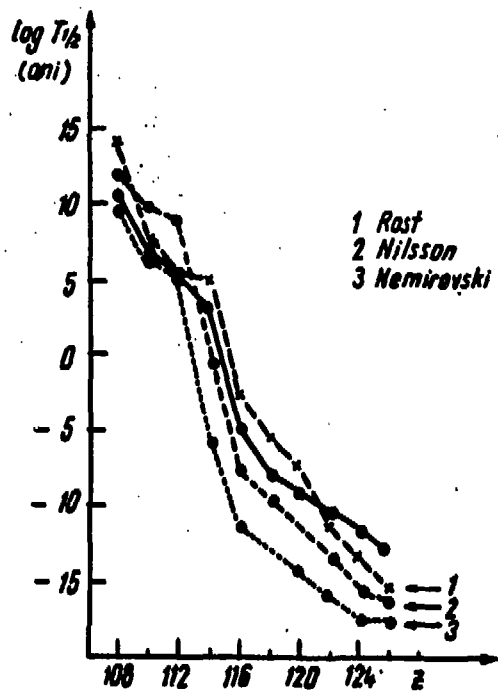


Fig. 8

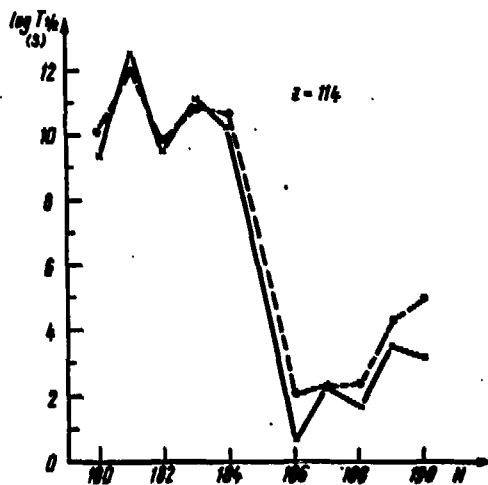


Fig. 9