

Raportare științifică

Proiect: Contract: PD 25/2020

Cod Depunere: PN-III-P1-1.1-PD-2019-0304

Etapa: 3 (2022, etapa finală)

Titlul proiectului: *Reacții de fisiune induse cu ioni grei*

În vederea îndeplinirii obiectivelor asumate membrii echipei au apelat la expertiza lor în domeniu, urmărind îndeaproape rezultatele științifice publicate în ultimii 10 ani în jurnalele cu factor de impact ridicat. O atenție sporită a fost acordată rezultatelor publicate în ultimii 4 ani de către comunitatea științifică, ceea ce face ca munca noastră să fie de actualitate.

Proiectul a avut ca scop dezvoltarea unor metode teoretice de calcul și de corelare a tuturor observabilelor experimentale, cum ar fi distribuțiile de masă $Y(A)$, de sarcină $Y(Z)$, a momentelor cinetice a fragmentelor de fisiune $S(A)$ -a energiei total cinetice (TKE) a fragmentelor și a numărului mediu de neutroni emiși per act de fisiune $\langle n \rangle (A)$.

Toate aceste obiective reprezintă, de fapt, deziderate ale comunității științifice, comunitate ce dorește a avea un singur model teoretic care să fie capabil de a explica și corela cele cinci observabile experimentale într-un model self-consistent. După cum este arătat în acest raport, în cadrul proiectului, echipa a făcut pași semnificativi în acest sens, îndeplinind obiectivele asumate.

Menționăm că membrii echipei nu au cunoștință de existența unui alt model teoretic capabil să ofere o descriere satisfăcătoare pentru mai mult de două observabile experimentale concomitent, iar majoritatea modelelor necesită seturi de parametrii liberi diferite pentru studiul diferitelor reacții de fisiune, ceea ce limitează în mod evident puterea lor predictivă.

Îndeplinirea activităților asumate în planul de realizare a proiectului

Etapa 1

Derularea proiectului a avut loc în conformitate cu planul de realizare a proiectului. Astfel, în Etapa 1 a fost abordată problema coliziunilor nucleu-nucleu, cea a efectului corecțiilor de pături și a efectului energiei de excitare asupra corecțiilor de pături. Ca rezultat principal al acestor activități, s-a pus în evidență o legătură strânsă între distribuțiile de masă ($Y(A)$) și de sarcină ($Y(Z)$) în cazul unor reacții de fisiune induse cu ioni grei.

Datele experimentale de la care s-a pornit au fost cele menționate în propunerea de proiect [1-3], adică rezultate experimentale obținute în urma unor reacții de fisiune cu ioni grei la energii înalte de excitare (~35-75 MeV), pentru nucleele de $^{180,182,190,198}\text{Hg}^*$ și $^{202}\text{Pb}^*$. Reacțiile studiate au fost: $^{36}\text{Ar}+^{144}\text{Sm}$, $^{40}\text{Ca}+^{142}\text{Nd}$, $^{36}\text{Ar}+^{154}\text{Sm}$, $\alpha+^{194}\text{Pt}$, și $^{48}\text{Ca}+^{154}\text{Sm}$ la diferite energii incidente. Încă din faza de propunere a proiectului echipa a evidențiat două aspecte interesante referitoare la aceste studii:

- 1) în cazul fisiunii spontane a nucleului ^{180}Hg , distribuția de masă observată experimental prezintă caracteristicile unei fisiuni asimetrice, caracteristică ce se menține și în cazul fisiunii induse cu ioni grei a aceluiași nucleu. Această fragmentare asimetrică este specifică actinidelor, adică nucleelelor cu număr de masă A mare, peste 226, și nu a nucleelelor de masă mai mică. Mai mult, în cazul fisiunii spontane, nucleul fisionabil are moment cinetic L și energie de excitare inițială E_0^* egale cu zero, dar în cazul fisiunii induse cu ioni grei $L \neq 0$ și $E_0^* \neq 0$. Aceste două aspecte au contribuții majore în ceea ce privește procesul de fisiune: energia de rotație tinde să fragmenteze nucleul inițial în două părți de masă egală, iar energia de excitare ridicată duce la atenuarea efectelor de pături ce accentuează fragmentarea simetrică a nucleului compus. Studiile menționate anterior pun la încercare orice model teoretic.

2) în cazul reacției $^{36}\text{Ar}+^{144}\text{Sm} \rightarrow ^{190}\text{Hg}^*$, distribuția de masă a fragmentelor de fisiune are caracteristici asimetrice și, mai mult, rămâne practic neschimbată în întreg intervalul de energii studiate ($E^* = 56 - 70.5$ MeV), pentru momente cinetice maxime, L_{max} , în intervalul 24-59. Observația experimentală oferă un test și mai greu modelelor teoretice, din aceleași motive invocate la punctul 1.

