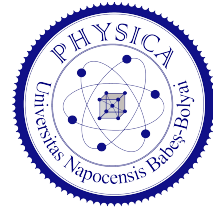




UNIVERSITATEA "BABEŞ-BOLYAI"
Facultatea de Fizică
Şcoala Doctorală de Fizică



Horia Paşca

DEZINTEGRAREA BINARĂ A NUCLEELOR

REZUMATUL TEZEI DE DOCTORAT

Coordonator științific
Prof. dr. Grigore DAMIAN

Cluj-Napoca, 2017

Acknowledgements

I would like to express my immense gratitude to my advisor, Prof. Dr. G. Damian, for his continuous support and motivation. His guidance helped me in all the time of research and writing of this thesis

Besides my advisor, my sincere and enormous gratitude go to Dr. G.G. Adamian and Dr. N.V. Antonenko, who provided me the opportunity to join their team, and who gave me the possibility to work closely with them. Without their patience, motivation, vast knowledge and support it would not be possible to conduct this research.

I would also like to thank Dr. A.V. Andreev for his time and fruitful discussions over the years. His help is immensely appreciated. I would like to thank the rest of my colleagues as well, for the stimulating discussions and questions.

Special thanks go to Prof. Dr. Gh. Adam, Prof. Dr. S. Adam and Prof. Dr. R.V. Jolos for all the advice and help provided over the years.

Last but not the least, I would like to thank my family for always being by my side and constantly encouraging me.

Cuprins

1	Introducere	1
2	Modelul teoretic	3
2.1	Sistemul Di-Nuclear	3
2.2	Energia potențială	4
2.2.1	Geometria sistemului	4
2.2.2	Potențialul de interacție	5
2.2.3	Analiza potențialului de interacție	5
2.2.4	Energiile de legătură	7
2.2.5	Energia de suprafață cu tensiune superficială variabilă	7
2.2.6	Energia Coulomb și cea de simetrie	8
2.2.7	Corecțiile de pături	9
2.3	Suprafețe de energie potențială (SEP)	9
2.3.1	Energia de excitare și efectele acesteia	10
2.4	Modelul statistic	13
3	Rezultate: distribuția de masă, sarcină, distribuția izotopică și a energiilor cinetice totale	17
3.1	Distribuția de masă și sarcină la energii de excitare fixe	17
3.2	Evoluția distribuțiilor de masă și de sarcină cu energia de excitare	21
3.2.1	Distribuția asimetrică de sarcină a nucleelor de toriu la energii de excitare ridicate	27
3.2.2	Fisiunea izotonilor $N \sim 136$	29
3.3	Energia cinetică totală (TKE)	30
4	Reacții cu ioni grei	33
4.1	Introducere	33
4.2	Transferul momentului cinetic orbital către fragmentele de fisiune. Componenta orbitală	34

4.2.1	Oscilațiile colective	36
4.2.2	Deviațiile standard	37
5	Distribuția momentelor cinetice a fragmentelor de fisiune	39
5.1	Rolul probabilităților totale de emisie. Comparația cu alte modele	41
5.2	Rolul canalului de intrare	44
5.2.1	Rolul energiei de bombardare	44
5.2.2	Rolul asimetriei de masă în canalul de intrare	45
6	Concluzii	47
7	Activitatea științifică și rezultate notabile	53

Introducere

Încă de la descoperirea fisiunii nucleare, eforturi uriașe au fost făcute pentru înțelegerea ei. În toate modelele dezvoltate calculul suprafețelor de energie potențială (SEP) reprezintă un pas crucial, dată fiind "sensibilitatea" rezultatelor la modul de calcul al acestora. Alegerea coordonatelor relevante reprezintă o provocare în sine: un număr mare de coordonate duce rapid către complicații inutile și parametrizări fără o semnificație fizică clară, iar un număr mic de coordonate nu reușește să descrie întreg procesul și poate ascunde unele aspecte ale acestuia.

Lucrarea de față are ca scop prezentarea unei descrieri simple, clare și concise a procesului de fisiune nucleară prin prisma modelului DNS (Di-Nuclear System model), model ce reprezintă versiunea îmbunătățită a modelului statistic la punct de sciziune. Autorul menționează ca modelul prezentat nu are parametri liberi sau ajustabili, pleacă de la valori controlabile din punct de vedere experimental, cum ar fi masa, numărul de sarcină și energia cinetică a proiectilului și a țintei, și este capabil să ofere rezultate măsurabile: distribuția de masă și sarcină, distribuția izotopică și a energiilor cinetice totale ale fragmentelor, precum și multiplicitățile neutronice și gamma.

În **Capitolul 2** modelul teoretic este prezentat în detaliu, începând de la conceptul de sistem di-nuclear. Cea mai mare parte a capitolului este dedicată calculului energiei totale, pornind de la stabilirea geometriei sistemului și definirea coordonatelor necesare. Potențialul de interacție este abordat la început, acordând o atenție sporită analizei acestuia, analiză ce ne permite să reducem semnificativ numărul coordonatelor necesare descrierii sistemului. Mai departe modul de calcul al energiei legătură a nucleelor este descris. Termenii energiei din modelul picăturii de lichid sunt tratați în funcție de componența izotopică și deformarea nucleelor. La aceștia corecția de pături este luată în considerare, folosind metoda Strutynski și modelul oscilatorului armonic cu două centre. Energia de excitare a sistemului (respectiv a nucleelor) precum și efectele ei sunt discutate. La finalul capitolului este prezentat modelul statistic.

Capitolul 3 este dedicat rezultatelor obținute cu modelul prezentat an-

terior. Distribuțiile de sarcină, masă și distribuțiile izotopice teoretice a fragmentelor de fisiune sunt prezentate în comparație cu datele experimentale pentru o serie largă de nuclee, la o energie de excitare inițială fixă. Tranziția de la fisiune simetrică la fisiune asimetrică cu creșterea numărului de masă (sarcină) este abordată. Evoluția acestor distribuții odată cu creșterea energiei de excitare face subiectul următorului pas urmărit în acest studiu. Comparația cu datele experimentale existente relevă o concordanță excelentă, dar, pentru o serie de izotopi ai toriului, modelul prezice un mod de fisiune predominant asimetric, în contradicție cu modelele existente. Totodată, sunt făcute câteva predicții asupra existenței unor nuclee izotone (numărul de neutroni $N = 135 - 136$) a căror moduri de fisiune sunt în mod egal atât asimetric cât și simetric. În ultima parte a capitolului sunt prezentate calculele privind energiile cinetice totale ale fragmentelor de fisiune, pentru câteva reacții, la diferite energii. Comparația cu datele experimentale arată o concordanță bună. Autorul speră ca acest studiu deschide poarta unor experimente pentru a verifica validitatea rezultatelor.

În **Capitolul 4** este abordat subiectul ciocnirilor nucleu-nucleu. În mod particular este analizat momentul cinetic al fragmentelor de fisiune. Aici, autorul identifică două surse ale momentului unghiular intrinsec a fragmentelor: o componenta orbitală, ce este responsabilă cu transferul momentului cinetic orbital al sistemului către cele două fragmente, și o componentă colectivă, ce rezultă ca urmare a excitării termice a modurilor de vibrație-rotatie a configurației de sciziune. Cele două componente fac subiectul primelor sub-capitole, iar cel de-al treilea sub-capitol fiind dedicat dispersiei valorilor momentelor în jurul valorii medii.

Capitolul 5 prezintă rezultatele teoretice ale formalismului descris în Capitolul 4 prin comparație cu datele experimentale, precum și cu valorile obținute folosind alte modele. Dependența slabă a distribuției de spin cu numărul de masă (sarcină) a fragmentelor de fisiune este explicată de intercalarea celor două componente ale spinului. Rolul canalului de intrare (asimetria de masă a sistemului proiectil-țintă și rolul energiei de bombardare) este analizat în amănunt.

Capitolul 6 este rezervat concluziilor și câtorva comentarii.

Modelul teoretic

2.1 Sistemul Di-Nuclear

Una dintre principalele provocări în studiul teoretic al fisiunii constă în descrierea tranziției de la configurația de mono-nucleu către o configurație cu două (sau mai multe) nuclee individualizate și separate (sistem di-nuclear sau DNS). Odată cu apariția modelului în pături și a oscilatorului cu două centre s-a constatat că spectrul energetic al configurației de sciziune coincide aproape perfect cu spectrul energetic al celor două fragmente imediat după sciziune. Acest fapt are implicații majore, accentuând faptul că fragmentele sunt aproape indiferente de modul în care se formează, ceea ce permite o descriere directă a configurației de sciziune: două fragmente individuale între care acționează forțe Coulomb și nucleare. Mai mult, energia totală a sistemului poate fi direct calculată prin determinarea energiei de legătură a fiecărui fragment în parte, la care se adaugă energia de interacție.

Proprietățile sistemului DNS:

1. Sistemul este format în ultimele stadii ale procesului de fisiune. Cele două fragmente sunt bine individualizate și separate (nu există o suprapunere între densitățile lor nucleare), dar interacționează mutual. Individualitatea lor poate fi înțeleasă pe seama faptului că funcțiile de undă ce descriu cele două nuclee sunt localizate și "închise" în două gropi de potențial distincte.
2. Sistemul este o configurație cvasi-stabilă. Evoluția sa are loc în:
 - (a) *distanța inter-nucleară*: cele două fragmente se pot depărta, ceea ce duce la fisiunea propriu-zisă.
 - (b) *coordonatele de masă sau de sarcină*: nucleele pot schimba nucleoni slab legați de pe paturile superioare. [1]
 - (c) *coordonatele de deformare*: forțele electrostatice, de lungă acțiune, ce tind să depărteze nucleele sunt în competiție cu forțele nu-

cleare, de scurtă acțiune, ce tind să aproprie cele două fragmente. Forța rezultantă tinde să deformeze ambii produși de reacție.

- (d) *coordonatele de rotație*: în cazul coliziunilor nucleu-nucleu ne-centrale, în sistem este injectat un anumit moment unghiular, ceea ce determină rotirea DNS-ului în jurul unui centru comun de masă. Mai mult, datorită prezenței energiei de excitare, sunt activate diferite moduri de rotație-vibrație, ceea ce permite fragmentelor să se rotească în jurul celor trei axe, cu condiția ca momentul cinetic să fie conservat.

3. Evoluția sistemului este guvernată de energia totală a sa.
4. Datorită stabilirii rapide a echilibrului termic, evoluția sistemului este una de natură statistică.

2.2 Energia potențială

2.2.1 Geometria sistemului

Sistemul este modelat ca fiind format ca doi elipsoizi deformați axial simetrici. Parametrii ce descriu DNS-ul sunt numerele de masă și de sarcină A_i, Z_i , parametrii de deformare β_i și distanța relativă între cele două suprafețe d . Indexul $i = L, H$ desemnează fragmentul ușor (L) sau pe cel greu (H).

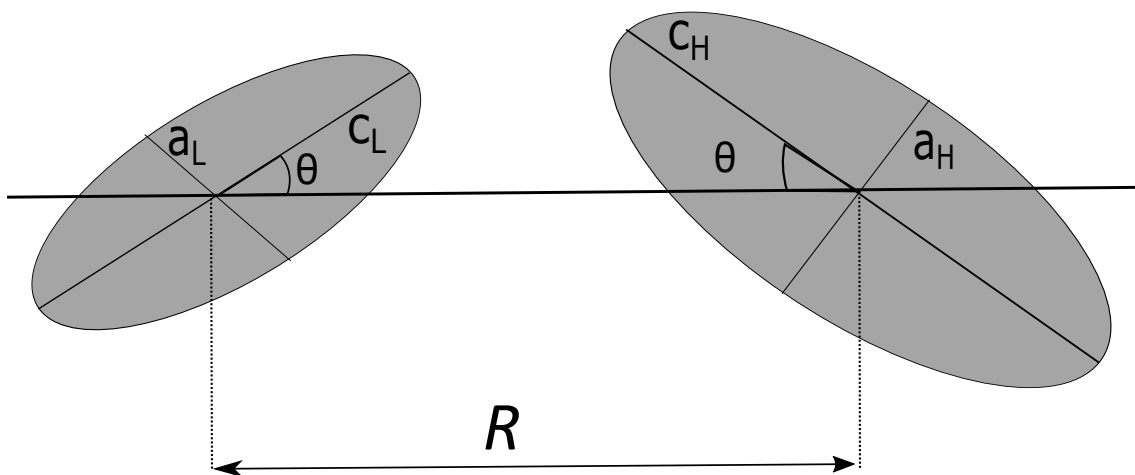


Figura 2.1: Desenul schematic al unui sistem di-nuclear în care ambele fragmente au aceeași orientare $\theta_L = \theta_H = \theta$.

Înainte de evaporarea neutronilor primari, următoarele relații sunt valabile: $A_L + A_H = A_{C.N.}$ și $Z_L + Z_H = Z_{C.N.}$, unde acronimul $C.N.$ desemnează

nucleul compus sau nucleul inițial. În mod tradițional numărul de neutroni se notează cu N și relația $N_i = A_i - Z_i$ are loc, înainte de emisia neutronilor primari.

În lucrarea de față, parametrul de deformare este definit ca raportul între semiaxa majoră și semiaxa minoră a nucleului $\beta_i = c_i/a_i$. Legătura între parametrul definit anterior și parametrul de deformare cuadrupolară β_2 are loc prin relația aproximativă $\beta = \beta_2 + 1.025$, relație valabilă pentru un raport de axe de $\beta_i \leq 2.1$.

Raza nucleară este determinată de numărul de masă și de raza nucleonică r_0 prin relația $R_0 = r_0 A^{1/3}$. Pentru toate nucleele cu $Z > 10$, $r_0 = 1.16$ fm; pentru nucleele cu $Z = 2..10$ se folosește $r_0 = 1.01..1.15$ fm. Luând în considerare conservarea volumului, semiaxele sunt legate de β prin:

$$\begin{aligned} c_i &= r_{0i} A_i^{1/3} \beta_i^{2/3} \\ a_i &= r_{0i} A_i^{1/3} \beta_i^{-1/3}. \end{aligned} \quad (2.1)$$

2.2.2 Potențialul de interacție

Potențialul de interacție este suma potențialelor Coulomb, nuclear și centrifugal:

$$\begin{aligned} V^{int}(A_i, Z_i, \beta_i, \theta_i, R) &= V^C(A_i, Z_i, \beta_L, \beta_H, \theta_L, \theta_H, R) + \\ &V^N(A_i, Z_i, \beta_L, \beta_H, \theta_L, \theta_H, R) + \\ &V^{Rot}(A_i, Z_i, \beta_L, \beta_H, \theta_L, \theta_H, R, l) \end{aligned} \quad (2.2)$$

Pentru partea nucleară se folosește un formalism de dublă convoluție cu forțe nucleonice dependente de densitate de tip Skyrme:

$$V_N = \int \rho_1(\mathbf{r}_1) \rho_2(\mathbf{R} - \mathbf{r}_2) F(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) d\mathbf{r}_1 d\mathbf{r}_2, \quad (2.3)$$

unde $F(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2)$ descrie interacția efectivă nucleon-nucleon, iar ρ_i sunt densitățile nucleare (indexul $i = 1, 2$ desemnează cele două fragmente).

Potențialul Coulomb este descris de formula lui Wong [4], iar potențialul centrifugal va fi introdus în Capitolul 4.

2.2.3 Analiza potențialului de interacție

Din punct de vedere energetic, minimum acestui potențial ca funcție de orientările celor două nuclee este atins pentru configurații pol-la-pol.

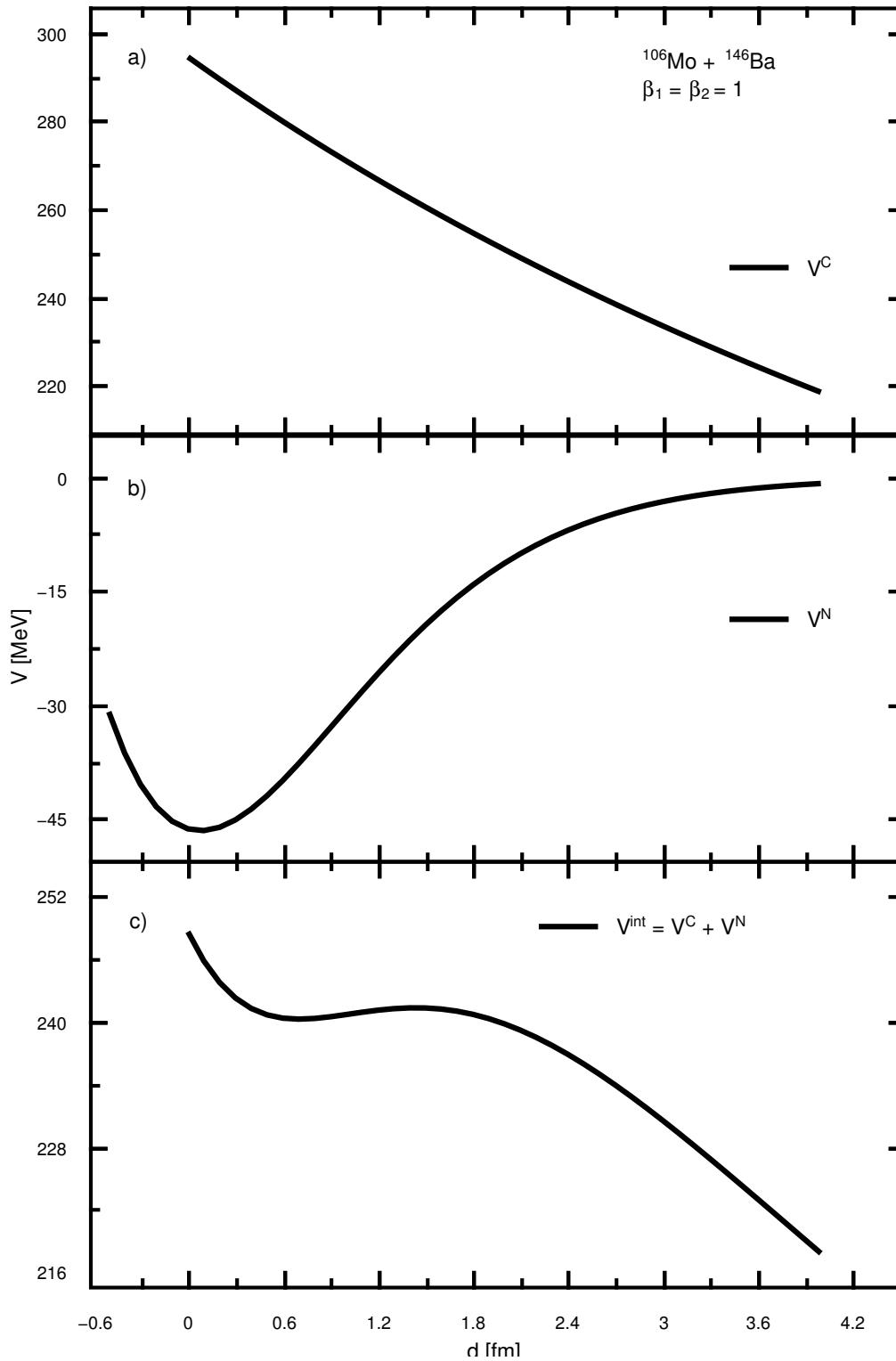


Figura 2.2: Potențialul Coulomb (a-sus), cel nuclear (b-mijloc) și potențialul total de interacție $V^{int} = V^C + V_N$ (c-jos) calculat pentru perechea de nuclee $^{106}\text{Mo} + ^{146}\text{Ba}$. Pentru simplitate doar fragmente sferice au fost luate in considerare ($\beta_L = \beta_H = 1$). Distanța d reprezintă distanța între suprafețele nucleare.

Din acest motiv în relația de mai sus unghiurile azimutale pot fi ignorate, cele polare pot fi "înghețate" în această configurație iar calculele energiilor de interacție sunt simplificate considerabil.