Conform propunerii de proiect, și cum a fost evidențiat și în raportul pe Etapa 1, primul pas au fost de a caracteriza canalul de intrare (**Activitatea 1.1**) astfel: nucleul țintă și nucleul incident au fost tratate ca fiind elipsoizi axial simetrici, deformați la valoarea deformării în starea fundamentală, încărcăți electrostatic în mod uniform, și între care se manifestă forțe nucleare atractive, de distanță scurtă, și forțe Coulomb repulsive de distanță lungă. Ca urmare a acestor interacții, potențialul de interacție prezintă o groapă de potențial aflată la o distanță de ~ 0.5 fm între suprafețele nucleelor. Dacă la acest potențial se adaugă și energia de rotație atunci se observă că, odată cu creșterea momentului cinetic L groapa de potențial se micșorează gradual, iar pentru o anumită valoare a momentului cinetic, L_{critic} , aceasta dispare complet. Din punct de vedere fizic, L_{critic} reprezintă valoarea maximă a momentului cinetic pentru care formarea nucleului compus mai poate avea loc. Pe de altă parte, din considerente cinematice, pe baza energiei cinetice a proiectilului în sistemul centrului de masă și a legii conservării energiei, s-a calculat momentul cinetic orbital (unghiular cinematic) L_{kin} . Astfel, s-a făcut legătura între energia de bombardare, controlabilă din punct de vedere experimental, și momentul cinetic maxim ce poate fi imprimat sistemului în canalul de intrare. Valoarea momentului unghiular maxim L_{max} a fost aleasă ca cea mai mică valoare dintre L_{critic} și L_{kin} , pentru a nu avea contribuții nerealiste din punct de vedere fizic.

Caracterizarea canalului de intrare a fost realizată prin calculul secțiunii eficace de fuziune prin intermediul formulei Hill-Wheeler. Practic, pentru fiecare valoare a lui $L = 0, 1, \dots, L_{max}$ s-a dedus secțiunea eficace, respectiv energia de excitare a nucleului compus (CN) E_{CN}^* ca funcție de momentul cinetic.

Următorul pas a fost calculul suprafețelor de energie potențială (PES), pentru fiecare fragmentare de masă/sarcină posibilă din punct de vedere energetic, ca funcție de momentul cinetic. PES au fost calculate în planul deformărilor corespunzătoare celor două fragmente de fisiune (**Activitatea 1.2**). Practic, energia totală a sistemului la punctul de sciziune dictează evoluția ulterioară a sistemului. Energia totală a sistemului la punct de sciziune a fost calculată ca suma dintre energiile de legătură a fragmentelor și energiile de interacție (nucleară, Coulomb și centrifugală) între cele două fragmente. Energiile de legătură au fost calculate în cadrul modelului picăturii de lichid (Liquid Drop Model (LDM)), cu termeni dependenți de temperatură, și în cadrul modelului oscilatorului cu două centre, prin procedura lui Strutinsky, pentru a obține corecțiile de pături. Notăm aici faptul ca energia totală a sistemului este puternic dependentă de deformările celor două fragmente.

Pe baza acestor PES calculate pentru nuclee "reci" (energia de excitare $E_i^* = 0$, unde indicele $i = L, H$ desemnează unul dintre cele două nuclee) s-a calculat energia de excitare, respectiv temperatura sistemului pentru fiecare configurație (β_L, β_H) din PES. Ținând cont că, în cadrul modelului nostru, termenii LDM și corecțiile de pături sunt dependenți de temperatură, s-a apelat la o procedură iterativă de recalculare a PES pentru a introduce explicit influența temperaturii asupra energiei la punctul de sciziune.

În cadrul **Activității 1.3** din Planul de realizare a proiectului, s-a calculat probabilitatea relativă de formare, respectiv de dezintegrare a configurației $\{Z_i, A_i, \beta_i, L\}$ ca:

$$w(Z_i, A_i, \beta_i, L) = N_0(2L + 1) \exp \left[-\frac{U(\{Z_i, A_i, \beta_i\}, L, R_m)}{T_{CN}(L)} \right] \exp \left[-\frac{B_{qf}(\{Z_i, A_i, \beta_i\}, L)}{T_{DNS}(L)} \right] \quad (1)$$