În Figura 2.2 sunt prezentate potențialele Coulomb (a-sus), cel nuclear (b-mijloc) și total (c-jos) pentru perechea de nuclee $^{106}\text{Mo} + ^{146}\text{Ba}$. Potențialul total prezintă un minim la distanța $d_m \sim 0.5 \pm 0.15$ fm și un maxim la $d_B \sim 1.5 - 2$ fm. Diferența între punctul de maxim și cel de minim, așa-numita barieră de cvasi-fisiune, previne evoluția sistemului în aceasta coordonată. Aceasta totodată permite sistemului să existe în această configurație un timp suficient de larg pentru a permite stabilirea echilibrului statistic.

Astfel, configurația sistemului în punctul d_m determină toate observabilele de interes: distribuția de masă, sarcină, izotopică, multiplicitățile gamma și neutronice și energiile cinetice ale particulelor.

2.2.4 Energiile de legătură

Partea macroscopică a energiei de legătură este calculată în cadrul modelului picăturii de lichid. Termenii principali sunt: energia de suprafață U^{surf} , energia Coulomb U^{Coul} și energia de asimetrie.

2.2.5 Energia de suprafață cu tensiune superficială variabilă

Energia de suprafață este proporțională cu aria suprafeței nucleare:

$$U^{Surf} = \sigma_i S_i, \quad (2.4)$$

unde σ_i este coeficientul de tensiune superficială și S_i reprezintă aria nucleului i .

Pentru a trata problema nucleelor deformate, este utilă introducerea parametru-ului adimensional B_S , definit ca raportul între suprafața unui sferoid deformat și a unei sfere de volum egal [5]:

$$B_S = \frac{S_i}{S_i^0}. \quad (2.5)$$

Dacă ne restricționăm la nuclee axial simetrice, ecuația de mai sus se reduce la calculul lui B_S , dat de:

$$B_S = \frac{1}{2} \eta^{\frac{2}{3}} \left(1 + \frac{\text{ArcSin}(\epsilon)}{\eta \epsilon} \right). \quad (2.6)$$

În Ecuația (2.6) $\eta = \frac{a}{c}$ este inversul parametrului de deformare β definit anterior, iar $\epsilon = (1 - \eta^2)^{1/2}$ este excentricitatea [5].

Dacă se ia în calcul doar valori constante ale lui σ , momentele de inerție ale nucleelor iau valori peste cele determinate experimental [1]. Mai mult, o tensiune superficială constantă duce la apariția unor minime secundare nerealiste în suprafețele de energie, ceea ce duce la prezicerea unor energii total cinetice sub valorile experimentale. Pentru a evita aceste neajunsuri, dar și pentru a rămâne în modelul picăturii de lichid, se ia în considerare următoarea expresie a tensiunii superficiale dependentă de deformare:

$$\sigma_i(\beta_i) = \sigma_{0,i}(1 + k_i(\beta_i - \beta_i^{g.s.})^2) \quad (2.7)$$

cu [7]:

$$\sigma_{0,i} = 0.9517(1 - 1.7826((N_i - Z_i)^2/A_i)^2), \quad (2.8)$$

iar $\beta_{g.s.}$ sunt deformările nucleelor în starea fundamentală, luate din [8, 9, 10]. Coeficientul tensiunii superficiale este luat ca:

$$k_i = \frac{1}{1 + \text{Exp}[-0.063(C_{vib}(Z_i, A_i) - 67)]}, \quad (2.9)$$

unde C_{vib} , în unități de MeV, este rigiditatea suprafeței [2, 11]:

$$C_{vib}(A_i, Z_i) = \frac{\hbar\omega_{vib}^i (3Z_i e R_{0,i}^2 / (4\pi))}{2B(E_2)_{vib}^i} \quad (2.10)$$

unde:

$$2B(E_2)_{vib}^i \simeq \frac{E_{2+}^i B(E_2)_{rot}^i}{\hbar\omega_{vib}^i} \quad (2.11)$$

E_{2+}^i este energia primului nivel 2^+ , nivele ce sunt considerate vibraționale.

2.2.6 Energia Coulomb și cea de simetrie

Energia Coulomb a unei sfere de rază R_0 încărcată uniform ($q = Ze$) este [5]:

$$U_i^{Coul,0} = \frac{3e^2}{5r_0} \frac{Z_i^2}{A_i^{1/3}}. \quad (2.12)$$

Urmând aceeași logică ca și în cazul energiei de suprafață, se poate defini un parametru adimensional B_C pentru a face legătura între energia Coulomb a sferei și a sferoidului, parametru dat de [12]

$$B_C = \frac{1}{2} \frac{\eta^{\frac{2}{3}}}{\epsilon} \ln \left(\frac{1 + \epsilon}{1 - \epsilon} \right). \quad (2.13)$$

Parametrii ϵ și η au aceeași semnificație ca și în cazul ecuației 2.6. Energia de simetrie este calculată ca:

$$U_i^{sym} = 27.612 \frac{(A_i - 2Z_i)^2}{A_i}. \quad (2.14)$$

2.2.7 Corecțiile de pături

În lucrările [13, 14, 15], Strutinski face aproximația conform căreia influența structurii în pături asupra energiei de legătura a nucleului duce doar la o mică deviație față de o distribuție nucleonică uniformă. Astfel, corecțiile de pături sunt definite ca [16]:

$$\delta U = \sum_{\nu} E_{\nu} - \tilde{U}, \quad (2.15)$$

unde E_{ν} sunt energiile nucleonilor calculate în cadrul modelului în pături, iar \tilde{U} e dată de:

$$\tilde{U} = \int_{-\infty}^{\tilde{\lambda}} E \tilde{g}(E) dE, \quad (2.16)$$

unde \tilde{g} este numită funcție de distribuție uniformă.

Prescripția Strutinski permite folosirea oricărui model uniparticulă. În lucrarea de față este folosit modelul oscilatorului armonic cu două centre [7, 17].

2.3 Suprafețe de energie potențială (SEP)

Acum sunt prezente toate ingredientele necesare calculării energiei totale a sistemului, ce ia forma:

$$\begin{aligned} U(A_i, Z_i, \beta_i, R) &= U_L^{LD}(A_L, Z_L, \beta_L, E_L^*) + \delta U_L^{shell}(A_L, Z_L, \beta_L, E_L^*) \\ &+ U_H^{LD}(A_H, Z_H, \beta_H, E_H^*) + \delta U_H^{shell}(A_H, Z_H, \beta_H, E_H^*) \\ &+ V^C(A_i, Z_i, \beta_i, R_m) + V^N(A_i, Z_i, \beta_i, R_m). \end{aligned} \quad (2.17)$$

În Ecuația (2.17):

$$U_i^{LD}(A_i, Z_i, \beta_i) = U_i^{sym}(A_i, Z_i) + U_i^C(A_i, Z_i, \beta_i) + U_i^{Surf}(A_i, Z_i, \beta_i) \quad (2.18)$$

este suma energiilor din modelul picăturii de lichid.

Este ușor de observat că, deși am redus considerabil numărul parametrilor inițiali, U rămâne o funcție destul de complicată. Variația energiei totale cu numărul de masă, sarcină și parametrii de deformare este de importanță majoră, deoarece ea guvernează evoluția sistemului. Este de preferat pentru noi să calculăm suprafețele de energie potențială în funcție de parametrii β_1 și β_2 , deoarece se conferă o reprezentare vizuală a configurației sistemului în punctul de sciziune.

O astfel de suprafață este aratăta în Figura (2.3) în două cazuri: (a)-sus) fără corecții de pături, și (b)-jos) cu corecții de pături. În partea de sus se poate vedea formarea unui minim larg ce apare la deformări mari. Acest minim apare ca rezultatul competiției între energia de interacție și termenii de energie din modelul picăturii de lichid (MPL), mai precis energia de suprafață: potențialul de interacție scade rapid odată cu creșterea deformării nucleelor, dar în același timp crește aria suprafeței nucleare, ceea ce duce la creșterea energiei MPL. Poziția minimumului în SEP determină deformările cele mai probabile în momentul sciziunii. Se observă ușor faptul ca aceste deformări sunt mult mai mari decât deformările din starea fundamentală. Bineînțeles, adăugarea corecțiilor de pături poate modifica radical SEP, micșorând sau deplasând acest minim, sau poate duce la formarea unor minime secundare.

2.3.1 Energia de excitare și efectele acesteia

Un mononucleu poate fisiona spontan dacă și numai dacă energia configurației de sciziune este mai mică decât energia nucleului inițial. Datorită legii de conservare a energiei, sistemul acumulează o energie de excitare în evoluția sa de la un nucleu compus la două fragmente separate. Astfel energia de excitare poate fi calculată ca suma dintre energia inițială sistemului $E_0^* = E_{n,\gamma} + Q_n$ și diferența de energie între nucleul fisionabil $U_{C.N.}(A, Z, \beta)$ și configurația de sciziune $U(A_i, Z_i, \beta_i, R_m)$ [6]:

$$E^*(A_i, Z_i, \beta_i, R_m) = E_0^* + Q - V^{int}(\{A_i, Z_i, \beta_i^{g.s.}\}, R_m) + [U(\{A_i, Z_i, \beta_i\}, R_m, E^*) - U(\{A_i, Z_i, \beta_i^{g.s.}\}, R_m, E^*)] \quad (2.19)$$

Termenul $E_{n,\gamma}$ este energia de bombardare a neutronului (cuantei gamma), în cazul fisiunii induse cu neutroni (fotofisiunii), iar Q_n este căldura de

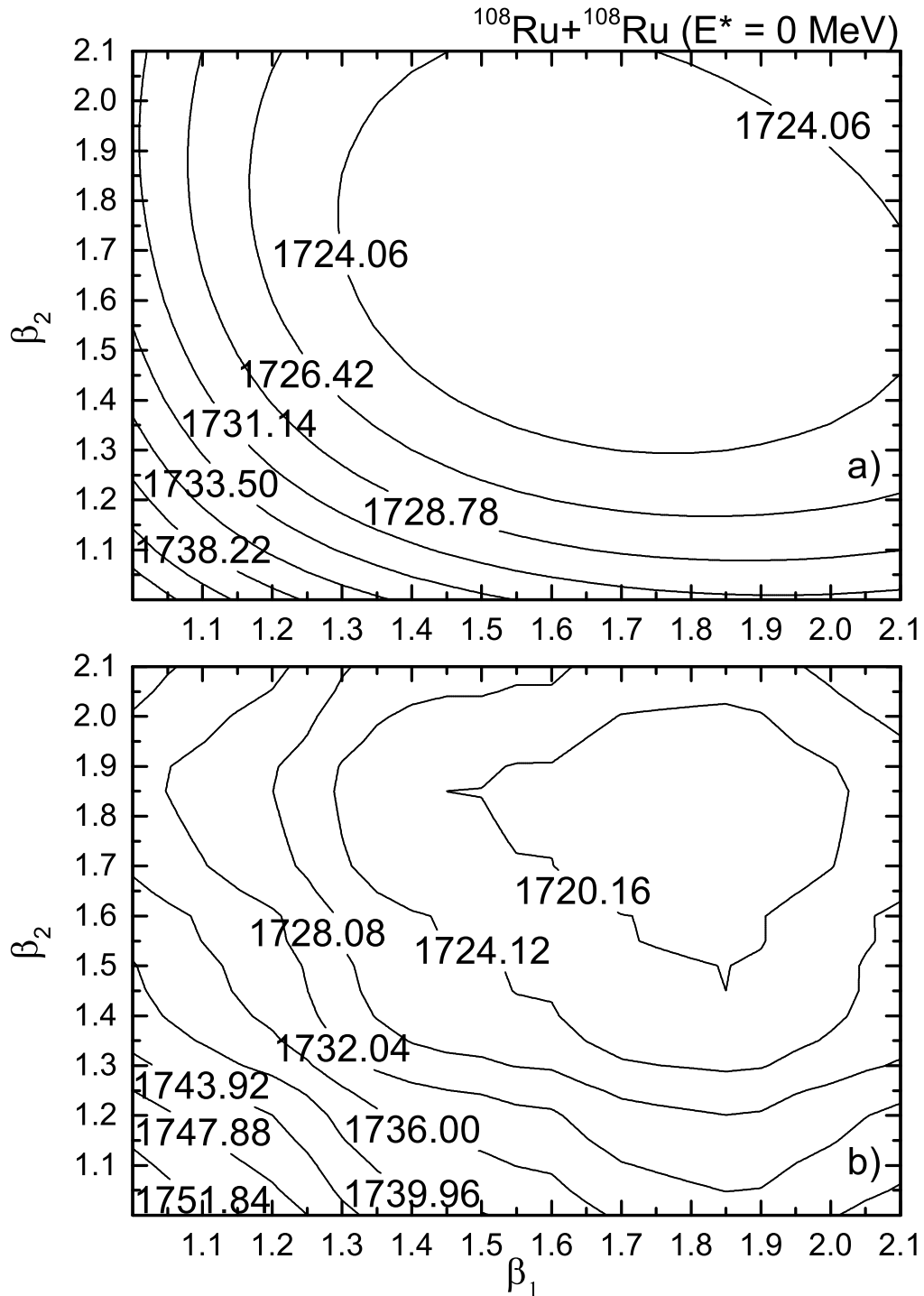


Figura 2.3: Suprafețe de energie potențială a sistemului simetric $^{108}\text{Ru} + ^{108}\text{Ru}$ prezentate în două cazuri: (a) fără a lua în calcul corecțiile de păruți și (b) cazul în care corecțiile de păruți sunt considerate.

reacție . În cazul fisiunii spontane $E_0^* = 0$; în cazul fisiunii induse electromagnetic energia de excitare a CN este egală cu energia cuantei gamma ($E_{CN}^* = E_\gamma$), iar în cazul fisiunii induse cu neutroni, valorile sunt de obicei

$$E_0^* \sim 6 - 8 \text{ MeV.}$$

Datorită legăturii intime între energia de excitare și energia totală a sistemului, E^* variază cu deformarea. Energia de excitare are o valoare maximă în punctul de minim al SEP.

Valorile tipice pentru energia de excitare a sistemului sunt $E^* = 10 - 15$ MeV în cazul fisiunii spontane și $E^* = 15 - 25$ MeV în cazul fisiunii induse cu neutroni. Pentru aceste energii, structura în pături a fragmentelor este perturbată, iar corecțiile de pături trebuie amortizate [18] :

$$\delta U_i^{shell}(A_i, Z_i, \beta_i, E_i^*) = \delta U_i^{shell}(A_i, Z_i, \beta_i, E_i^* = 0) \exp[-E_i^*/E_D], \quad (2.20)$$

cu $E_D = 18.5$ MeV. În ecuația de mai sus, E_i^* este energia de excitare a fragmentului i [19, 20, 21, 22]:

$$E_i^* = E^* \frac{A_i}{A_{CN}}. \quad (2.21)$$

Pe baza unor metode Hartree-Fock [23], s-a ajuns la concluzia că atât termenii MPL cât și raza nucleonică au o dependență proprie față de energia de excitare. În lucrarea de față se folosesc relațiile:

$$U_i^{sym}(A_i, Z_i, E^*) = U_i^{sym}(A_i, Z_i, T = 0)(1 + 6 \times 10^{-4} E_i^*/A_i),$$

$$U_i^{Coul}(A_i, Z_i, \beta_i, E^*) = U_i^C(A_i, Z_i, \beta_i, T = 0)(1 - 0.12 E_i^*/A_i),$$

$$U_i^{Surf}(A_i, Z_i, \beta_i, E^*) = U_i^{Surf}(A_i, Z_i, \beta_i, T = 0)(1 + 0.102 E_i^*/A_i). \quad (2.22)$$

$$r_0(E_i^*) = r_0(E_i^* = 0) \left(1 + 5.04 \times 10^{-3} E_i^*/A_i\right). \quad (2.23)$$

Ecuația (2.23) descrie dilatarea materiei nucleare, ceea ce explică atât creșterea energiei de suprafață MPL, prin creșterea ariei nucleului, cât și scăderea energiei Coulomb prin creșterea volumului.

Amortizarea parametrului de rigiditate odată cu creșterea energiei de excitare este introdusă ca:

$$k_i(E_i^*) = k_i * \exp[-E_i^*/E_k], \quad (2.24)$$

cu $E_k = 3.7$ MeV.

Temperatura sistemului fisionabil este legată de energia de excitare prin relația:

$$T = \sqrt{E^*/a}, \quad (2.25)$$

unde a este parametrul densității de nivele din modelul gazului Fermi. În lucrarea de față acesta ia valoarea $a = A/12 \text{ MeV}^{-1}$, valoare folosită cu succes în descrierea proceselor de fuziune [40, 41, 42, 43, 44].

2.4 Modelul statistic

Într-un studiu amplu [24], s-a stabilit faptul că probabilitatea relativă de formare a unui sistem DNS cu un număr de masă, sarcină și deformări date este poate fi calculată ca:

$$W(A_i, Z_i, \beta_i, E^*) = N_0 \exp \left[-\frac{U(\{A_i, Z_i, \beta_i\}, R_m)}{T} \right], \quad (2.26)$$

unde N_0 este un factor de normalizare. La aceeași concluzie s-a ajuns folosind un model de transport. De exemplu, Kalandarov et.al. [25, 26, 27] a calculat probabilitatea de a găsi sistemul la un moment t într-o stare în care unul dintre fragmente are numărul de masă A și numărul de sarcină Z pornind de la ecuația:

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} P_{Z,A}(t) &= \Delta_{Z+1,A+1}^{(-,0)} P_{Z+1,A+1}(t) + \Delta_{Z-1,A-1}^{(+,0)} P_{Z-1,A-1}(t) \\ &+ \Delta_{Z,A+1}^{(0,-)} P_{Z,A+1}(t) + \Delta_{Z,A-1}^{(0,+)} P_{Z,A-1}(t) \\ &- \left[\Delta_{Z,A}^{(0,-)} + \Delta_{Z,A}^{(0,+)} + \Delta_{Z,A}^{(-,0)} + \Delta_{Z,A}^{(+,0)} \right] P_{Z,A}(t), \end{aligned} \quad (2.27)$$

având condiția inițială $P_{Z,A}(t=0) = \delta_{Z,Z_{C.N.}} \delta_{A,A_{C.N.}}$. Coeficienții de transport sunt independenți de timp, garantând astfel existența unei soluții staționare, soluție ce coincide cu ecuația (2.26).

După cum am menționat anterior, în punctul de sciziune, sistemul este "prins" în minimul potențialului de interacțiune suficient de mult timp, astfel încât să se stabilească echilibrul statistic. Probabilitatea ca sistemul să escaladeze bariera de cvasifuziune $B_{q.f.}$ este dată de teoria stărilor de tranziție în limita temperaturilor înalte [28]:

$$P_{Z_i, A_i, \beta_i, R}^{decay} \sim \exp \left[-\frac{B_{q.f.}(\{A_i, Z_i, \beta_i\}, R)}{T} \right]. \quad (2.28)$$

Din acest punct de vedere, procesul de fisiune poate fi văzut ca un proces în două etape: într-o primă etapă are loc formarea unui sistem di-nuclear și evoluția sa în coordonatele de masă și sarcină, guvernată de energia potențială U . Acest sistem se deplasează în coordonata R , și se stabilește în minimul potențialului de interacție unde are loc relaxarea în celelalte coordonate (deformări, rotații, etc.). O a doua etapă o reprezintă escaladarea peste bariera de cvasifisiune, adică sciziunea propriu-zisă.