În ecuația de mai sus $U(\{Z_i, A_i, \beta_i\}, L, R_m)$ este energia totală a sistemului, R_m este poziția minimului gropii de potențial ce apare datorită celor două fragmente la punctul de sciziune, $B_{qf}(\{Z_i, A_i, \beta_i\}, L)$ este înălțimea barierei de cvasi-fisiune în canalul de ieșire, iar T_{CN} și T_{DNS} sunt temperatura nucleului compus, respectiv, temperatura sistemului binar în punctul de sciziune, iar N_0 este un factor de normare. Cele două temperaturi sunt legate de energiile de excitare E_{CN}^* respectiv E_{DNS}^* prin $T_{CN,DNS} = \sqrt{E_{CN,DNS}^* \times 12/A}$. În final, distribuțiile de masă și de sarcină au fost calculate ca:

$$Y(A_i) = \sum_{L=0}^{L_{max}} \int w(Z_i, A_i, \beta_i, L) d\beta_L d\beta_H dZ, \quad (2)$$

respectiv

$$Y(A_i) = \sum_{L=0}^{L_{max}} \int w(Z_i, A_i, \beta_i, L) d\beta_L d\beta_H dA. \quad (3)$$

Rezultatele obținute au fost publicate de grup în lucrarea [5]. Dintre concluziile incluse în lucrare, le menționăm pe următoarele:

a) Modelul reușește să descrie bine datele experimentale, precum și transformarea distribuției de masă cu variația energiei de excitare, respectiv, a momentului cinetic;

b) Acele evenimente pentru care valoarea lui L este mică conduc la o distribuție de masă simetrică și netedă, iar contribuțiile configurațiilor cu L mare conduc la o distribuția de masă care păstrează efectul corecțiilor de pături. Acest lucru se datorează faptului că valori mari ale lui L conduc la valori mici ale energiei de excitare, deci la o atenuare redusă a efectelor de pături (en.: shell-damping);

c) Efectul combinat al configurațiilor cu valori mari și al configurațiilor cu valori mici ale momentului cinetic determină păstrarea caracteristicilor asimetrice ale distribuțiilor de masă experimentale, chiar și în cazul energiilor de excitare ridicate;

d) Teoretic, se observă o saturație a distribuțiilor de masă, atinsă în momentul în care valoarea momentului cinetic total este egală cu L_{max} . Pentru acele valori ale energiilor de bombardare pentru care $L_{kin} > L_{crit}$, se observă o lărgire a distribuțiilor de masă, ce poate fi explicată pe baza faptului că odată cu creșterea energiei de excitare, se mărește numărul configurațiilor asimetrice accesibile;

e) În cazul nucleelor de $^{180,182,190,198}\text{Hg}^*$, s-a prezis formarea unor distribuții de sarcină asimetrice, rezultat ce trebuie verificat experimental. Distribuțiile de sarcină prezise par a fi insensibile la variații mari ale energiei de excitare, respectiv, a momentului cinetic;

f) În cazul nucleelor de $^{180,182,190,198}\text{Hg}^*$, raportul izotopic calculat, nu este constant, el depinzând de momentul cinetic total, respectiv, de energia de excitare. Menționăm că în cazul actinidelor, un efect similar a fost observat în lucrările [6,7].

Gradul de realizare a obiectivelor în Etapa 1:

Obiectivul 1: Ciocnirile nucleu-nucleu în cazul reacțiilor menționate mai sus au fost tratate printr-o metodă îmbunătățită, iar rezultatele obținute sunt în concordanță cu datele experimentale. S-au pus în evidență corelări între distribuția de masă și distribuția de sarcină, și s-a stabilit clar o legătură între influența corecțiilor de pături, a momentului cinetic și a energiei de excitare ca funcție de momentul cinetic asupra distribuțiilor de sarcină și de masă.

Obiectivul 2: S-a arătat că fragmentele de fisiune nu păstrează neapărat același raport izotopic ca cel al nucleului compus. Unul dintre marile avantaje ale modelului propus este că ipoteza unui raport N_i/Z_i ($i = L, H, CN$) constant nu este un punct de plecare a modelului, iar polarizarea de sarcină poate fi studiată de la caz la caz, pentru fiecare fragmentare posibilă.

Obiectivul 3: Energia de rotație a sistemului a fost calculată pentru fiecare configurație posibilă $\{Z_i, A_i, \beta_i, L, E_0^*\}$, ținând cont de valoarea momentului cinetic injectată în sistem în canalul de intrare. Rezultatele obținute au fost în concordanță cu cele obținute în studiile premergătoare proiectului [10,11]. Diferența între studiul derulat în cadrul proiectului și studiul prezentat în lucrările [10] și [11] constă în faptul că, în cadrul proiectului, energiile de legătură a fragmentelor de fisiune au fost calculate pentru fiecare deformare posibilă, iar în studiile premergătoare s-au folosit valorile experimentale de deformare cuadrupolară pentru starea fundamentală și valori experimentale ale energiei de legătură în starea fundamentală. Distribuția momentelor cinetice calculate nu a putut fi comparată cu date experimentale pentru reacțiile menționate anterior, așadar această distribuție nu a fost publicată. Mai mult, atenția grupului a fost orientată spre calculul energiilor total cinetice și a distribuției de neutroni, precum și corelarea acestora, datorită apariției în literatura de specialitate a noi date experimentale ce acoperă aceste subiecte.