Probabilitatea totală de emisie poate fi scrisă ca produsul între probabilitate de formare și de dezintegrare a sistemului:

$$w(A_i, Z_i, \beta_i, E^*) = N_0 \exp \left[-\frac{U(A_i, Z_i, \beta_i, R_m) + B_{qf}(A_i, Z_i, \beta_i)}{T} \right]. \quad (2.29)$$

Pentru a obține distribuția de masă-sarcină a fragmentelor de fisiune, trebuie integrată (2.29) peste deformările posibile.

$$Y(A_i, Z_i, E^*) = N_0 \int d\beta_L d\beta_H w(A_i, Z_i, \beta_i, E^*). \quad (2.30)$$

Distribuția de masă (sau sarcină) se obține însumând relația precedentă peste numerele de sarcină (sau masă):

$$Y(A_i) = N_0 \sum_{Z_i} \int \int w(A_i, Z_i, \beta_1, \beta_2, E^*) d\beta_1 d\beta_2, \quad (2.31)$$

$$Y(Z_i) = N_0 \sum_{A_i} \int \int w(A_i, Z_i, \beta_1, \beta_2, E^*) d\beta_1 d\beta_2, \quad (2.32)$$

Modelul statistic în această forma prezice un maxim în distribuția de sarcină (masă) în cazul fisiunii actinidelor, în contradicție cu datele experimentale. Pentru a depăși acest inconvenient, autorul propune o restricție a deformărilor maxime admise în suprafețele de energie potențială, datorită scăderii rapide a barierei de cvasifisiune odată cu creșterea deformării. În mod practic, peste o anumită deformare, bariera de cvasifisiune este suficient de mică încât nu mai poate preveni dezintegrarea sistemului. Astfel, în calculele prezentate aici, sunt luate în considerare doar acele configurații pentru care bariera de cvasifisiune este mai mare de 0.7 – 1 MeV [19]-[22].

Datorită energiei de excitare prezente în sistem, fragmentele de fisiune pot evapora câțiva neutroni prompti. Aceștia nu modifică numărul de sarcină, dar modifică numărul de masă a fragmentelor; astfel, pentru a putea face o comparație corectă cu datele experimentale, distribuția de

masă calculată trebuie corectată pentru emisia neutronică. Pentru a calcula multiplicitatea neutronilor se folosește relația:

$$\langle n_i \rangle = \frac{E_i'^*}{B_{ni} + 2T_i}. \quad (2.33)$$

Termenul B_{ni} reprezintă energia de separare a neutronilor, iar termenul $2T_i$ reprezintă energia cinetică preluată de neutron. Datorită faptului că fragmentele sunt puternic deformate în momentul sciziunii, relaxarea spre deformarea specifică stării fundamentale crește valoarea energiei de excitație internă cu o valoare egală cu cea a energiei de deformare:

$$E_i'^* = E^* \frac{A_i}{A_1 + A_2} + E_i^{def}, \quad (2.34)$$

unde $E_i^{def} = (U_i^{LD}(\beta_i) + \delta U_i(\beta_i)) - (U_i^{LD}(\beta_i^{g.s.}) + \delta U_i(\beta_i^{g.s.}))$.

O altă caracteristică importantă a procesului de fisiune este valoarea energiilor cinetice totale a fragmentelor $TKE = V^C + V^N$. În cadrul modelului statistic, aceasta poate fi calculată ca funcție de numărul de masă:

$$\begin{aligned} \langle TKE \rangle (A_i) &= \\ &= \frac{\sum_{Z_i} TKE(A_i, Z_i, \beta_1^{min}, \beta_2^{min}) w(A_i, Z_i, \beta_1^{min}, \beta_2^{min}, E^*)}{\sum_{Z_i} w(A_i, Z_i, \beta_1^{min}, \beta_2^{min}, E^*)}. \end{aligned} \quad (2.35)$$

sau ca numărul de sarcină:

$$\begin{aligned} \langle TKE \rangle (Z_i) &= \\ &= \frac{\sum_{A_i} TKE(A_i, Z_i, \beta_1^{min}, \beta_2^{min}) w(A_i, Z_i, \beta_1^{min}, \beta_2^{min}, E^*)}{\sum_{A_i} w(A_i, Z_i, \beta_1^{min}, \beta_2^{min}, E^*)}. \end{aligned} \quad (2.36)$$

Valoarea medie a TKE poate fi găsită mediind peste toate configurațiile posibile:

$$\overline{TKE} = \sum_{Z_i, A_i} TKE(A_i, Z_i) Y(A_i, Z_i, E^*). \quad (2.37)$$

Rezultate: distribuția de masă, sarcină, distribuția izotopică și a energiilor cinetice totale

3.1 Distribuția de masă și sarcină la energii de excitare fixe

În figurile (3.1) – (3.4) sunt prezentate distribuțiile de sarcina teoretice [19] (linii) comparate cu datele experimentale [30] (discuri) în cazul fisiunii induse electromagnetice ($E_\gamma = 11$ MeV). Calculele sunt făcute pentru nuclee și perechi de nuclee par-pare. Deși în unele cazuri efectele par-impare își fac simțită prezența, ele nu schimbă în mod esențial forma distribuției. Totodată, pentru majoritatea reacțiilor studiate în această lucrare, numărul neutronilor emiși pre-sciziune este ~ 0 , așadar efectul lor este neglijat.

După cum se poate vedea, modelul este potrivit descrierii atât distribuției simetrice, cât și a celei asimetrice, iar concordanța cu datele experimentale este excelentă. Pentru fisiunea indusă a nucleelor Rn, Ra și $^{218-222}\text{Th}$ distribuția este simetrică, cu un singur maxim proeminent situat în jurul fragmentării $Z_{C.N.}/2$. În cazul fisiunii toriului cu $A = 224$, distribuția prezintă formarea unor maxime asimetrice, iar pentru $A = 226$ contribuțiile nucleelor Kr-Sr, și a fragmentelor complementare lor, sunt egale cu cele a Pd-Ru. Cu creșterea numărului de masă, modul asimetric de fisiune devine dominant. Este de observat însă ca maximul central nu dispare imediat; el încă există, dar contribuția sa este de 2-3 ori mai mică decât a celor asimetrice. În cazul uraniului (Figura 3.4) nu există semne clare a unui maxim central, dar sunt de remarcat efectele par-impare a ^{230}U . Pentru izotopii uraniului cu numărul de masă $A \geq 232$ contribuțiile fragmentarilor simetrice tind către zero, iar natura asimetrică a distribuției este evidentă.

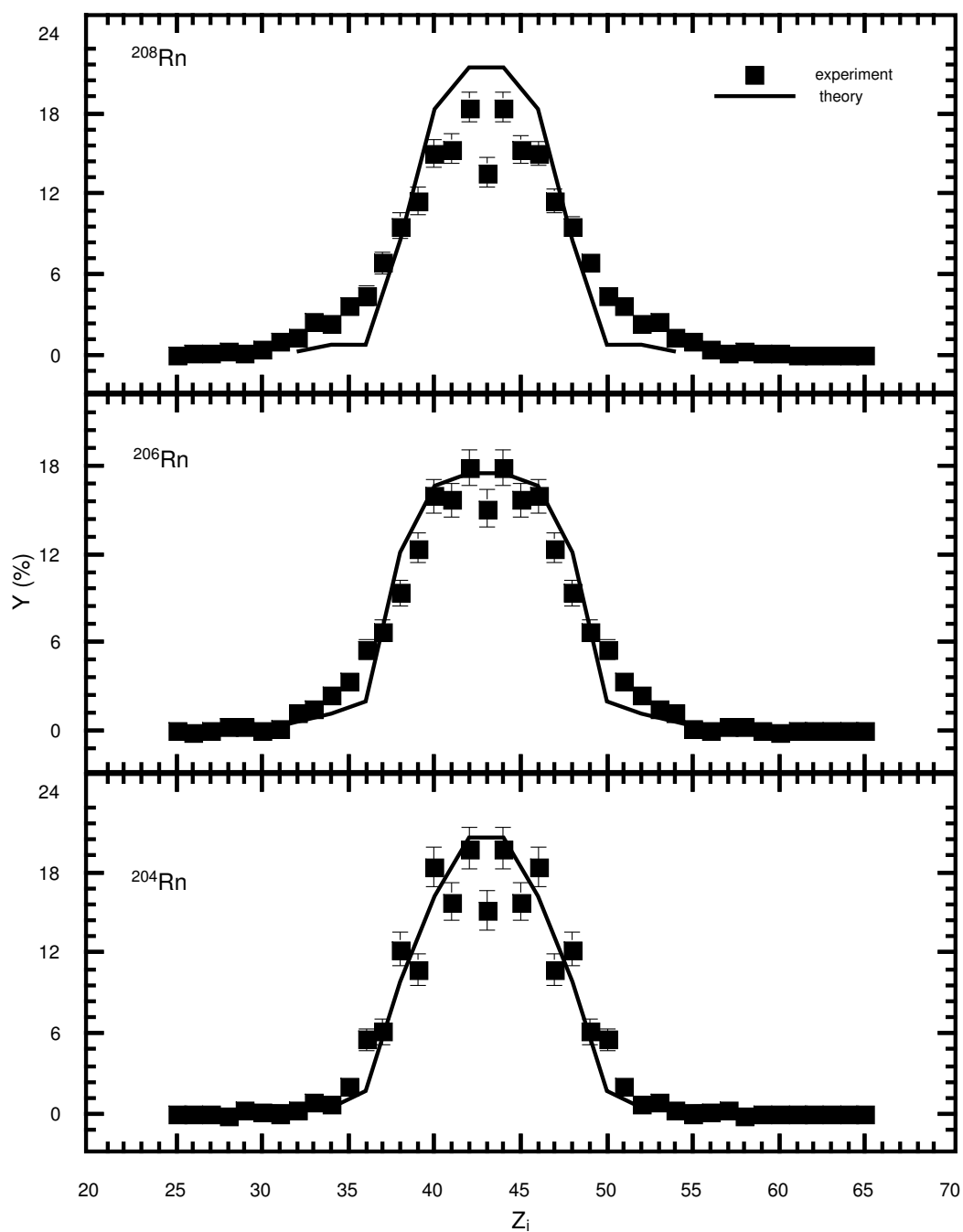


Figura 3.1: Distribuțiile se sarcină teoretice (linii) a fragmentelor în cazul fisiunii induse electromagnetic ($E_\gamma = 11$ MeV) radonului comparate cu datele experimentale [30] (simboluri). Liniile conectează valorile fragmentelor par-pare.

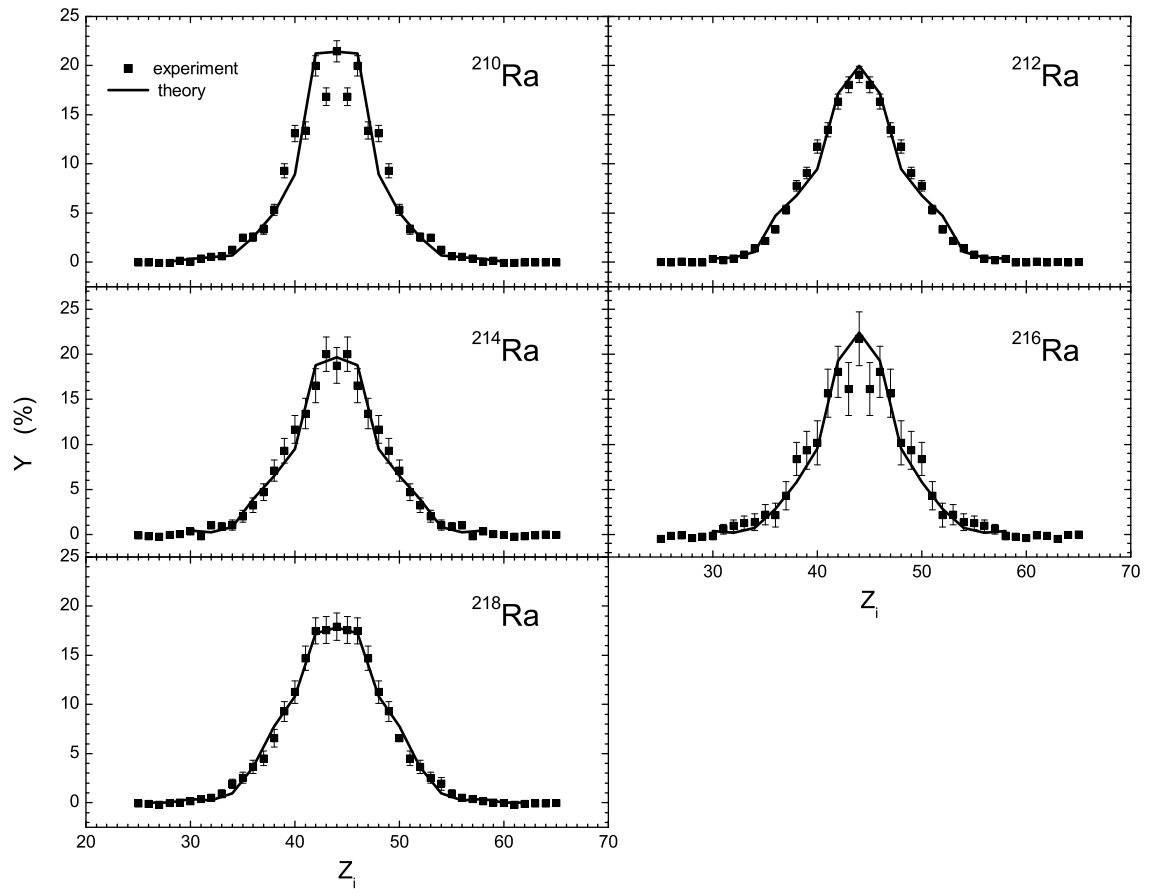


Figura 3.2: Identic Figurii 3.1, dar pentru izotopii radiului.

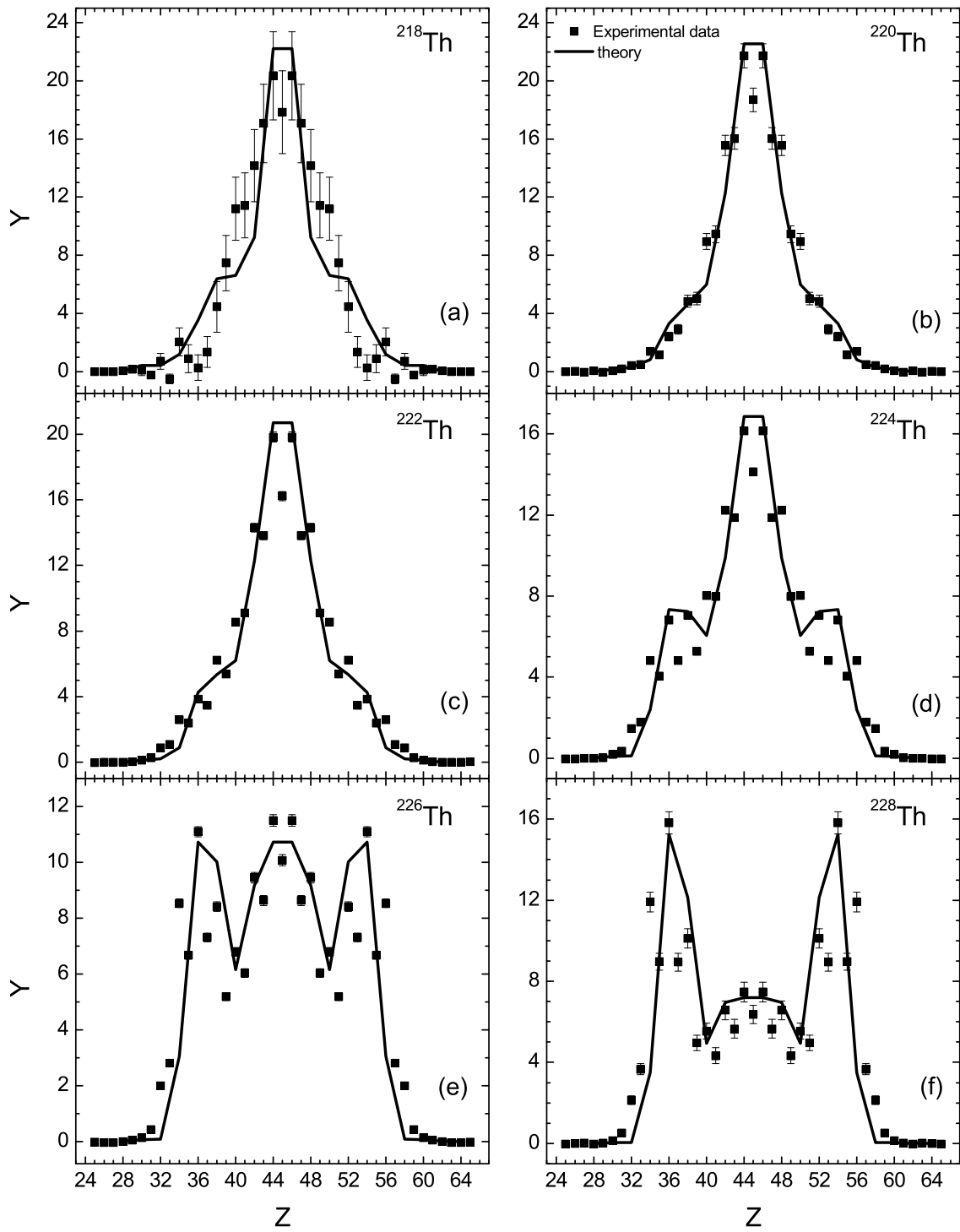


Figura 3.3: Identic Figurii 3.1, dar pentru izotopii toriului.

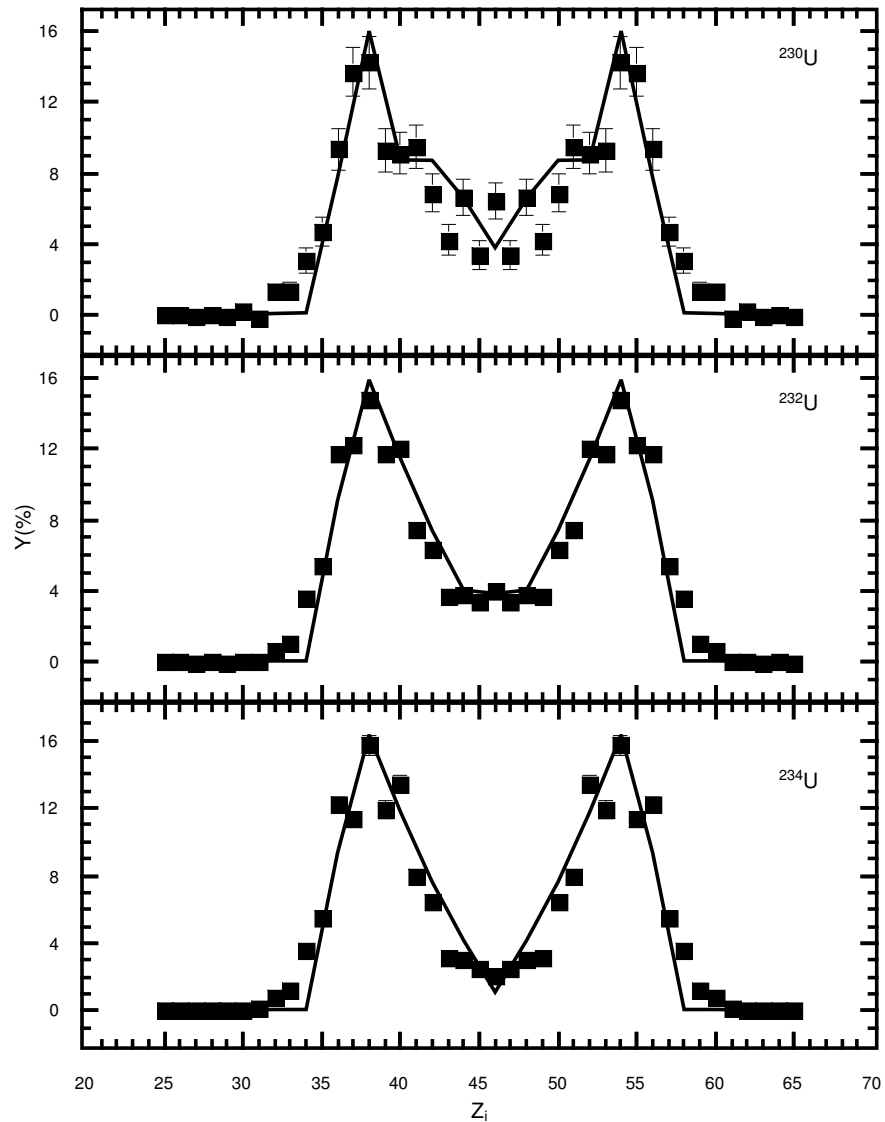


Figura 3.4: Identic Figurii 3.1, dar pentru izotopii uraniului.

3.2 Evoluția distribuțiilor de masă și de sarcină cu energia de excitare

În lucrarea [32], competiția între modul de fisiune simetric și cel asimetric este legată de efectele de pături în nucleul fisionabil deformat. Odată cu creșterea energiei de excitare, corecțiile efectelor de pături sunt amortizate, iar sistemul fisionabil rămâne cu un mod fisionabil simetric. Totuși noile date experimentale în fisiunea ^{180}Hg [33, 34] arată ca distribuția asimetrică de masă nu poate fi explicată pe seama efectelor microscopice, care, în

acest caz, sunt slabe.

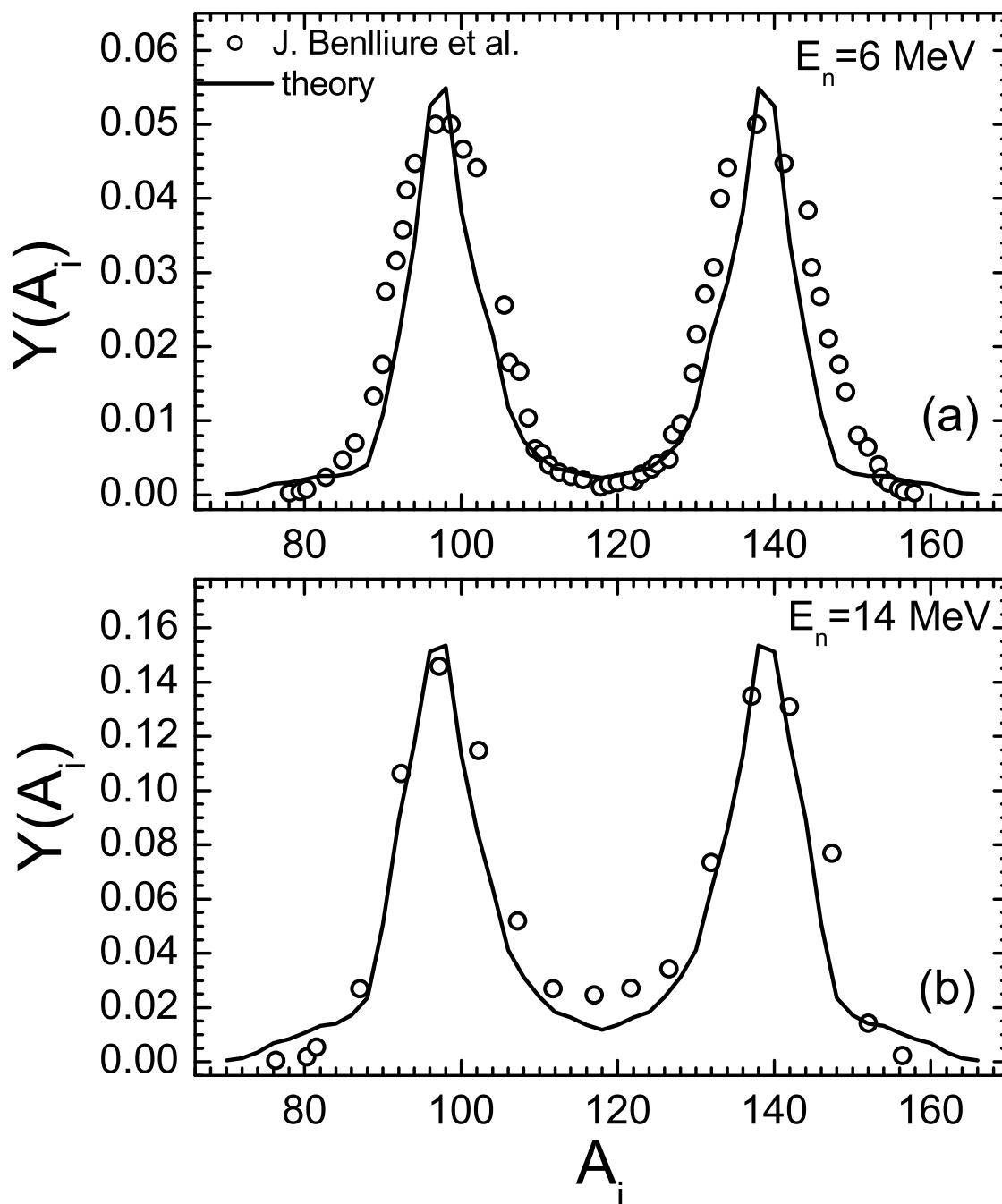


Figura 3.5: Distribuția de masă teoretică (linii) în cazul fisiunii induse cu neutroni de (a) 6 MeV, respectiv (b) 14 MeV a nucleului ^{235}U . Datele experimentale (simboluri) sunt preluate din [36].

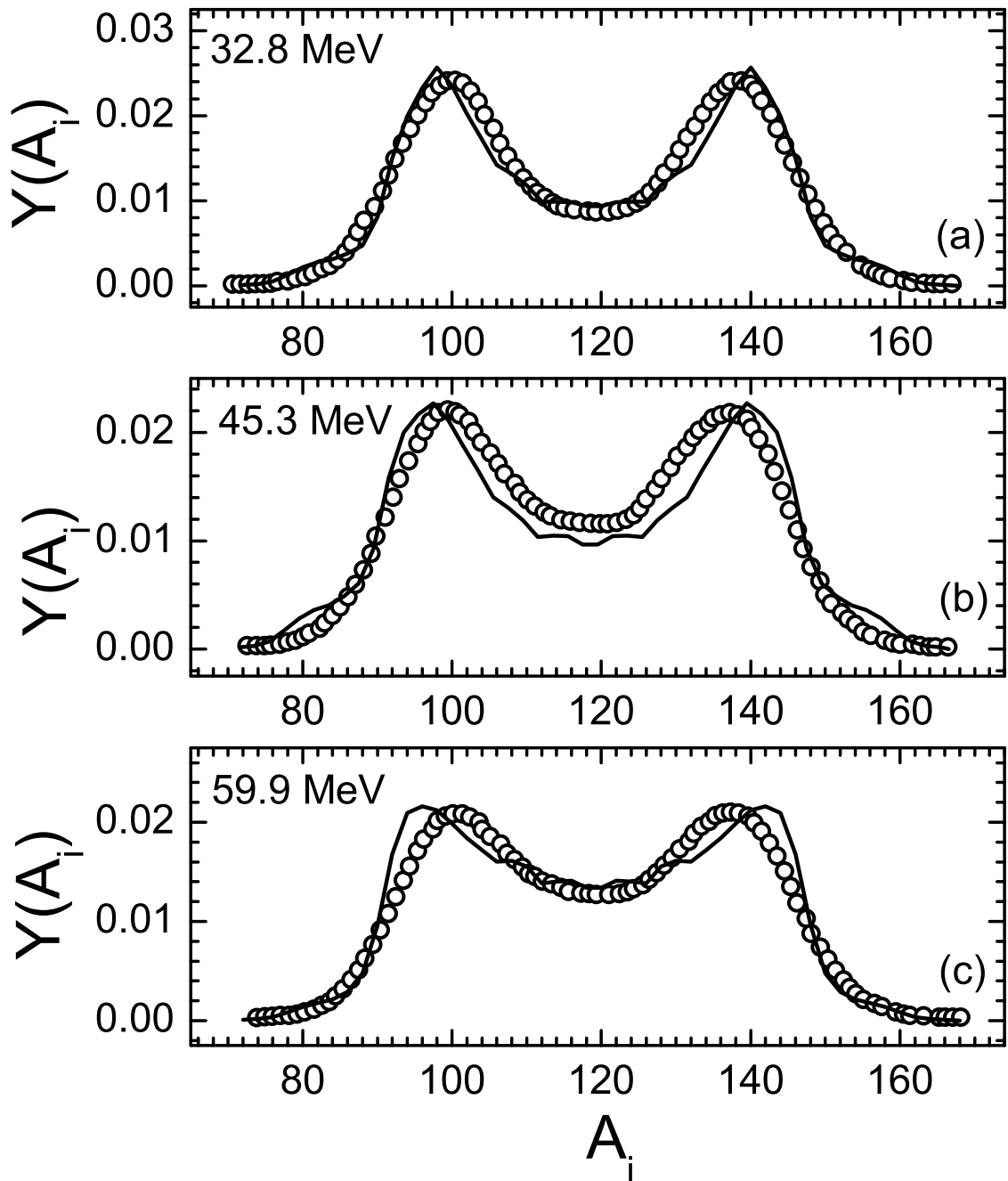


Figura 3.6: Distribuția de masă teoretică (linii) comparată cu datele experimentale (simboluri) [35] în cazul reacției $^{238}\text{U}(n,f)$ la energiile neutronului incident 32.8 (a), 45.3 (b), și 59.9 (c) MeV.

Distribuțiile de masă în cazul fisiunii induse cu neutroni a nucleelor ^{232}Th și ^{238}U la energii mari ($E_n > 30$ MeV) au fost recent măsurate. Rezultatele experimentale [35] au demonstrat ca probabilitatea fragmentării în două nuclee de mase egale crește odată cu creșterea energiei incidente a neutronilor, dar distribuția își conservă forma asimetrică.

În Figura 3.5 distribuția teoretică de masă în cazul fisiunii induse cu neutroni de 6 și 14 MeV a ^{235}U este comparată cu datele experimentale [20], iar în Figura 3.6 sunt prezentate rezultatele calculate și cele experimentale în cazul fisiunii induse a ^{238}U la energii de bombardare de 32.8, 45.3 și 59.9 MeV.

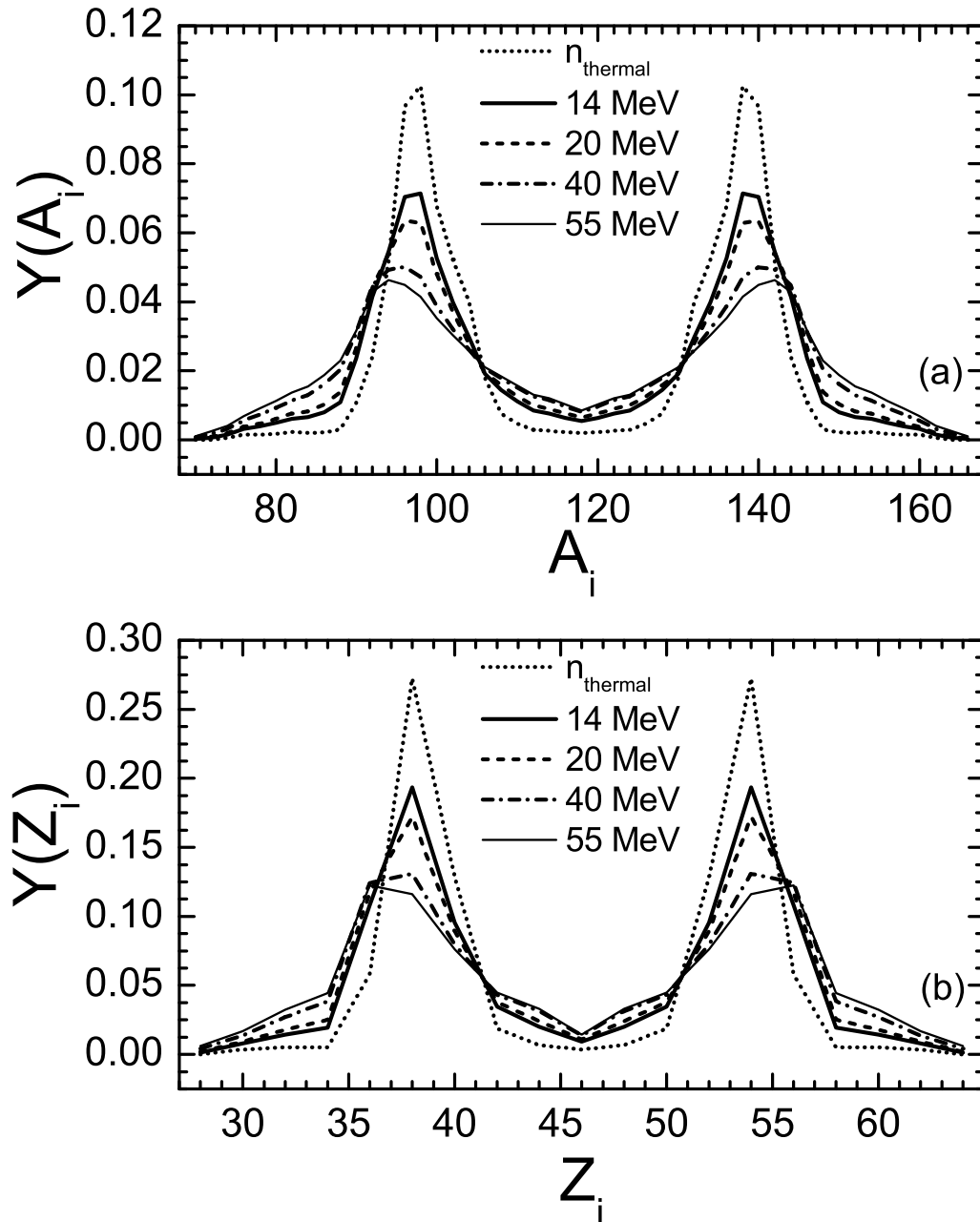


Figura 3.7: Distribuția de masă (a) și distribuția de sarcină (b) calculată în reacția $^{235}\text{U}(n,f)$ la diferite energii ale neutronului incident.

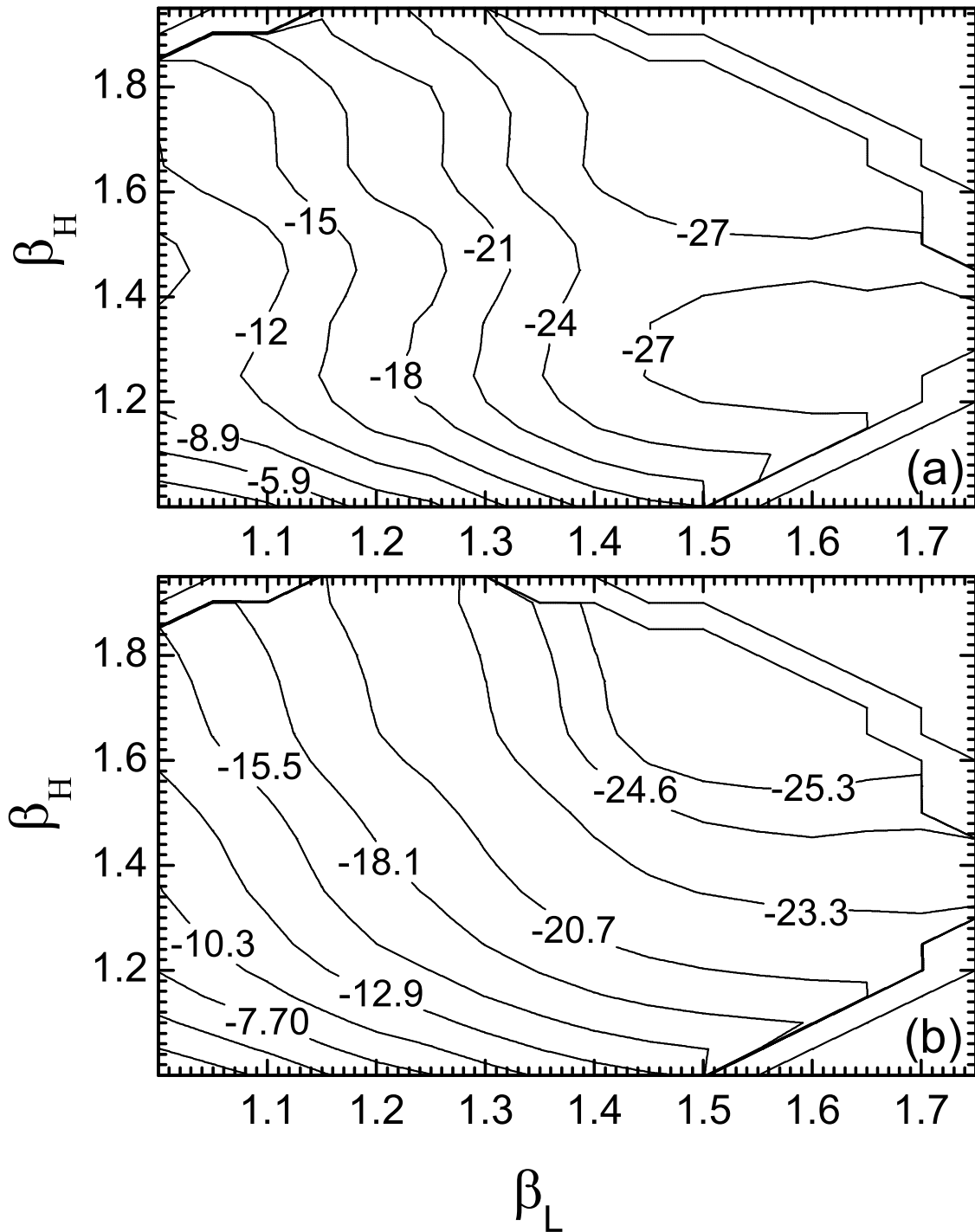


Figura 3.8: Suprafețele de energie potențială calculate pentru sistemul $(A_L, Z_L) = (96, 36)$ și $(A_H, Z_H) = (140, 56)$ în cazul reacției $^{235}\text{U}(n,f)$, pentru energiile $E_n = 0$ MeV (a) și $E_n = 55$ MeV (b) a neutronului incident. Valorile sunt normalizate la energia nucleului compus sferic.

Pentru a studia influența energiei de bombardare asupra distribuțiilor izotopice, de masă și de sarcină am considerat reacția $^{235}\text{U}(n,f)$ cu $E_n =$

14, 20, 40 și 55 MeV (Figura 3.7). Conservarea formei asimetrice este prezisă.