Obiectivul 4: Efectul corecțiilor de pături asupra observabilelor experimentale este în continuare unul dintre problemele principale ale domeniului, iar înțelegerea pe deplină a rolului acestora în procesul de fisiune rămâne încă neelucidată. În general se crede că, într-o reacție nucleară cu ioni grei, odată cu creșterea energiei proiectilului crește energia de excitare a nucleului compus, iar pentru energii mari de excitare, fragmentele rezultate au mase (sarcini) aproximativ egale. Lucrul acesta este însă pus la încercare de noi observații experimentale. Așa cum am arătat, energia de excitare a nucleului compus nu depinde doar de energia de bombardare a proiectilului, ci depinde puternic de parametrul de impact, deci de momentul cinetic al sistemului. Energia de excitare a CN influențează la rândul său PES ce dictează în final toate cele cinci observabile. După cum am precizat anterior, am arătat că pentru valori mici ale lui L , distribuția de masă și sarcină prezintă caracteristici netede ale unei fisiuni simetrice, dar pentru valori mari ale momentului cinetic, distribuțiile sunt asemănătoare unor procese de fisiune spontane ce pot fi asimetrice. Modul în care PES și energia de excitare a fragmentelor sunt guvernate de energia de excitare a CN și de momentul cinetic total este unul complex, iar modelul nostru încorporează toate aceste elemente într-un mod natural.

Obiectivul 5: S-au găsit și explicat corelațiile între distribuția de masă, de sarcină și cea a momentelor cinetice, pentru diferite reacții ce implică ioni grei, la diferite energii incidente ale proiectilului. Rezultatele obținute pentru distribuția de sarcină și cea de masă au fost publicate în [5]. Rezultatele sunt prezentate în paragraful precedent, punctele a-f.

Etapa 2

După cum a fost anticipat încă din etapa de depunere a proiectului, atenția comunității științifice s-a orientat spre dezvoltarea unor metode avansate de detecție a numărului de neutroni rezultați în urma fisiunii nucleelor puternic excitate, și a corelării multiplicității neutronilor cu celelalte observabile de interes. Astfel, s-au făcut remarcate rezultatele publicate în lucrările [12,13] în anii 2020-2021, rezultate obținute în cadrul experimentului R3B/SOFIA. Autorii acestor lucrări au observat simultan distribuțiile de masă și de sarcină în cadrul unor fisiuni induse electromagnetic prin excitarea Coulomb a diferitelor actinide și preactinide folosind fascicule de ^{235}U de energie 555 MeV A [14]. Distribuțiile fiind determinate simultan, eveniment-cu-eveniment, a fost posibilă determinarea distribuției neutronilor și a numărului mediu de neutroni per act de fisiune. Ținând cont că experimentele au pornit de la reconfirmarea datelor obținute de K.H. Schmidt în anii 2000-2001 [15,16], iar în setul acesta de date sunt prezentate și distribuțiile energiilor total cinetice

($TKE(Z)$) ale fragmentelor de fisiune, pentru prima dată cele patru distribuții ($Y(A), Y(Z), TKE(A), \langle n \rangle (A)$) au putut fi determinate simultan în cadrul aceluiași experiment.

Din rezultatele publicate în lucrarea [12] se remarcă câteva aspecte, și anume:

- 1) În cazul fisiunii induse electromagnetic a ^{222}Th , distribuția $\langle n \rangle (Z)$ arată o valoare aproximativ constantă pentru un interval de 25 de unități a numărului atomic Z a unuia dintre fragmente, dar distribuția de sarcină prezintă o dependență puternică cu același număr Z , prezentând un peak pronunțat pentru fragmentări simetrice;
- 2) În cazul fisiunii ^{226}Th , $\langle n \rangle (Z)$ variază cu numărul atomic Z , prezentând un peak pentru fragmentări simetrice, deși distribuția de sarcină prezintă trei peak-uri egale;
- 3) În cazul fisiunii ^{230}Th , $\langle n \rangle (Z)$ prezintă un peak pronunțat pentru fragmentări simetrice, deși $Y(Z)$ prezintă două peak-uri asimetrice. Mai mult, în cazul fisiunii ^{230}Th , valoarea $\langle n(A) \rangle$ este cu 2.7 unități mai mare decât în cazul fisiunii izotopilor $^{222,226}\text{Th}$, ceea ce ar reprezenta o creștere de 27 MeV a energiei de excitare a fragmentelor de fisiune. Autorii au explicat acest lucru pe baza unei configurații super-long la punctul de sciziune, ceea ce, în opinia noastră, nu are justificare teoretică, după cum am arătat în lucrarea [17].

Ținând cont de aceste rezultate publicate, de faptul că grupul nostru are experiență în ceea ce privește calculul distribuțiilor $Y(A)/Y(Z)$ și $TKE(A)/TKE(Z)$, și dorind să fim în sincron cu rezultatele de actualitate obținute de comunitatea științifică, grupul și-a îndreptat atenția spre această direcție. Așadar, în etapa precedentă au fost calculate distribuțiile de masă și de sarcină în cadrul unor ciocniri nucleu-nucleu. Trecerea către fisiunea indusă electromagnetic este simplă: în cazul reacțiilor cu ioni grei $L \neq 0$, dar în cazul fisiunii indusă electromagnetic $L \simeq 0$, deci în sumele din ecuațiile (2) și (3) rămâne un singur termen. Energia cinetică a fragmentelor de fisiune poate fi ușor calculată (**Activitatea 3.1**):

$$\langle TKE \rangle (Z_i) = \frac{\int TKE(\{Z_i, A_i, \beta_i\}, R_m) w(\{Z_i, A_i, \beta_i\}, R_m) dA_i d\beta_L d\beta_H}{\int w(\{Z_i, A_i, \beta_i\}, R_m) dA_i d\beta_L d\beta_H}, \quad (4)$$

$$\langle TKE \rangle (A_i) = \frac{\int TKE(\{Z_i, A_i, \beta_i\}, R_m) w(\{Z_i, A_i, \beta_i\}, R_m) dZ_i d\beta_L d\beta_H}{\int w(\{Z_i, A_i, \beta_i\}, R_m) dZ_i d\beta_L d\beta_H}, \quad (5)$$

unde $TKE(\{Z_i, A_i, \beta_i\}, R_m) = V^N(\{Z_i, A_i, \beta_i\}, R_m) + V^C(\{Z_i, A_i, \beta_i\}, R_m)$ este dat de potențialul Coulomb, respectiv nuclear de interacție între cele două fragmente. Similar, $\langle n \rangle (Z_i)$ a fost calculat în primă fază ca (**Activitatea 3.2**):

$$\langle n \rangle (Z_i) = \frac{\int n(\{Z_i, A_i, \beta_i\}, R_m) w(\{Z_i, A_i, \beta_i\}, R_m) dZ_i d\beta_L d\beta_H}{\int w(\{Z_i, A_i, \beta_i\}, R_m) dZ_i d\beta_L d\beta_H}, \quad (6)$$

unde $n(\{Z_i, A_i, \beta_i\}, R_m) = \sum_i \frac{E_i^*(Z_i, A_i, \beta_i) + E_i^{def}(Z_i, A_i, \beta_i)}{S_i^n + 2T_i}$, S_i^n este energia medie de separare a primilor doi neutroni, iar E_i^*, E_i^{def} sunt energiile de excitare, respectiv de deformare a nucleului i .

Ecuția (6) oferă valori bune în ceea ce privește numărul mediu de neutroni emiși de o anumită configurație, dar nu este capabilă să descrie distribuția de probabilitate a numărului de neutroni emiși. Mai exact, cel de-al doilea și al treilea moment al distribuției sunt departe de valorile experimentale. În opinia noastră, ecuația (6) este ușor naivă, și trebuie folosită cu rezervare, datorită termenului $n(\{Z_i, A_i, \beta_i\}, R_m)$, care, pentru o configurație $\{Z_i, A_i, \beta_i\}$ dată oferă valori fracționare, greu de interpretat din punct de vedere fizic.

Acestea fiind spuse, s-a trecut la dezvoltarea unei noi metode de calcul a probabilității $P_x(E_i^*)$ pentru ca exact x neutroni să fie emiși de nucleul $(Z_i, A_i, \beta_i, E_i^*)$. Aceasta a presupus extinderea **Activității 3.2** din Planul de realizare a proiectului.