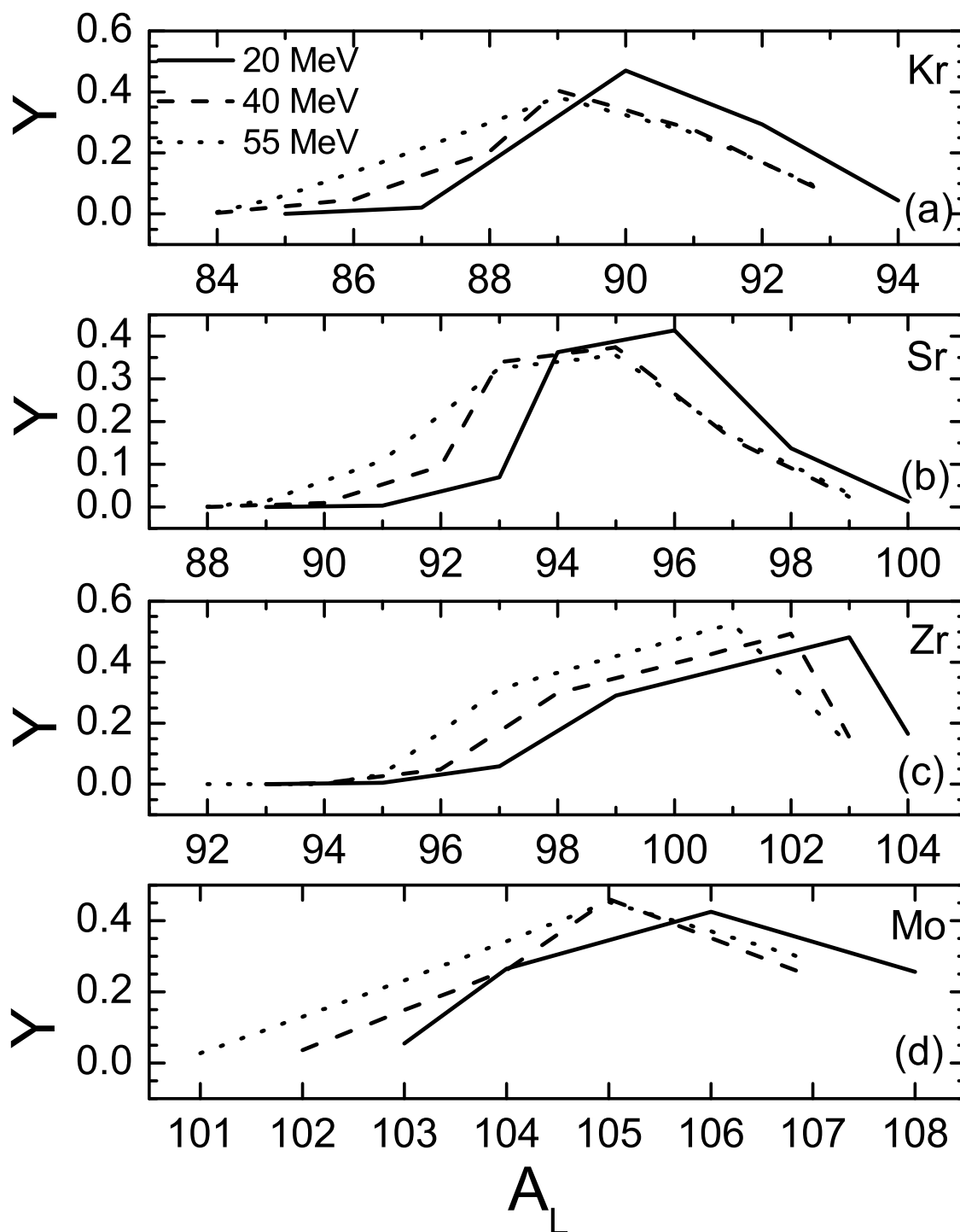


Figura 3.9: Distribuțiile izotopice teoretice ale Kr (a), Sr (b), Zr (c), și Mo (d) în reacția $^{235}\text{U}(n,f)$ la diferite energii ale neutronului incident.

Rezultatele indică faptul că forma suprafețelor de energie potențială guvernează emisia fragmentelor de fisiune. Energia de excitație reduce efectele

de pături și rigiditatea suprafeței nucleare, ceea ce duce la lărgirea minimelor din spațiul deformărilor (Figura 3.8).

În Figura 3.9 distribuția izotopică a fragmentelor $Z = 36, 38, 40, 42$ este prezisă la diferite energii de bombardare. Singurele schimbări notabile sunt deplasările maximelor către numere de masa mai mici. Acest lucru este ușor de explicat pe seama faptului că la energii de excitare mai mari, numărul neutronilor primari emiși este mai mare.

3.2.1 Distribuția asimetrică de sarcină a nucleelor de toriu la energii de excitare ridicate

În Figura 3.10 sunt prezise distribuțiile de sarcină în cazul fisiunii nucleelor $^{222,224,226,228}\text{Th}$ la energii de excitare inițiale de 35, respectiv 60 MeV. Se poate observa că la energii înalte, în cazul izotopilor $^{222,224}\text{Th}$ (Figura 3.10 -a și -b), maximul central se micșorează, iar doua maxime asimetrice apar, suprimând modul simetric de fisiune. În cazul distribuțiilor fisiunii $^{226,228}\text{Th}$ caracterul asimetric este accentuat.

Energia potențială medie

$$\langle U(Z_i) \rangle = \frac{\sum_{A_i} \int d\beta_L d\beta_H U(A_i, Z_i, \beta_i, R_m) w(A_i, Z_i, \beta_i, E^*)}{\sum_{A_i} \int d\beta_L d\beta_H w(A_i, Z_i, \beta_i, E^*)}, \quad (3.1)$$

prezentată în Figura 3.11, explică evoluția neașteptată a distribuțiilor, prezentând minime asimetrice. Aceste minime se datorează, amortizării efectelor de pături și a rigidității suprafețelor nucleare ce duce la lărgirea minimelor din planul deformărilor, respectiv la mărirea emisiilor asimetrice.

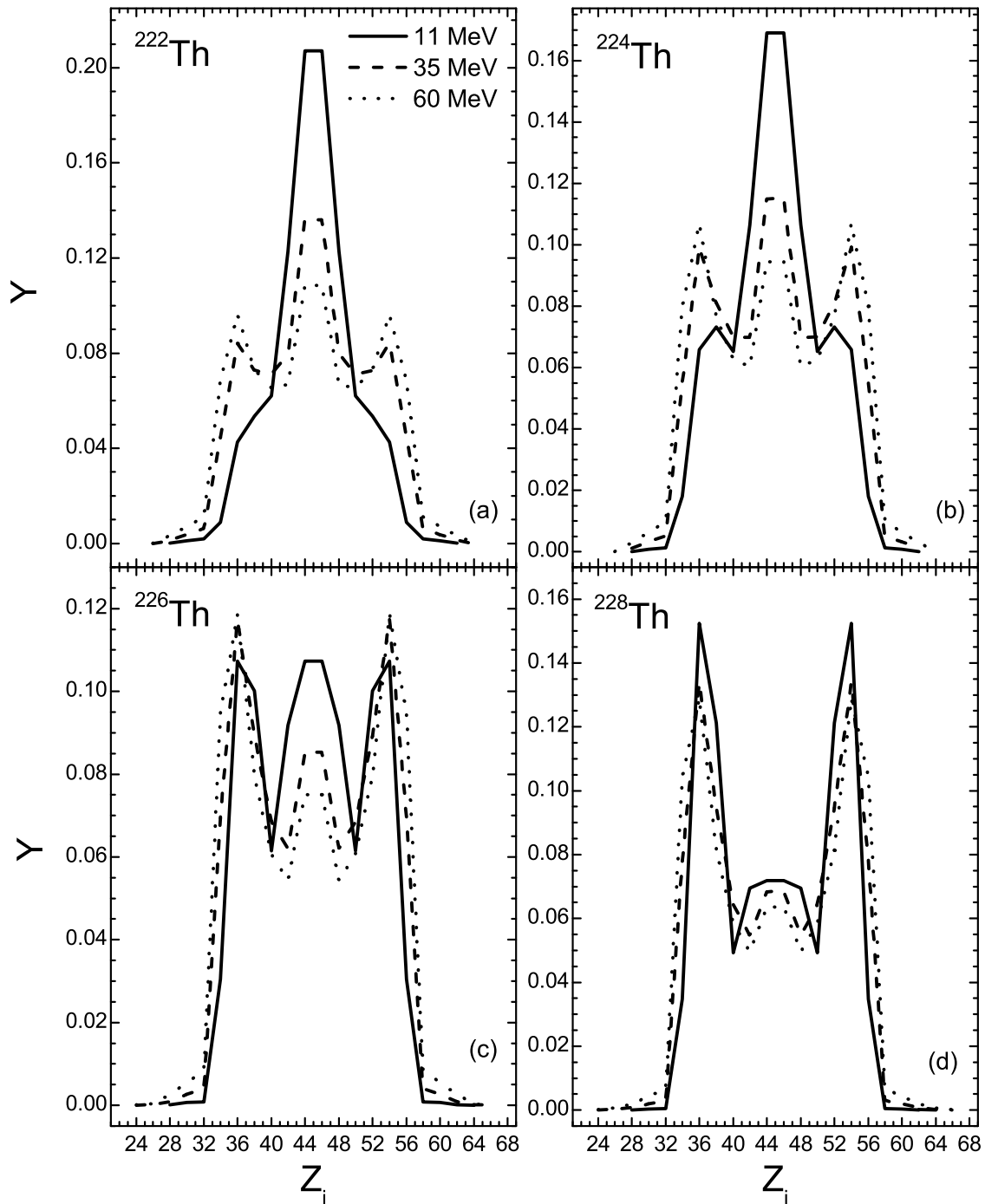


Figura 3.10: Distribuția de sarcină precisă în fisiunea nucleelor $^{222,224,226,228}\text{Th}$ la o energie de excitație inițială de 11, 35 și 60 MeV.

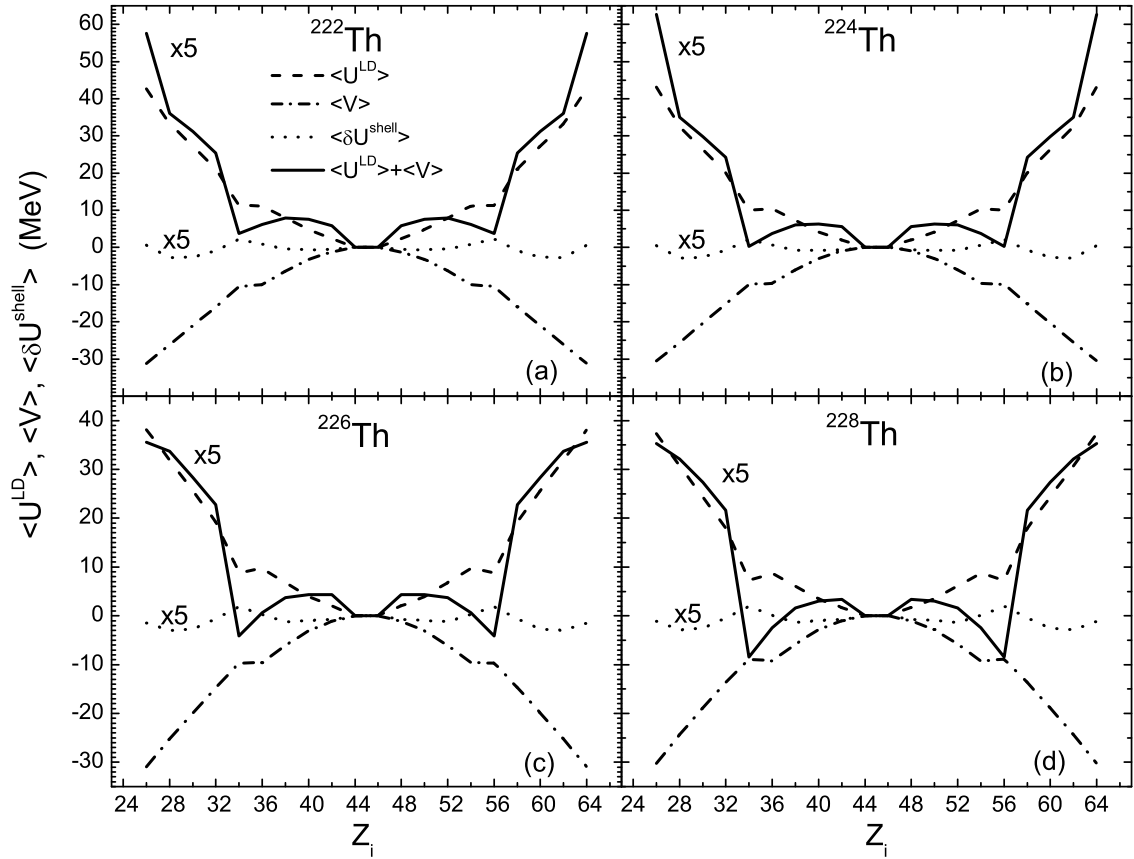


Figura 3.11: Energia totală a sistemului $\langle U(Z_i) \rangle$ (linia solidă) și componentele sale ca funcție de numărul de sarcină a unuia dintre fragmente. Potențialele sunt normalizate la valorarea $\langle U(Z_L = 44) \rangle = 0$ MeV. Energia de excitație a nucleului compus este de 60 MeV.

3.2.2 Fisiunea izotonilor $N \sim 136$

Se cunoaște din datele experimentale faptul că fisiunea indusă electromagnetic a ^{226}Pa arată o distribuție cu 3 maxime și că distribuția de sarcină a $^{224-228}\text{P}$ și $^{223-225}\text{Ac}$ [30] arată asemănător cu distribuțiile nucleelor de toriu. Așadar se pune întrebarea: "Au același și alți izotoni $N \sim 136$ comportament?". Modelul nostru prezice existența câtorva nuclee a căror fisiune este identică cu cea a toriului, printre care ^{224}Ra (Figura 3.12). Tranzitia de la fisiune simetrică la cea asimetrică este evidentă. Totodată, comportamentul acestor nuclee la energii de excitație ridicată este identic cu cel al toriului.

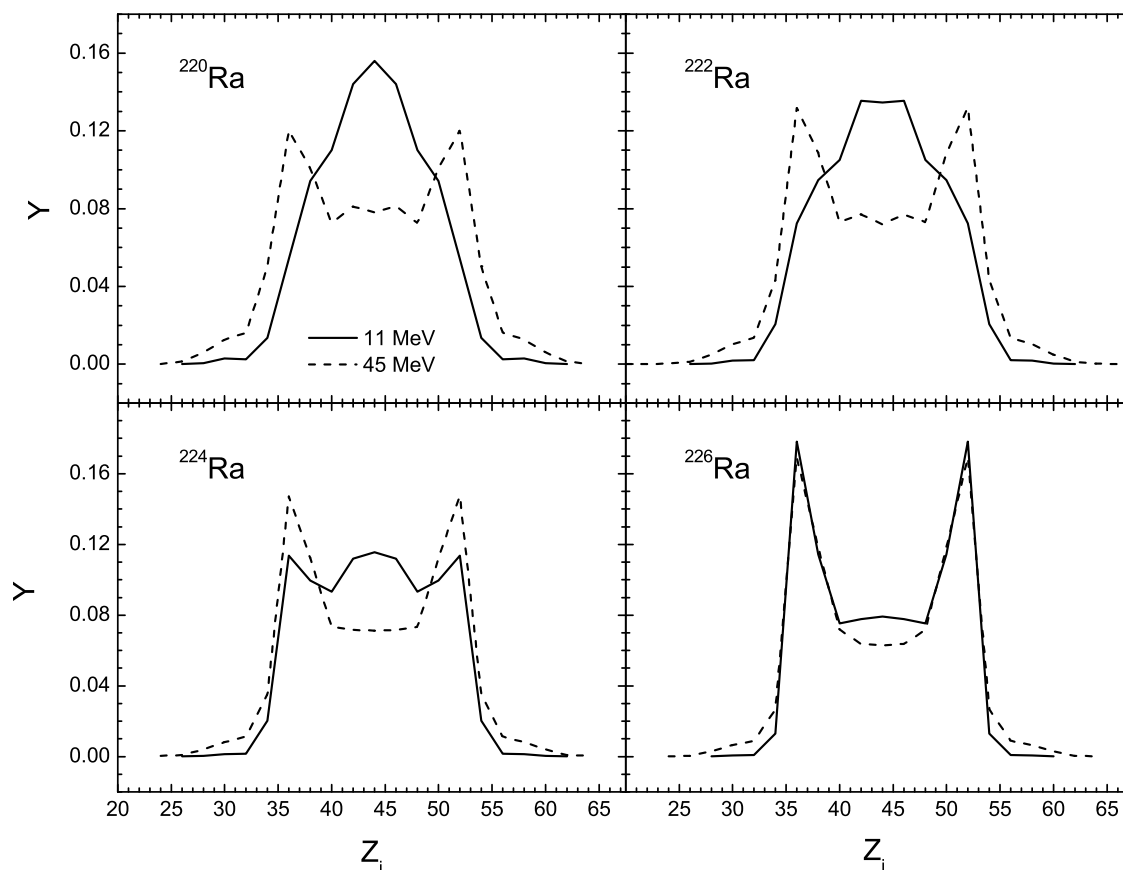


Figura 3.12: Distribuția de sarcină precisă în cazul fotofisiunii nucleelor $^{220,222,224,226}\text{Ra}$ la energiile de excitație a nucleului compus de 11 MeV (linia solidă) și 45 MeV (linia punctată).

3.3 Energia cinetică totală (TKE)

După sciziunea propriu-zisă energia de interacție se transformă în totalitate în energie cinetică a fragmentelor. Ea este un aspect important al fisiunii, deoarece reprezintă cea mai mare parte a energiei eliberate și în plus oferă informații despre deformările nucleare. În studiul prezentat aici ea este o metodă de verificare asupra corectitudinii calculului suprafețelor de energie.

În Figura 3.13 [20] este arătată dependența TKE față de numărul de masă a fragmentului greu în cazul fisiunii induse cu neutroni a nucleului ^{239}Pu . Este de menționat faptul că datele experimentale reprezintă măsurători ale fragmentelor după emisia de neutroni, iar calculele prezente sunt făcute pentru fragmentele primare, deci valorile teoretice sunt cu câțiva MeV peste valorile măsurate. Distribuția TKE pre-neutronică a fost calculată pe baza unei metode Monte-Carlo în [29]. S-a constatat că emisia neutronilor

coboară valorile TKE cu aproximativ 7 MeV.

În Figura 3.14 este prezentată variația energiei cinetice totale medii $\langle TKE \rangle$ cu energia de bombardare E_n . Datele experimentale sunt reproduse calitativ, deși există o supraestimare a valorilor de 6 MeV.

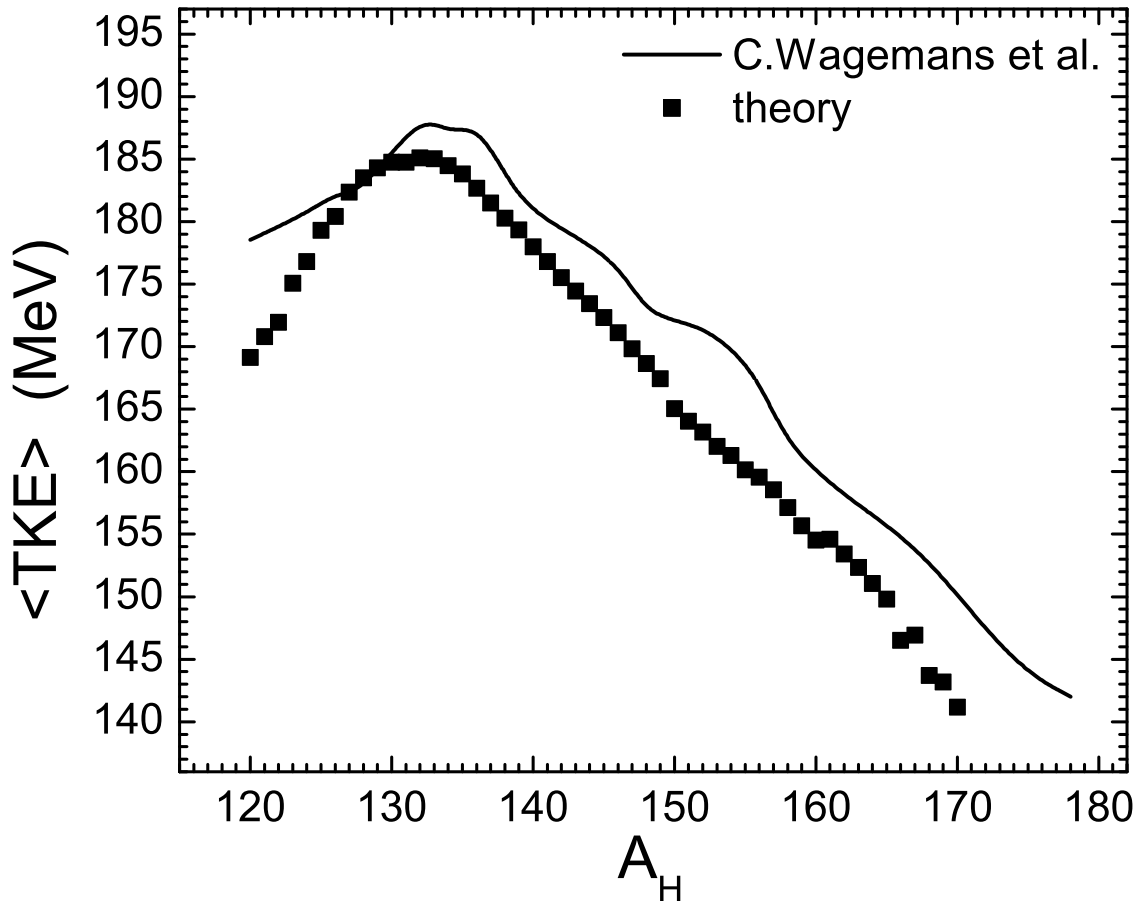


Figura 3.13: Distribuția energiilor cinetice totale calculată (linia solidă) ca funcție de numărul de masă a nucleului greu, comparată cu datele experimentale [31], în reacția $^{239}\text{Pu}(n_{th},f)$.