În ipoteza că distribuția după energii a neutronilor în interiorul nucleului ascultă de o distribuție de tip Maxwell, probabilitatea $P_x(E_i^*)$ se poate calcula ca:

$$P_x(E_i^*) = I(\Delta_x, 2x - 3) - I(\Delta_x, 2x - 1), \quad (7)$$

unde probabilitățile de a obține cel puțin x , respectiv $x + 1$ neutroni sunt date de funcțiile gamma incomplete a lui Pearson:

$$I(\Delta_x, 2x - 3) = 1 - e^{-\Delta_x} \left(1 + \sum_k^{2x-3} \frac{(\Delta_x)^k}{k!} \right), \quad (8)$$

$$I(\Delta_x, 2x - 1) = 1 - e^{-\Delta_{x+1}} \left(1 + \sum_k^{2x-1} \frac{(\Delta_{x+1})^k}{k!} \right), \quad (9)$$

iar $\Delta_x = \left(E_i - \sum_{k=1}^x S_k \right) / T_i$, și S_k este energia de separare a neutronului în pasul k . Pentru a se ține cont și de partiția energiei de excitare totală între cele două fragmente, și de fluctuațiile energiilor de excitare $E_{1,2}^*$ și a parametrilor de deformare în jurul valorilor de echilibru $\beta_{1,2}$, probabilitatea finală de emisie a exact x neutroni din fragmentul (Z_i, A_i) este:

$$P_i(x) = \frac{\int_0^{E^*} P_x^i(E_1) \rho_{i=1}(E_1) \rho_{i=2}(E^* - E_1) dE'}{\int_0^{E^*} \rho_{i=1}(E_1) \rho_{i=2}(E^* - E_1) dE'}. \quad (10)$$

Probabilitatea ca un sistem dinuclear la punct de sciziune să emită exact x neutroni poate fi acum calculată ca:

$$P_x^{DNS} = \sum_{k=0}^x P_k^{i=1}(E_1^*) P_{x-k}^{i=2}(E_2^*). \quad (11)$$

Rezultatele obținute în această fază a proiectului sunt:

- a) S-a arătat că distribuțiile de masă, de sarcină, distribuțiile energiilor cinetice totale și distribuția multiplicității neutronilor pot fi calculate simultan pe baza acelorași suprafețe de energie potențială, iar rezultatele sunt în concordanță cu datele experimentale [5];
- b) S-a demonstrat ca distribuțiile menționate anterior sunt corelate [17,18];
- c) Tranziția de la fisiunea predominant simetrică la fisiunea predominant asimetrică, ce are loc în lanțul izotopic al toriului, conduce la o creștere a numărului mediu de neutroni emiși pe act de fisiune [17];
- d) În cazul izotopului de ^{222}Th , o valoare aproximativ constantă a TKE ca funcție de numărul de sarcină/masă este corelată cu o valoare aproximativ constantă a multiplicității neutronilor, ca funcție de același număr de sarcină/masă [17].
- e) Fisiunea nucleului de ^{230}Th este dominată de efectele de pături ceea ce determină apariția unor maxime asimetriche în distribuția de sarcină, iar acest lucru se reflectă și în distribuțiile TKE(Z) și $\langle n \rangle(Z)$;

f) Numărul mediu de neutroni emiși pe act de fisiune crește pe măsură ce numărul de masă pentru nucleele de toriu crește [17,18].

g) Probabilitatea ca exact x neutroni să fie emiși pe act de fisiune este bine descrisă de modelul nostru, și în concordanță cu datele experimentale, pentru o serie de reacții de fisiune nucleară, cum ar fi fisiunea indusă cu neutroni termici sau energetici a ^{235}U , ^{239}Pu și în cazul fisiunii spontane a izotopilor de ^{240}Pu , ^{244}Cm , ^{252}Cf [18].

h) S-a arătat că tranziția de la o fisiune simetrică la una asimetrică are un impact sensibil asupra multiplicității neutronilor, $\langle n \rangle$, asupra valorii medii a energiei totale cinetice, $\langle TKE \rangle$, și asupra probabilității dată de ecuația (11) [18].

i) S-a arătat că toate cele trei valori menționate anterior poartă cu sine informații despre tranziția de la o fisiune simetrică la una asimetrică (sau invers), și că pot servi ca un indicator pentru a identifica aceste tranziții. Menționăm aici și că această metodă propusă de noi, este mult mai ușor de realizat din punct de vedere experimental [18].

Gradul de realizare a obiectivelor în Etapa 2

Obiectivul 2: Așa cum am menționat anterior, ipoteza conform căreia fragmentele de fisiune posedă același raport izotopic ca și nucleul inițial nu este neapărat adevărat. Mai mult, acele configurații care conțin fragmente ce deviază de la raportul N/Z al nucleului compus aduc o contribuție de 20%-30% la distribuțiile de masă și de sarcină a fragmentelor de fisiune [5, 17, 18].