Explicația pentru scăderea $\langle TKE \rangle$ odată cu creșterea energiei constă, din nou, în amortizarea corecțiilor de pături și reducerea rigidității suprafeței nucleare odată cu creșterea energiei, ceea ce face ca minimele din SEP să migreze către configurații mai puternic deformate. Totuși modificările sunt oarecum modeste - 5-6 MeV pentru o plajă de energii ale neutronului de 50 MeV.

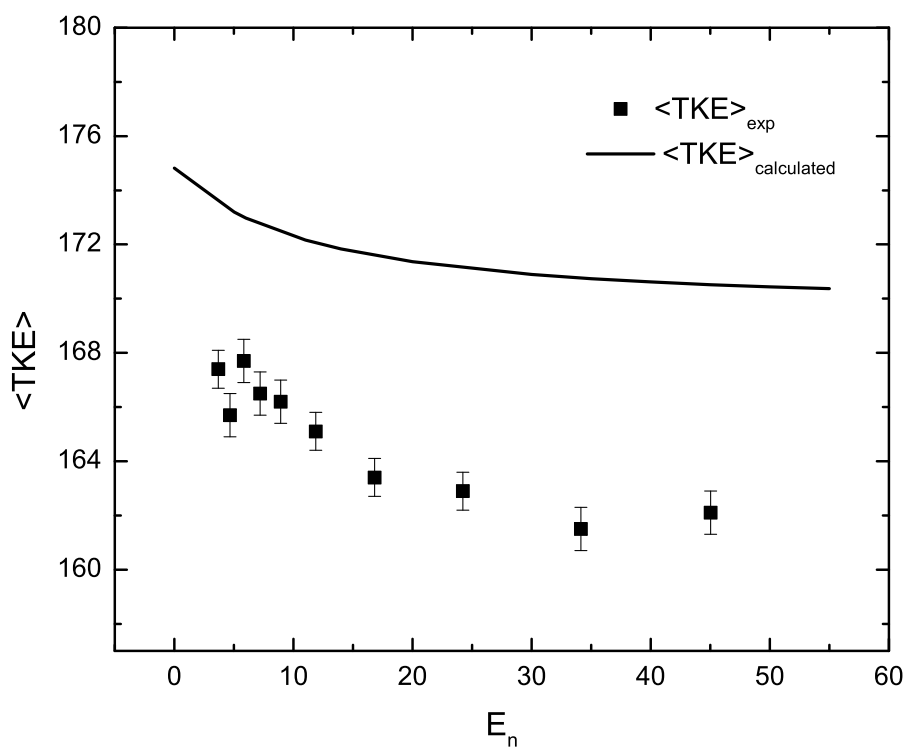


Figura 3.14: Energia cinetică totală medie calculată în reacția $^{235}\text{U}(n, f)$ la diferite energii ale neutronului incident. Datele experimentale sunt luate din lucrarea [37].

Reacții cu ioni grei

4.1 Introducere

În capitolele precedente atenția a fost acordată fisiunii spontane, și a celei induse electromagnetic sau cu neutroni. În ambele cazuri energia de rotație a fost zero. Totuși nu există un impediment pentru care energia de rotație nu poate fi simplu luată în considerare. În acest capitol se încearcă a se răspunde la o alta întrebare importantă: "Care este momentul cinetic al fragmentelor de fisiune?". Studiile asupra distribuțiilor de spin oferă informații prețioase asupra mecanismului de transfer al momentului cinetic orbital în moment cinetic intrinsec al fragmentelor, precum și despre mecanismul responsabil de excitare a gradelor colective de libertate.

În modelul clasic, cele două nuclee sunt considerate a fi două sfere rigide ce se rotesc în jurul unui centru comun [39, 38]. Cele două nuclee interacționează prin forțe nucleare, de distanță scurtă, și electrostatice, de distanță lungă; astfel asupra fiecărui fragment acționează un cuplu de forțe, ce generează rotația lor, cu prețul scăderii momentului unghiular orbital. Dacă condiția echilibrului statistic este atinsă, momentul cinetic al unuia dintre fragmente este:

$$\langle I_i \rangle = \frac{\mathfrak{I}_i}{\mathfrak{I}_1 + \mathfrak{I}_2 + \mu R_m^2} J, \quad (4.1)$$

unde I_i , \mathfrak{I}_i , $i = 1, 2$ sunt momentul unghiular și respectiv momentele de inerție a fragmentelor, μR_m^2 este momentul de inerție a sistemului, iar J este momentul cinetic al sistemului.

Din punct de vedere experimental, momentul cinetic mediu se deduce din multiplicitatea gamma $M_\gamma(Z, A)$, iar între cele două există relația:

$$\langle I_{Z,A}^T \rangle = 2[M_\gamma(Z, A) - a_\gamma], \quad (4.2)$$

unde a_γ ia valori între 1 și 6, și reprezintă numărul tranzițiilor statistice neatribuite nivelelor rotaționale.

4.2 Transferul momentului cinetic orbital către fragmentele de fisiune. Componenta orbitală

Potențialul centrifugal poate fi scris ca:

$$V_R(R, Z, A, \beta_1, \beta_2) = \frac{\hbar^2 J(J+1)}{2\mathfrak{I}(R, A, \beta_1, \beta_2)} + E_{bm}, \quad (4.3)$$

unde momentul de inerție al sistemului este $\mathfrak{I}_{DNS}(A, R, \beta_H, \beta_L) = \mathfrak{I}_H + \mathfrak{I}_L + \mu R^2$, iar momentele de inerție a fragmentelor [26]:

$$\begin{aligned} \mathfrak{I}_i &= \frac{1}{5} m_0 r_0^2 A^{\frac{5}{3}} (a_i^2 + b_i^2), \\ a_i &= \left(1 - \frac{\beta_i^2}{4\pi}\right) \left(1 + \sqrt{\frac{5}{4\pi}} \beta_i\right), \\ b_i &= \left(1 - \frac{\beta_i^2}{4\pi}\right) \left(1 - \sqrt{\frac{5}{16\pi}} \beta_i\right). \end{aligned} \quad (4.4)$$

Luând în considerare momentul cinetic, bariera de cvasifisiune devine:

$$B_R^{qf}(Z, A, J) = V(R_b, Z, A, \beta_1, \beta_2, J) - V(R_m, Z, A, \beta_1, \beta_2, J). \quad (4.5)$$

În prima etapă a coliziunii între nuclee, proiectilul va fi capturat de țintă doar dacă are suficientă energie pentru a escalada bariera Coulombiană. Energia cinetică și momentul unghiular al mișcării relative se transformă în energie de excitare și moment cinetic al sistemului. Secțiunea eficace parțială de captură caracterizează prima etapa a coliziunii:

$$\sigma_{cap}(E_{c.m.}, J) = \pi \lambda^2 (2J+1) P_{cap}(E_{c.m.}, J). \quad (4.6)$$

În ecuația precedentă, $\lambda^2 = \hbar^2 / 2\mu E_{c.m.}$ este lungimea de unda de Broglie redusă, iar probabilitatea de captură $P_{cap}(E_{c.m.}, J)$ este dată de formula Hill-Wheeler [25]. Secțiunea totală de captură este:

$$\sigma_{cap}(E_{c.m.}) = \sum_{J=0}^{J_{max}} \sigma_{cap}(E_{c.m.}, J). \quad (4.7)$$

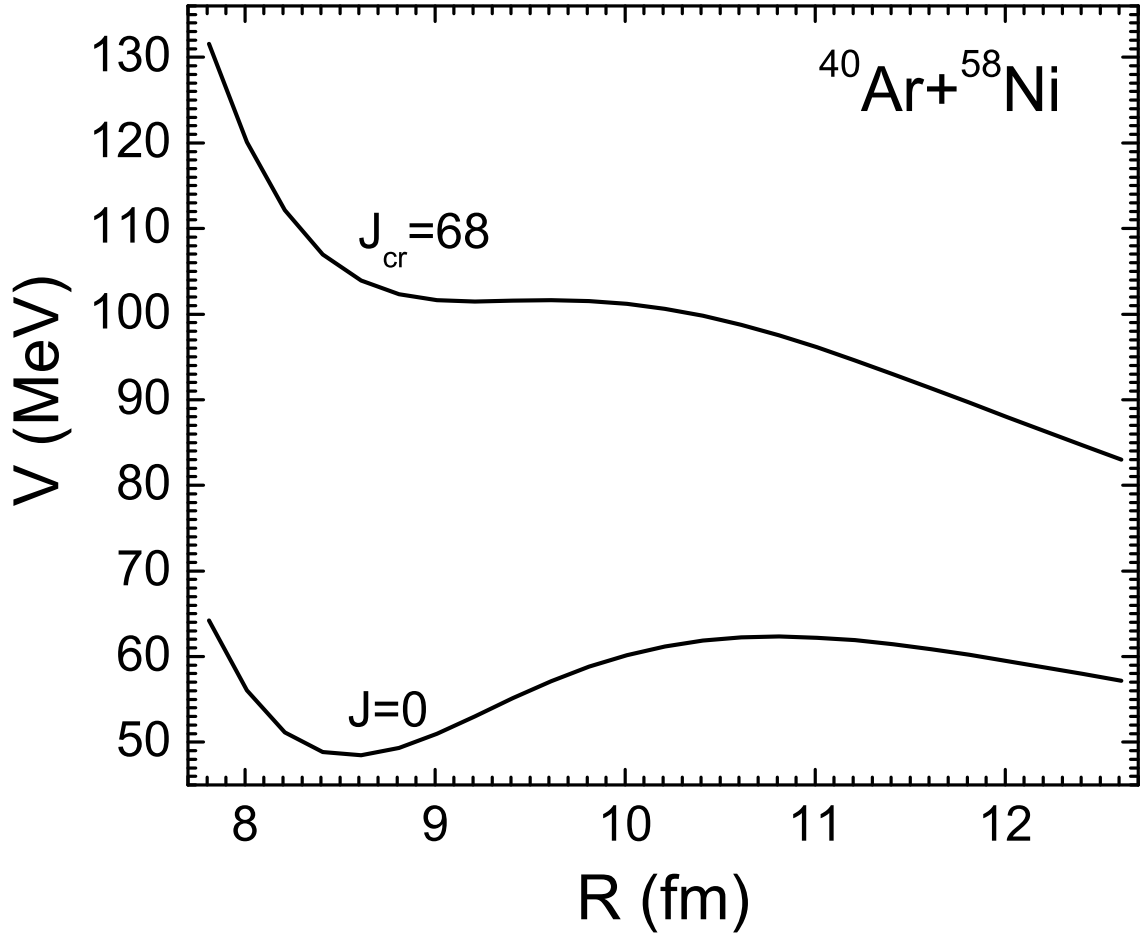


Figura 4.1: Potențialul de interacție a sistemului $^{40}\text{Ar} + ^{58}\text{Ni}$ la diferite valori ale momentului cinetic orbital ($J = 0$ și $J = J_{cr} = 68$).

Valoarea maximă a momentului unghiular J_{max} este limitată de valoarea momentului cinetic critic (momentul cinetic la care minimumul din potențialul de interacție a canalului de intrare dispăre, vezi Figura 4.1) sau de valoarea momentului cinetic cinematic $J_{kin} = \sqrt{2\mu[E_{c.m.} - V(R_b, Z_i, A_i, J = 0)]}R_b/\hbar$, în funcție de care este mai mic: $J_{max} = \min[J_{kin}, J_{cr}]$.

Evoluția sistemului este guvernată de energia sa totală, normalizată la energia nucleului compus aflat în rotație:

$$U = V(R, Z, A, J, \beta_1, \beta_2) + B_1 + B_2 - B_{CN} - E_{CN}^{rot}(J), \quad (4.8)$$

unde B_{CN} și $E_{CN}^{rot}(J) = \hbar^2 l(l+1)/2\mathfrak{I}_{CN}$ sunt energia de legătură, respectiv energia de rotație a nucleului compus, iar $B_{1,2}$ sunt energiile de legătură a fragmentelor.

Luând în calcul rotația nucleului compus, energia de excitare se calculează ca:

$$E_{CN}^*(J) = E_{c.m.} + B_1 + B_2 - B_{CN} - E_{CN}^{rot}(J), \quad (4.9)$$

unde $B_1 + B_2 - B_{CN}$ este căldura de reacție Q , iar energia rotațională nu este disponibilă pentru rotația internă. În acest caz, energia de excitare a configurației de sciziune este $E_{DNS}^* = E_{CN}^*(J) - U(R_m, Z, A, J)$.

Probabilitățile de formare, dezintegrare și emisie totala sunt date de ecuațiile 2.26, 2.28) și (2.29. Secțiunea eficace de producție a unui nucleu cu un anumit număr de masă și sarcină este:

$$\begin{aligned}\sigma_{Z,A}(E_{c.m.}) &= \sum_{J=0}^{J_{max}} \sigma_{Z,A}(E_{c.m.}, J) = \\ &= \sum_{J=0}^{J_{max}} \sigma_{cap}(E_{c.m.}, J) W_{Z,A}(E_{CN}^*, J).\end{aligned}\quad (4.10)$$

În aceste condiții, momentul cinetic al fragmentelor de fisiune, datorat mișcării orbitale este:

$$I_{Z_i, A_i} = \frac{\mathfrak{I}_i}{\mathfrak{I}_1 + \mathfrak{I}_2 + \mu R_m^2} \frac{\sum_{J=0}^{J_{max}} J \sigma_{Z_i, A_i}(E_{c.m.}, J)}{\sum_{J=0}^{J_{max}} \sigma_{Z_i, A_i}(E_{c.m.}, J)}.\quad (4.11)$$

Momentele cinetice ca funcție de numărul de sarcină sau masă I_{Z_i} și I_{A_i} se obțin prin însumarea peste numerele relevante.

4.2.1 Oscilațiile colective

Mișcarea orbitală nu este singura sursă a spinului intrinsec al fragmentelor. Energia de excitare prezentă în DNS generează oscilații unghiulare colective. Dacă fixăm axa y ca axă de dezintegrare (axă ce conectează centrele celor două fragmente), iar x și z axele perpendiculare pe aceasta, modurile de oscilație sunt: doua moduri bending, ce corespund rotirii unui fragment pe o axă paralelă cu axa x sau z , rotire însoțită de rotirea celui alt fragment în direcție opusă; un mod twisting, în care ambele fragmente se rotesc în jurul axei y , dar în sensuri opuse, și două moduri wriggling, în care ambele fragmente se rotesc în același sens în jurul axei x sau z , mișcare compensată de rotirea întregului sistem în sens opus. În final, cel de-al patrulea mod îl reprezintă modul tilting, adică înclinare a axei de dezintegrare față de axa de rotație.

Luând în considerare aceste moduri normale, momentul cinetic al unui fragment este:

$$\langle I_{Z,A} \rangle = \frac{\sum_{J=0}^{J_{max}} I_{Z,A}^T(J) \sigma_{Z,A}(E_{c.m.}, J)}{\sum_{J=0}^{J_{max}} \sigma_{Z,A}(E_{c.m.}, J)} \quad (4.12)$$

unde

$$\begin{aligned} I_{Z,A}^T(J) &= I_{Z,A}^{Rigid}(J) + I_{Z,A}^{Bearing}(J) \\ &= I_{Z,A}^{Rigid}(J) + I_{Z,A}^{Tw}(J) + I_{Z,A}^{Ti}(J) + I_{Z,A}^B(J) + I_{Z,A}^W(J) \end{aligned} \quad (4.13)$$

este suma componentei pur orbitale I_i^{Rigid} și a modurilor twisting I_i^{Tw} , tilting $I_{Z,A}^{Ti}$, bending I_i^B , și wriggling I_i^W . În lucrarea [48], modul wriggling este tratat explicit. Deși descrierea clasică permite acest lucru, calcule cuantice arată că energia necesară activării acestuia este mult mai mare decât energia necesară celorlalte moduri. În aceste condiții, modul wriggling este ignorat în lucrarea de față.

4.2.2 Deviațiile standard

Deviația standard de la valoarea medie a fragmentului (Z_i, A_i) , $i = 1, 2$ este:

$$\sigma_{Z_i, A_i} = \frac{\mathfrak{Y}_i}{\mathfrak{Y}_1 + \mathfrak{Y}_2 + \mu R_m^2} \sqrt{\langle J^2 \rangle_{Z_i, A_i} - \langle J \rangle_{Z_i, A_i}^2} \quad (4.14)$$

iar fluctuația totală datorată mișcării orbitale este:

$$\sigma_{Orbital} = \sqrt{\sigma_{Z_1, A_1}^2 + \sigma_{Z_2, A_2}^2} \quad (4.15)$$

Abaterile mari de la valorile medii a distribuțiilor de spin nu pot fi explicate doar de mișcarea orbitală, fără a lua în calcul oscilațiile colective. Variantele datorate modului bending și twisting sunt:

$$\sigma_{Bending}^2 = (|a_{1B}| + a_{2B})^2 \tau, \quad (4.16)$$

$$\sigma_{iTwisting}^2 = a_{iTw}^2 \left(1 - \frac{2}{\pi}\right) \tau. \quad (4.17)$$

În ecuațiile de mai sus τ este temperatura medie a sistemului:

$$\tau = \frac{\sum_{J=0}^{J_{max}} T_{DNS}(J) \sigma_{Z,A}(E_{c.m.})}{\sum_{J=0}^{J_{max}} \sigma_{Z,A}(E_{c.m.})} \quad (4.18)$$

Distribuția momentelor cinetice a fragmentelor de fisiune

Ca exemplu, am studiat reacția $166 \text{ MeV } ^{20}\text{Ne} + ^{63}\text{Cu}$ ce dă naștere la formarea CN $^{83}\text{Y}(E_{CN}^*(J=0) = 125 \text{ MeV})$. Momentul cinetic maxim admis este $J_{max} = 51$.

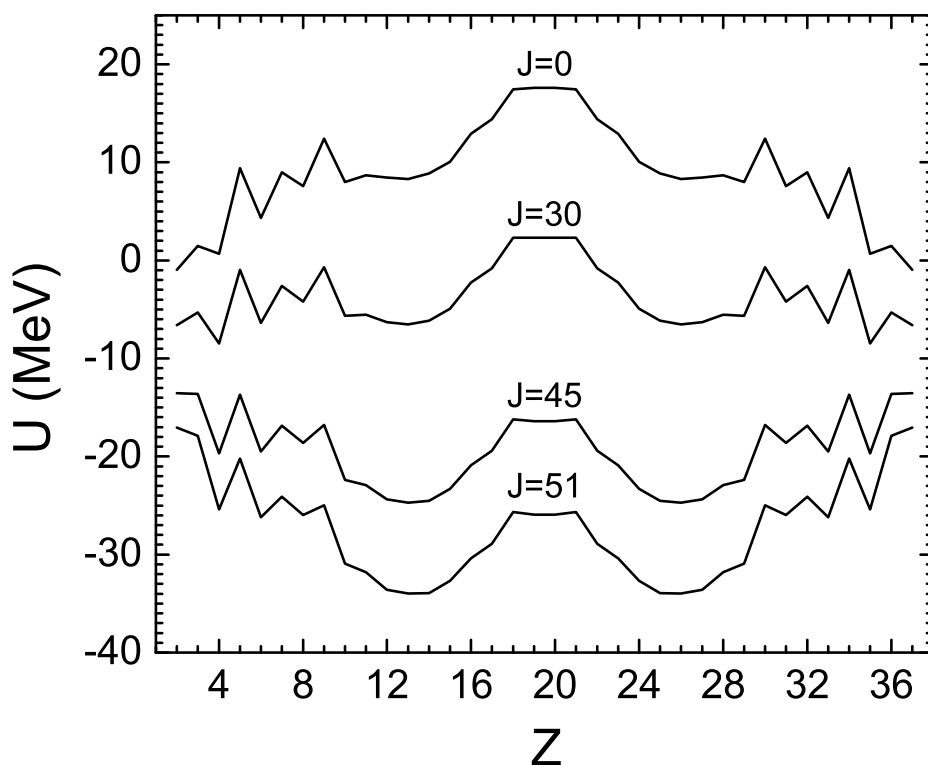


Figura 5.1: Energia totală a sistemului $^{20}\text{Ne} + ^{63}\text{Cu}$ la diferite valori ale momentului cinetic.

În Figura 5.1 este prezentată energia totală a sistemului $^{20}\text{Ne} + ^{63}\text{Cu}$ la diferite valori ale momentului unghiular orbital J , normalizată la energia nucleului compus aflat în rotație. Se poate observa că peste o anumită valoare a lui J , U devine negativ, i.e. din punct de vedere energetic este mai favorabilă configurația DNS decât cea de nucleu compus. Aceasta

indică faptul că fuziunea completă este energetic interzisă, iar componenta de cvasi-fisiune este mare.

Cu ajutorul ecuațiilor 4.2 și 4.12 se poate calcula multiplicitatea γ din suma spinilor $\langle I_{Z_1}^T \rangle + \langle I_{Z_2}^T \rangle$ a celor doua fragmente (Figura 5.2).

Relațiile 4.14-4.17 permit calcularea dispersiei în jurul valorilor medii, și compararea acestora cu datele experimentale (Figura 5.3). Prin adăugarea contribuției datorate mișcării orbitale la contribuția dată de momentele colective de oscilație, dispersia prezintă valori aproape constante, independente de numărul de sarcină a nucleelor, în concordanță cu datele experimentale.

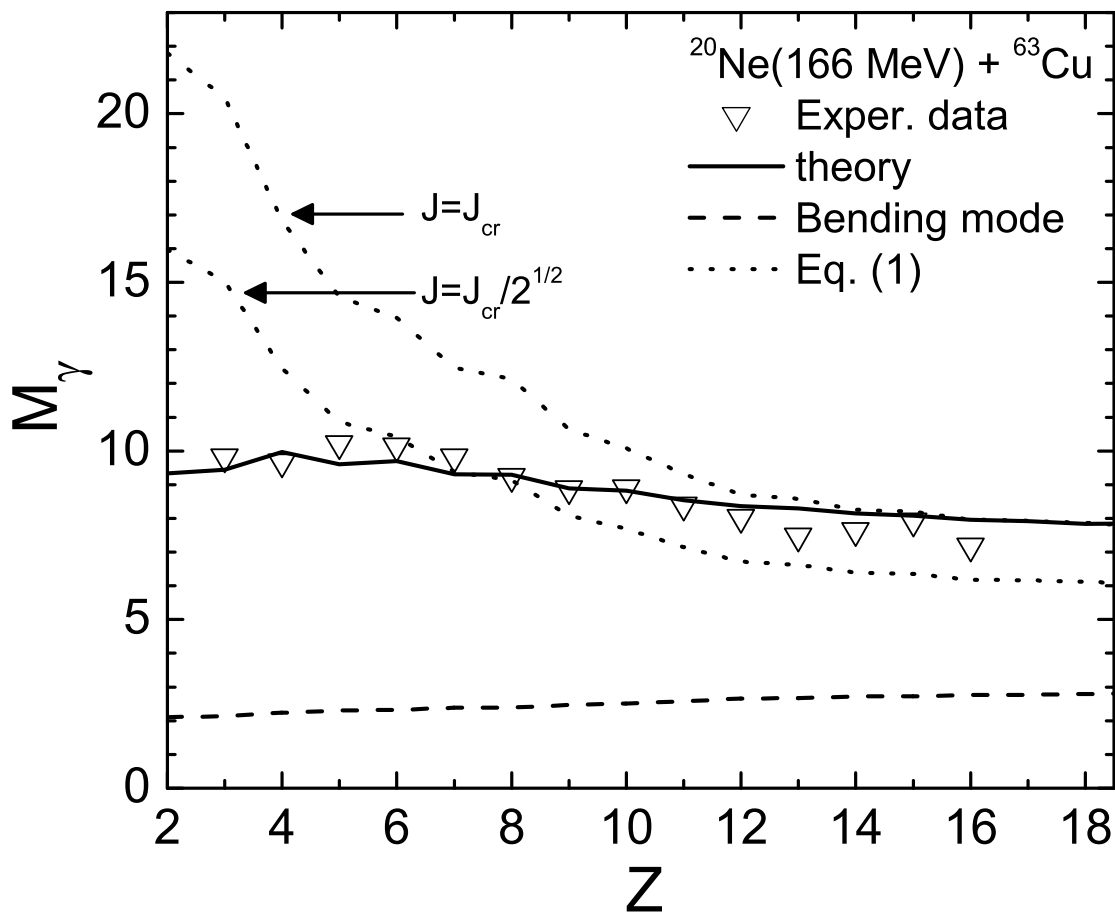


Figura 5.2: Multiplicitățile γ teoretice (linia solidă) deduse din suma momentelor cinetice ale fragmentelor de fisiune din reacția $^{20}\text{Ne}(166 \text{ MeV}) + ^{63}\text{Cu}$. Contribuția modului Bending este arată prin linia întreruptă. Rezultatele calculului folosind formula (4.1) și $J = J_{cr}, J_{cr} / \sqrt{2}$ sunt indicate prin linia punctată. Datele experimentale sunt preluate din [47].

Pentru a demonstra rolul aplicării modelul nostru, momentul cinetic a fost calculat cu ajutorul ecuației 4.1 pentru două valori I_0 , $I_0 = J_{cr}$ și

$I_0 = J_{cr} / \sqrt{2}$. Deși această formulă simplă reușește să descrie datele experimentale în regiunea fragmentării simetrice, ea nu poate fi aplicată regiunii asimetrice.

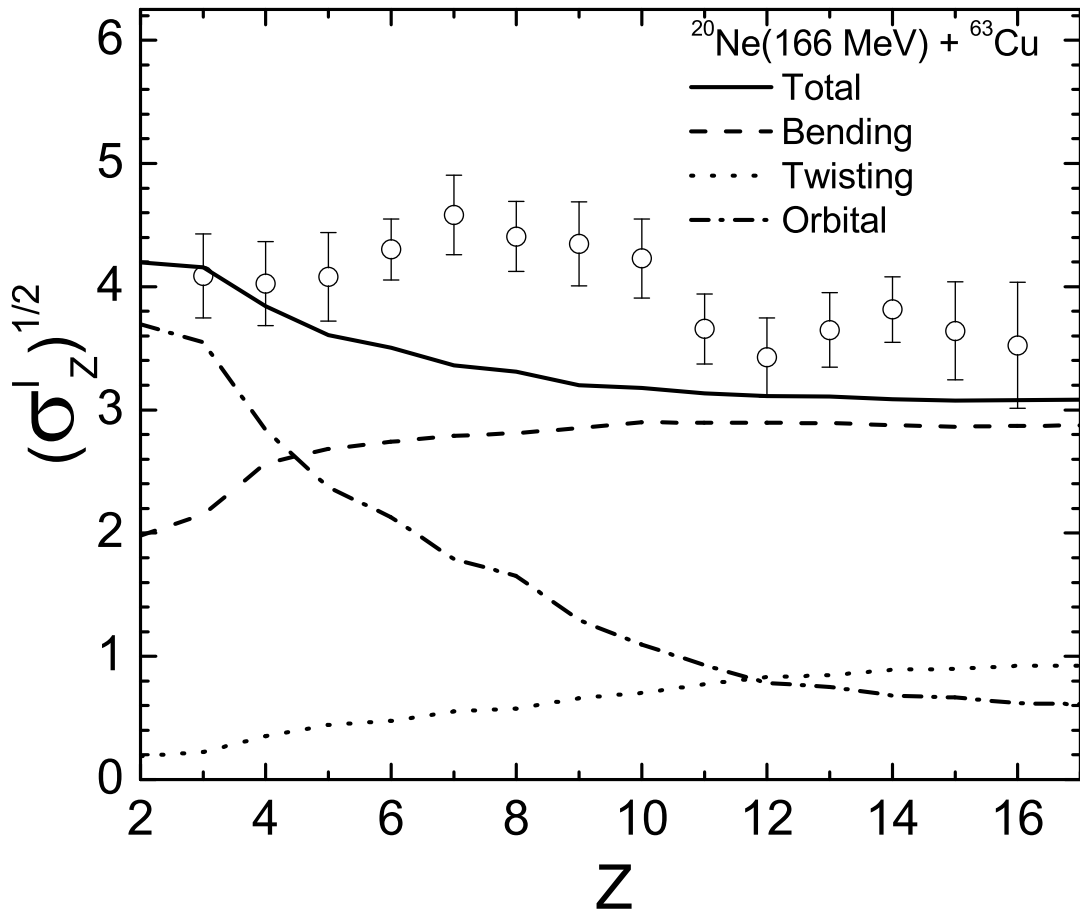


Figura 5.3: Dispersia totală a distribuției de spini (linia solidă) în funcție de sarcina fragmentului ușor în reacția $^{20}\text{Ne}(166 \text{ MeV}) + ^{63}\text{Cu}$. Contribuția mișcării orbitale (linia întrerupt-punctată) și a modurilor Bending (linia întreruptă) și Twisting (linia punctată) sunt arătate. Datele experimentale sunt luate din [47].

5.1 Rolul probabilităților totale de emisie. Comparația cu alte modele

În Figura 5.4 multiplicitatea γ teoretică este comparată cu datele experimentale în reacția $175 \text{ MeV } ^{20}\text{Ne} + \text{Ag}$, ce duce la formarea CN ^{127}La ($E_{CN}^*(J=0) = 128 \text{ MeV}$). Momentul cinetic critic ia valoarea $J_{cr} = 63$. Pentru a evidenția rolul calculării probabilităților totale de emisie, arătam

rezultatele calculelor în care $W_{Z,A}(E_{c.m.}, J) = 1$ pentru toate fragmentările, adică situația în care toate fragmentările sunt posibile în egală măsură.

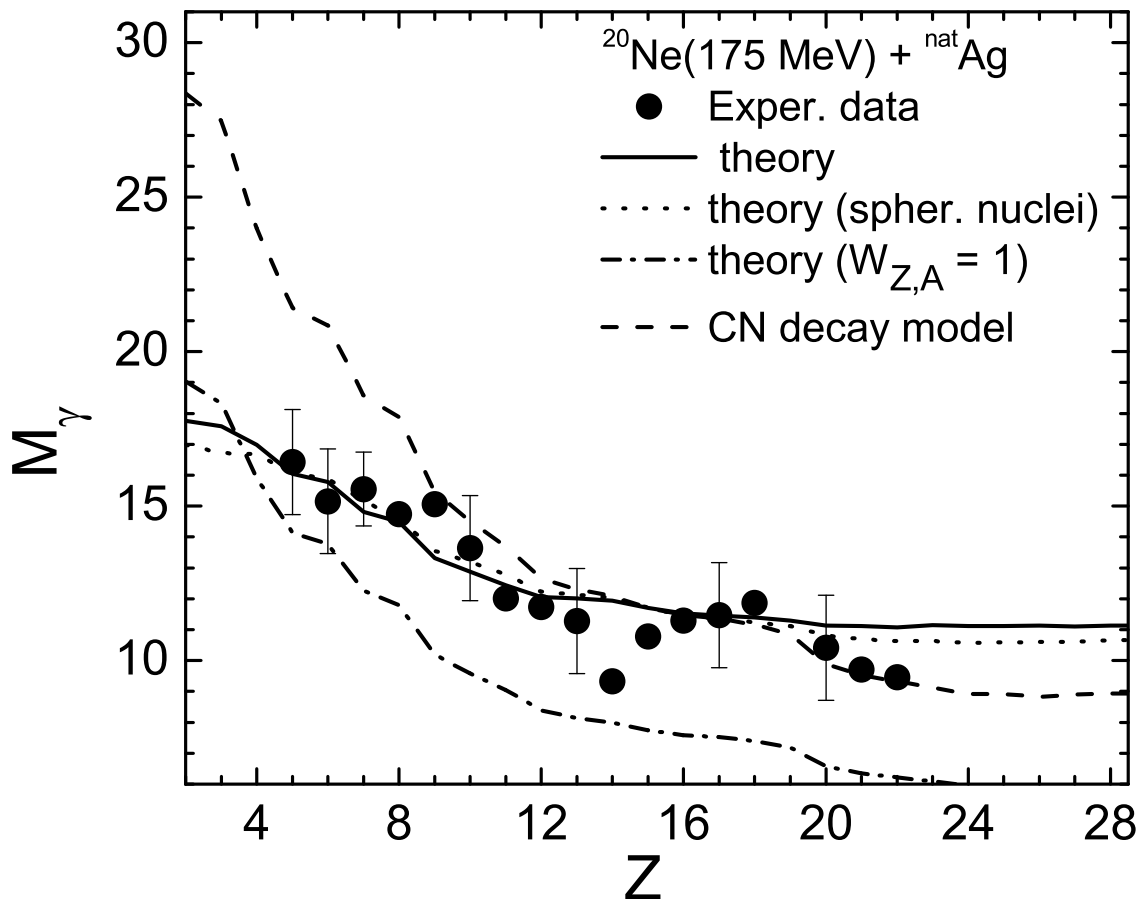


Figura 5.4: Multiplicitatea γ (linia solidă) dedusă din suma momentelor cinetice ale fragmentelor din fisiune în reacția $^{20}\text{Ne}(175 \text{ MeV}) + ^{\text{nat}}\text{Ag}$. Rezultatele calculelor în care $W_{Z,A}(E_{c.m.}, J) = 1$ (linia întrerupt-punctată), cazul fragmentelor sferice (linia punctată și rezultatul calculelor folosind un model de nucleu compus (linia întreruptă) sunt arătate.

Pentru comparație, în Figura 5.4 este prezentat și cazul în care nucleele sunt considerate sferice. Totodată, este prezentat și cazul în care este folosit un model de nucleu compus [46].

5.2 Rolul canalului de intrare

5.2.1 Rolul energiei de bombardare

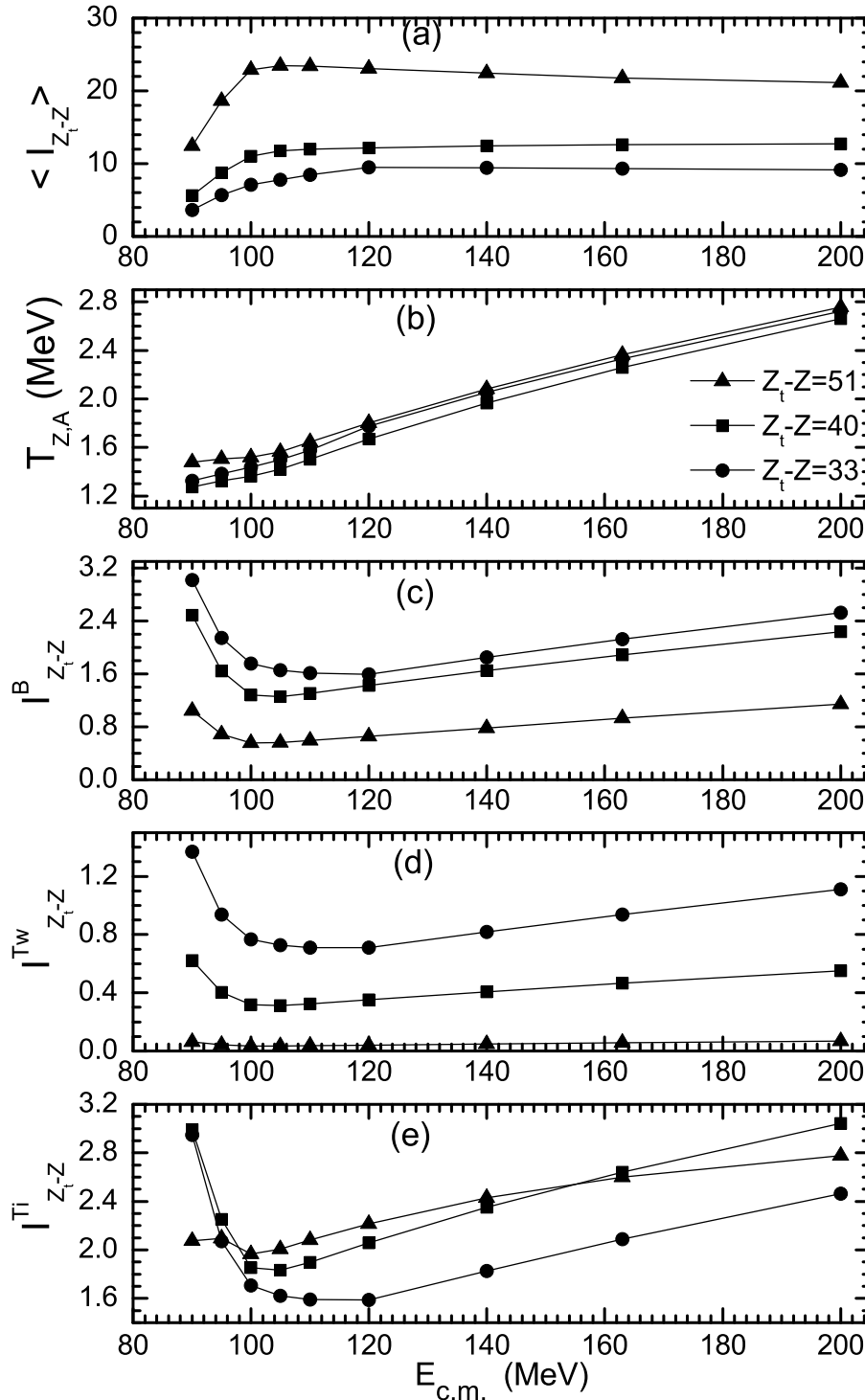


Figura 5.5: (a) Momentul cinetic datorat mișcării orbitale și (b) temperatura medie a sistemului. Panourile (c), (d) și (e) prezintă contribuțiile modurilor Bending, Twisting și Tilting, a fragmentelor cu $Z_t - Z = 33$ (discuri), 40 (pătrate), și 51 (triunghiuri), ca funcție de energia centrului de masă în reacția $^{40}\text{Ar} + ^{89}\text{Y}$.

Un parametru important în studiul coliziunilor nucleu-nucleu este energia cinetică a proiectilului incident, ce guvernează aspecte importante ale reacției, cum ar fi secțiunea eficace de fuziune, valoarea momentului cinetic injectat în sistem, etc.

În Figura 5.5 evoluția componentelor momentului cinetic cu energia de bombardare în reacția $^{40}\text{Ar}+^{89}\text{Y}$ este prezentată. Cel mai important aspect îl reprezintă saturația momentului cinetic orbital, peste o anumită valoare a energiei proiectilului.

5.2.2 Rolul asimetriei de masă în canalul de intrare

Pentru a studia influența asimetriei de masă în canalul de intrare asupra distribuției de spin, am ales reacțiile studiate anterior [45] $^{48}\text{Ca}+^{86}\text{Kr}$ (5.5 MeV/nucleon, $J_{max} = 88$) și $^{12}\text{C}+^{122}\text{Sn}$ (12 MeV/nucleon, $J_{max} = 47$) [45]. Rezultatele sunt prezentate în Figurile 5.6 și 5.7. Ambele reacții duc la formarea aceluiași CN ^{134}Ba , cu aceeași energie de excitare $E_{CN}^*(J = 0) = 130$. Datorită momentului cinetic orbital diferit din cele două cazuri, reacția $^{12}\text{C}+^{122}\text{Sn}$ va decurge diferit față de $^{48}\text{Ca}+^{86}\text{Kr}$. În lucrarea [45], s-a arătat că distribuțiile lor de sarcină sunt diferite.

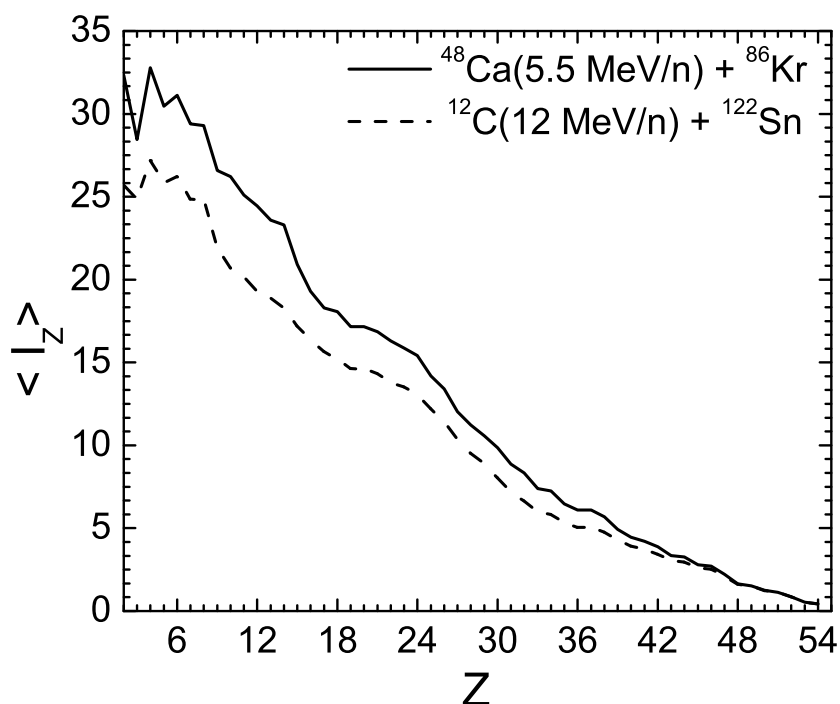


Figura 5.6: Momentul unghiular mediu a fragmentului greu în funcție de numărul atomic al fragmentului ușor în reacțiile 5.5 MeV $^{48}\text{Ca}+^{86}\text{Kr}$ (linia solidă) și 12 MeV $^{12}\text{C}+^{122}\text{Sn}$ (linia întreruptă).

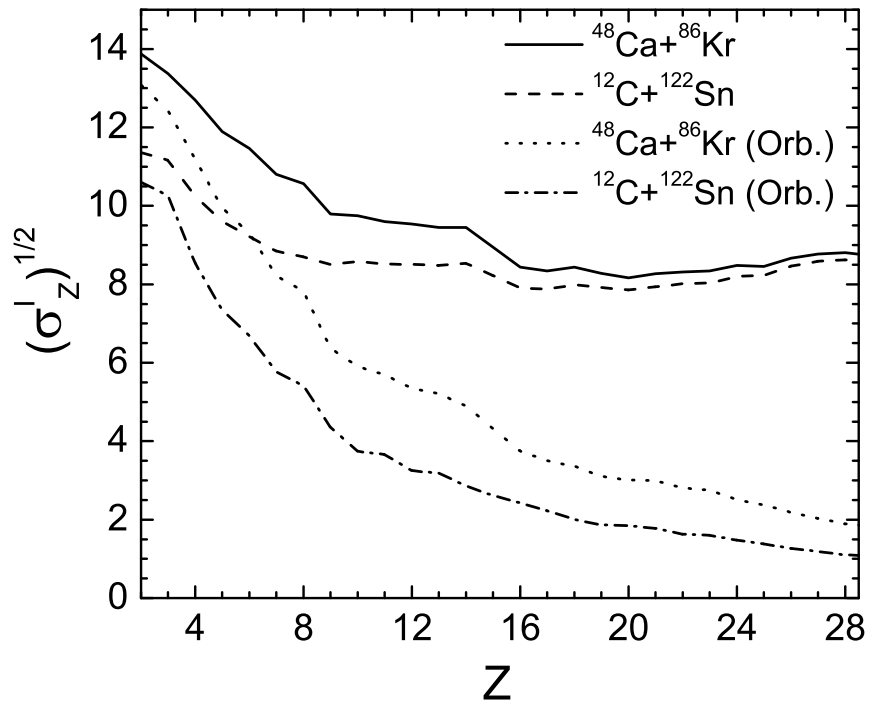


Figura 5.7: Dispersia distribuțiilor de spin pentru reacțiile prezentate în Figura 5.6.

Concluzii

În lucrarea de față, modelul DNS a fost folosit pentru studiul procesului de fisiune în diferite reacții. Ingredientul principal al modelului constă în calculul suprafețelor de energie potențială. Una dintre contribuțiile aduse modelului este limitarea numărului de configurații admise prin limitarea valorii minime pe care bariera de cvasifisiune poate să o ia. Această simplă limitare exclude configurațiile puternic deformate și nerealistice. Totodată, restricția permite "simularea" unor efecte dinamice, rămânând totuși în cadrul modelului statistic.

O altă contribuție importantă este includerea termenilor dependenți de temperatură ai energiei totale, precum și introducerea unui parametru de rigiditate nucleară dependent de temperatură. Împreună cu bine-cunoscuta dependență de energia de excitare a corecțiilor de pături, aceste îmbunătățiri au permis modelului să descrie o paletă largă de date experimentale, cum ar fi: distribuțiile de masă, de sarcină, izotopice, distribuțiile momentelor cinetice și numărul de neutroni primari emiși în cazul unui număr mare de reacții de fisiune. În cazul acestor reacții, a fost studiat în detaliu dependența acestor distribuții față de energia de excitare, până la 55 MeV. Evoluția acestor observabile a fost atribuită schimbărilor structurale ce au loc în suprafețele de energie.

În cazul distribuțiilor de sarcină (masă), rezultatul important este conservarea formelor asimetrice a acestora în cazul fisiunii U sau Pu, în concordanță cu datele experimentale. Mai mult, au fost prezise componente puternic asimetrice în cazul fisiunii izotopilor toriului la energii înalte. Au fost totodată prezise distribuții de sarcină cu componente atât asimetrice cât și simetrice pentru câteva nuclee izotone.

În cazul coliziunilor între nuclee grele, formalismul descris aici permite corelarea momentelor cinetice a fragmentelor de fisiune cu celelalte observabile, cum ar fi secțiunea eficace de producție și cu canalul de intrare. Comparatia cu datele experimentale arată o concordanță excelentă, atât pentru valorile medii, cât și pentru dispersia acestora. Includerea în modelul nostru a oscilațiilor colective are loc în mod natural. Saturarea momentului cinetic orbital peste o anumită valoare a energiei de bombardare

este prezisă. Este oferit și un mod de a distinge componenta de cvasifisiune componenta de fisiune, prin prisma distribuției momentelor cinetice.

Bibliografie

- [1] A.V. Andreev, *Theory of binary and ternary fission based on the scission-point model*, (Unpublished doctoral thesis), Justus-Liebig-University, Gissen, Germany (2006)
- [2] A. Bohr and B. Mottelson, *Nuclear Structure* (W. A. Benjamin, New York, Ams- terdam, 1974).
- [3] G. G. Adamian *et al.*, Int. J. Mod. Phys. E **5**, 191 (1996).
- [4] C. Y. Wong, Phys. Rev. Lett. **31**, 766 (1973).
- [5] M. Ivascu, D.N. Poenaru, *Energia de deformare si izomeria formei nucleelor*, (Ed.Academiei Republicii Socialiste Romania, Bucuresti 1981)
- [6] A.V. Andreev, G.G. Adamian, N.V. Antonenko, S.P. Ivanova,
- [7] W. Greiner, J. Y. Park, and W. Scheid, *Nuclear Molecules* , (World Scientific, Singapore, 1995).
- [8] S. Raman, C. W. Nestor, and P. Tikkanen, At. Data Nucl. Data Tables **78**, 1 (2001).
- [9] P. Möller and R. Nix, At. Data Nucl. Data Tables **39**, 213 (1988)
- [10] P. Möller and R. Nix, Nucl. Phys. A **361**, 117 (1980); LANL Preprint LA-UR-86-3983 1986.
- [11] W. Greiner, J. Maruhn, *Nuclear Models*, (Springer-Verlag Berlin Heidelberg, Germany, 1996)
- [12] R. Berginger, W.J. Knox, Phys. Rev., *121*, 192 (1961)
- [13] V.M. Strutinsky, Yad. Fiz., *3*,614 (1966)
- [14] V.M. Strutinsky, Nucl. Phys. A, *95*, 420 (1967)

- [15] V.M. Strutinsky, *Yad. Fiz.*, **122**, 1 (1968)
- [16] M. Brack, *et.al.*, *Funny hills: The shell-correction approach to nuclear shell effects and its application to the fission process*, *Rev. Mod. Phys.*, **44**, 2 (1972)
- [17] J. Maruhn and W. Greiner, *Z. Physik* **251**, 431 (1972)
- [18] A. V. Ignatyuk, *Statistical Properties of Excited Atomic Nuclei*, (Energoatomizdat, Moscow, 1983)
- [19] **H. Paşca**, A.V. Andreev, G.G. Adamian, N.V. Antonenko, and Y. Kim, *Phys. Rev. C* **93**, 054602 (2016); **H. Paşca**, *EPJ Web of Conferences* **107** 07003 (2016), DOI: 10.1051/epjconf/201610707003.
- [20] **H. Paşca**, A.V. Andreev, G.G. Adamian, and N.V. Antonenko, *Phys. Rev. C* **94**, 064614 (2016)
- [21] **H. Paşca**, A.V. Andreev, G.G. Adamian, and N.V. Antonenko, *Phys. Lett. B* **760**, 800 (2016).
- [22] **H. Paşca**, A.V. Andreev, G.G. Adamian, and N.V. Antonenko, *Eur. Phys. J. A* **52**, 369 (2016)
- [23] G. Sauer, H. Chandra, and U. Mosel, *Nucl. Phys.* **A264**, 221 (1976).
- [24] B.D. Wilkins, E. Steinberg, R. Chasman, *Phys. Rev. C* **14**, 1832 (1976)
- [25] Sh.A. Kalandarov, G.G. Adamian, N.V. Antonenko, and W. Scheid, *Phys. Rev. C* **82**, 044603 (2010);
- [26] Sh.A. Kalandarov, G.G. Adamian, N.V. Antonenko, and W. Scheid, *Phys. Rev. C* **83**, 054611 (2011);
- [27] Sh.A. Kalandarov, G.G. Adamian, N.V. Antonenko, W. Scheid, and J.P. Wieleczko, *Phys. Rev. C* **84**, 064601 (2011)
- Jolos, *Phys. Part. Nuclei* **25**, 583 (1994);
- Antonenko, R. V. Jolos, and A. K. Nasirov, *Nucl. Phys. A* **551**, 321 (1993)
- [28] A.J. Cole, *Statistical models for nuclear decay: from evaporation to vaporization*, (Institute of Physics Publishing, Bristol, UK, 2000)

- [29] W. Lang, H. G. Clerc, H. Wohlfarth, H. Schrader, and K. H. Schmidt, Nucl. Phys. A **345**, 34 (1980)
- [30] K.-H. Schmidt *et al.*, Nucl. Phys. A **665**, 221 (2000).
- [31] C. Wagemans, E. Allaert, A. Deruytter, R. Barthelemy, and P. Schillebeeckx, Phys. Rev. C **30**, 218 (1984).
- [32] U. Brosa, S. Grossmann, and A. Müller, Phys. Rep. **197**, 167 (1990).
- [33] A.N. Andreyev, M. Huyse, and P. Van Duppen, Rev. Mod. Phys. **85**, 1541 (2013).
- [34] A.N. Andreyev *et al.*, Phys. Rev. Lett. **105**, 252502 (2010).
Nucl. Phys. **A462**, 85 (1987); F.-J. Hamsch, H.-H. Knitter, and C. Budtz-Jorgensen, Nucl. Phys. **A491**, 56 (1989).
- [35] I.V. Ryzhov *et al.*, Phys. Rev. C **83**, 054603 (2011).
- [36] J. Benlliure *et al.*, Nucl. Phys. **A628**, 458 (1998).
- [37] R. Yanez, L. Yao, J. King, and W. Loveland, Phys. Rev. C **89**, 051604(R) (2014).
- [38] L.G. Moretto, R.P. Schmitt, Phys. Rev. C **21** (1980) p. 204
- [39] A. Gobbi, W. Norenberg, *Heavy Ion Collisions* vol. II (North-Holland, 1980), Ch.3, p.226-230
- [40] V.V. Volkov, Izv. AN SSSR ser. fiz. **50**, 1879 (1986);
- [41] G.G. Adamian, N.V. Antonenko, and W. Scheid, Nucl. Phys. **A618**, 176 (1997);
- [42] G.G. Adamian, N.V. Antonenko, W. Scheid, and V.V. Volkov, Nucl. Phys. **A627**, 361 (1997);
- [43] G.G. Adamian, N.V. Antonenko, W. Scheid, and V.V. Volkov, Nucl. Phys. **A633**, 409 (1998);
- [44] G.G. Adamian, N.V. Antonenko, and W. Scheid, Phys. Rev. C **68**, 034601 (2003).
- [45] Sh. A. Kalandarov, G.G. Adamian, N.V. Antonenko, W. Scheid, P. Wieleczko, Phys. Rev. C **00**, 004600 (2011)

- [46] L.G. Moretto, G.F. Peaslee, G.J. Wozniak, Nucl.Phys. A502, 453c-472c (1989)
- [47] R.A. Dayaras, R.G. Stokstad, D.C. Hensley, M.L. Halbert, D.G. Sarantites, L. Westberg, J.H. Barker, Phys.Rev. C22, 1485 (1980)
- [48] R.P.Schmitt, A.J.Pacheco, Nucl.Phys. A379, 313 (1982)

Activitatea științifică și rezultate notabile

Articole publicate

1. **H. Pașca**, A.V. Andreev, G.G. Adamian, N.V. Antonenko, and Y. Kim, *Energy dependence of mass, charge, isotopic, and energy distributions in neutron-induced fission of ^{235}U and ^{239}Pu* , Phys. Rev. C **93**, 054602 (2016);
2. **H. Pașca**, A.V. Andreev, G.G. Adamian, and N.V. Antonenko, *Unexpected asymmetry of the charge distribution in the fission of ^{222}Th , ^{224}Th at high excitation energies*, Phys. Rev. C **94**, 064614 (2016)
3. **H. Pașca**, A.V. Andreev, G.G. Adamian, and N.V. Antonenko, *Possible origin of transition from symmetric to asymmetric fission*, Phys. Lett. B **760**, 800 (2016).
4. **H. Pașca**, A.V. Andreev, G.G. Adamian, and N.V. Antonenko, *Extraction of potential energy in charge asymmetry coordinate from experimental fission data*, Eur. Phys. J. A **52**, 369 (2016)

Contribuții la conferințe (Proceedings)

1. **H. Pașca**, *Energy dependence of fission observables*, EPJ Web of Conferences **107** 07003 (2016),
DOI: 10.1051/epjconf/201610707003
2. **H. Pașca**, A.V. Andreev, G.G. Adamian, and N.V. Antonenko, *Physical origin of the transition from symmetric to asymmetric fission fragment charge distribution*, Accepted - will be published in Acta Physica Polonica **B46**, March 2017, Presented at the Zakopane Conference on Nuclear Physics Extremes of the Nuclear Landscape, Zakopane, Poland, August 28 September 4, 2016

3. **H. Pașca**, A.V. Andreev, G.G. Adamian, and N.V. Antonenko, *Physical origins of the transition from a symmetric to an asymmetric fission fragment charge distribution*, Proceedings of the Carpathian SSP16 Accepted - will be published at AIP. Presented at Carpathian Summer School of Physics (26 June- 09 July 2016), Sinaia, Romania.

Articole în curs de revizuire

1. **H. Pașca**, Sh. Kalandarov, G.G. Adamian, and N.V. Antonenko, *Spins of complex fragments in binary reactions within dinuclear system model*, sent to Phys. Rev. C.

Articole în curs de pregătire

1. **H. Pașca**, Sh. Kalandarov, G.G. Adamian, and N.V. Antonenko, *Possible explanation of the spin distribution structure in heavy-ion collisions*.
2. **H. Pașca**, A.V. Andreev, G.G. Adamian, and N.V. Antonenko *Fragment charge distributions originating from the fission of super-heavy elements* .

Participări la conferințe internaționale

1. **H. Pașca**, A. V. Andreev, G. G. Adamian, N. V. Antonenko, *"Energy dependence of the shape of the fission fragment charge distribution"*, 40th ASRC International Workshop "Experimental and Theoretical Advances in Fission and Heavy Nuclei ", Japan Atomic Energy Agency (JAEA), Tokai, Japan (12-13 December 2016);
2. **H. Pașca**, A. V. Andreev, G. G. Adamian, N. V. Antonenko, *Physical origin of the transition from symmetric to asymmetric fission fragment charge distribution*, Zakopane Conference on Nuclear Physics Extremes of the Nuclear Landscape, Zakopane, Poland, (August 28 September 4 2016);
3. **H. Pașca**, *"Physical origins of the transition from symmetric to asymmetric fission fragment charge distribution"* (Oral presentation), Carpathian

Summer School of Physics (26 June- 09 July 2016), Sinaia, Romania;

4. **H. Paşca**, "*Physical origin of transition from symmetric to asymmetric fission*" (Oral presentation), BLTP-KLTP Joint Workshop on Physics of Strong Interaction (28 June - 03 July 2016), Dubna, Russian Federation;
5. **H. Paşca**, "*Energy dependence of mass, charge, isotopic distributions and TKE in neutron-induced fission of ^{235}U and ^{239}Pu* " (Oral presentation), 119th Session of the Scientific Council of the Programme Advisory Committee for Nuclear Physics of JINR (18-19 February 2016), Dubna, Russian Federation; *The invitation to give this oral presentation was conditioned by the winning of the 1st place in the Poster Competition for Young Scientists at Programme Advisory Committee for Nuclear Physics of JINR.*
6. **H. Paşca**, "*Energy dependence of mass, charge, isotopic distributions and TKE in neutron induced fission of ^{235}U and ^{239}Pu* " (Poster), Programme Advisory Committee for Nuclear Physics of the Joint Institute for Nuclear Research (29-10 January 2016) in Dubna, Russian Federation; *(The poster won 1st place in the Poster Competition for Young Scientists)*
7. **H. Paşca**, "*Spin distribution of binary decay products*" (Oral presentation), 9th International Physics Conference of the Balkan Physical Union-BPU9 (24-27 August 2015), Istanbul, Turkey;
8. **H. Paşca**, "*Energy dependence of fission observables*" (Oral presentation), Nuclear Structure and Related Topics - NSRT15 (14-18 July 2015), Dubna, Russian Federation;
9. **H. Paşca**, "*Angular momentum distribution of binary reaction products*" (Oral presentation), SKLTP-BLTP JINR Joint Workshop on Physics of Strongly Interacting Systems (14-19 July 2014), Dubna, Russian Federation.

Seminarii

1. 17th of October, Bogolyubov Laboratory of Theoretical Physics, JINR, Russian Federation, title "*Cluster approach for describing nuclear fission*" (Link: The list of seminars in 2016 at BLTP).

Premii

1. Locul 1 în Poster Competition for Young Scientists at Programme Advisory Committee for Nuclear Physics of JINR în 2016.
2. Grantul JINR AYSS 2017 Grant (Grant No. 17-302-08, Link: Competition for JINR Young Scientists and Specialists.).
3. Locul 1 JINR 2016, pentru proiectul "*Cluster approach for describing nuclear fission*", authors: **H. Pașca**, G. Adamian, A. Andreev, N. Antonenko, R. Jolos, A. Nasirov, T. Shneidman.(Link: Jury's Decision on JINR Prizes for 2016).