Obiectivul 4: Tranziția de la o fisiune simetrică la una asimetrică este guvernată de trei componente ale energiei totale a sistemului: energia de legătură LDM, energia de legătură dată de corecțiile de pături și energia de interacție între cele două fragmente. Cele trei componente sunt interdependente, în sensul în care energiile de legătură sunt dependente de temperatură (deci de energia de excitare a sistemului), iar energia de excitare este dependentă de energia totală. Mai mult, potențialul de interacție depinde de deformările nucleelor, deformări ce depind de energiile de legătură. Așadar, orice schimbare în una din componentele energiei totale conduce la transformări majore. În lucrările [5, 17,18] acest fapt a fost abordat în mod explicit, iar pe seama corecțiilor de pături, și a legăturii între acestea și energia de excitare, au fost explicate tranzițiile de la o fisiune simetrică la una asimetrică, și au fost explicate transformările ce au loc în distribuțiile $Y(A)$, $Y(Z)$, $TKE(A)$, $\langle n \rangle (Z)$.

Obiectivul 5: În lucrările [17,18] toate observabilele de interes au fost corelate pe baza studiului suprafețelor de energie, și a transformărilor care apar în acestea în funcție de parametrii canalului de intrare.

Obiectivul 6: Influența canalului de intrare și TKE au fost abordate în mod explicit, iar rezultatele au fost publicate în lucrările [17] și [18], în cazul unor actinide și preactinide, la diferite energii ale nucleului fisionabil. Bimodalitatea a fost studiată în cadrul proiectului pentru o serie de izotopi ai Fm și No, dar rezultatele nu au fost încă diseminate. Abordarea noastră a fost aceea de a verifica modelul nostru cu datele experimentale recente și de încredere, unde există un set complet de măsurători ($Y(Z)$, $Y(A)$, $TKE(Z)$ și eventual $\langle n \rangle (Z)$), iar acestea nu există momentan pentru regiunea între Rn și Pu pe harta nucleelor.

Obiectivul 7: Lucrările [17-18], și cu precădere lucrarea [18] abordează în mod explicit multiplicitatea neutronilor. În lucrarea [17] distribuția $\langle n \rangle (Z)$ este calculată pentru izotopii toriului, iar în lucrarea [18] se oferă o metodă mai avansată și mai exactă de a calcula multiplicitatea neutronilor, metodă ce a fost aplicată în cazul fisiunii unor nuclee de Th, U, Cm și Cf, la diferite energii de excitare (în cazul fisiunii spontane, în cazul fisiunii induse cu neutroni termici sau rapizi, și în cazul fisiunii induse electromagnetic - energia de excitare fiind de 11 MeV).

Etapa 3

În ultima etapă a proiectului s-a abordat **Activitățile 2.2 respectiv 2.3** din Planul de realizare a proiectului. Practic, în cadrul **Activității 2.2** s-au introdus modurile de vibrație și rotație a sistemului la punctul de sciziune.

După cum am menționat în cadrul celorlalte etape, la punctul de sciziune sistemul este format din două fragmente și are o energie de excitare. **Energia de excitare ee** duce la activarea unor moduri de vibrație-rotatie: modul bending, în care cele două fragmente oscilează în jurul centrelor proprii de masă, iar mișcările au loc în sens opus pentru a conserva momentul cinetic; modul twisting, în care fragmentele se rotesc în jurul axei de fisiune, dar în sens opus unul față de celălalt pentru a conserva momentul cinetic în direcția axei de fisiune; modul wriggling, în care cele două nuclee se rotesc în aceeași direcție, iar sistemul ca întreg se rotește în sens invers, din nou, pentru a conserva momentul cinetic total; și, în fine, modul tilting, în care vectorul moment cinetic total execută o mișcare de oscilație în jurul unei axe perpendiculare pe axa de fisiune.

Dacă momentul cinetic total al sistemului este L (egal cu momentul cinetic imprimat în canalul de intrare), atunci acest moment cinetic este transferat celor două fragmente: $L = S_1 + S_2 + l$, unde $S_{1,2}$ este momentul cinetic intrinsec al fragmentului $i = 1,2$ și l este momentul cinetic orbital. Energia de rotație a sistemului este $V^R = \frac{S_1^2}{2\mathcal{I}_1} + \frac{S_2^2}{2\mathcal{I}_2} + \frac{l^2}{2\mathcal{I}_R}$, unde $\mathcal{I}_{1,2,R}$ sunt momentele de inerție a fragmentului ($i = 1,2$) sau a sistemului ($i = R$). Din descompunerea lui S_i pe cele trei direcții OX, OY, OZ , se observă că fiecare componentă a spinului este formată dintr-o mișcare "rigidă" a sistemului și o componentă atribuită modurilor de vibrație-rotatie. Pentru unul dintre fragmente ($i = 1$), forma quadratică a $V_{bm} = V^R - L^2/2\mathcal{I}$ se poate scrie ca:

$$V_{bm} = \frac{1}{2}(\epsilon_{Wx}^2 + \epsilon_{Bx}^2 + \epsilon_{Ti}^2 + \epsilon_{Tw}^2 + \epsilon_{Wz}^2 + \epsilon_{Bz}^2), \quad (12)$$

unde $\epsilon_{Ti} = K \sqrt{\frac{\mathfrak{I}_R}{\mathfrak{I}(\mathfrak{I}_1 + \mathfrak{I}_2)}}$, $\epsilon_{Tw} = R_y \sqrt{\frac{\mathfrak{I}_1 + \mathfrak{I}_2}{\mathfrak{I}_1 \mathfrak{I}_2}}$, $\epsilon_{Wx} = R_{1x}/a_{1Wx}$, $\epsilon_{Wz} = R_{1z}/a_{1Wz}$, $\epsilon_{Bx} = R_{1x}/a_{1Bx}$ și $\epsilon_{Bz} = R_{1z}/a_{1Bz}$ sunt coordonatele normale a modurilor tilting, twisting, wriggling și bending, iar Termenii $a_{1,k}$, $k = Wx, Wz, Bx, Bz$ sunt reprezintă componentele vectorilor proprii pentru modurile wriggling și bending, componente ce depind doar de momentele de inerție a fragmentelor, deci de deformarea acestora. Astfel, o primă legătură cu PES este stabilită.

Momentul cinetic intrinsec al fragmentului $i = 1$ este: $S_1 = \sqrt{R_1^2 + I_{R1}^2 + 2R_1 I_{R1} \cos \theta}$, unde $\theta = \tan^{-1}(\epsilon_{Bx}/\epsilon_{Bz})$, și $R_1^2 = R_{1x}^2 + R_{1z}^2$. Funcția de partiție se calculează simplu, cu $\zeta^2 = \epsilon_{Bx}^2 + \epsilon_{Bz}^2$,

$$Z = \int_0^\infty d\zeta \zeta \int_0^{2\pi} d\theta \exp\{-\zeta^2/2\tau\} = 2\pi\tau, \text{ iar momentul cinetic datorat mișcării bending ia forma:}$$

$$\langle S_1^B \rangle \approx I_{R1} + \frac{a_{1B}^2 \tau}{2I_{R1}} - \frac{1}{2} \left(\frac{a_{1B}^2 \tau}{I_{R1}} + \frac{I_{R1}}{2} \right) \exp\left(-\frac{I_{R1}^2}{2a_{1B}^2 \tau}\right) + \sqrt{2\pi\tau} \left(\frac{a_{1B}}{2} + \frac{I_{R1}^2}{8\tau a_{1B}} \right) \operatorname{erfc}\left(\frac{I_{R1}}{a_{1B}\sqrt{2\tau}}\right). \quad (11)$$

Similar, pentru modurile twisting și tilting:

$$\langle S_1^{Tw} \rangle \approx \left(I_{R1} + \frac{a_{1Tw}^2 \tau}{2I_{R1}} \right) \operatorname{erf}\left(\frac{I_{R1}}{a_{1Tw}\sqrt{2\tau}}\right) + \frac{a_{1Tw}}{2} \sqrt{\frac{2\tau}{\pi}} e^{-I_{R1}^2/2a_{1Tw}^2 \tau} + \frac{I_{R1}^2}{2a_{1Tw}\sqrt{2\pi\tau}} E_1\left(\frac{I_{R1}^2}{2a_{1Tw}^2 \tau}\right), \quad (12)$$

$$\langle S_1^{Ti} \rangle \approx I_{R_1} + \frac{1}{2I_{R_1}} \left(a_{1Ti}^2 - \left(\frac{\mathfrak{S}_1}{\mathfrak{S}} \right)^2 (a_{1Ti} + a_{2Ti})^2 \right) \langle \epsilon_{Ti}^2 \rangle, \quad \langle \epsilon_{Ti}^2 \rangle = \tau \left(1 - \sqrt{\frac{2}{\pi\tau}} \frac{x e^{-x^2/2\tau}}{\operatorname{erf}\left(\frac{x}{\sqrt{2\tau}}\right)} \right), \quad (13)$$

unde $E_1(x)$ este integrala exponențială $E_1(x) = \int_x^\infty dt e^{-t} t^{-1}$. Din studiile noastre, modul wriggling este un mod ce este puțin probabil de a fi activat, datorită faptului că el necesită o cantitate mare de energie. Mai mult contribuția sa la momentul cinetic intrinsec al fragmentelor este una neglijabilă.

Varianța distribuțiilor datorită modurilor de rotație-vibrație se pot calcula simplu, ducând la:

$$\sigma^B \approx (|a_{1B}| + a_{2B})^2 \tau \quad \text{și} \quad \sigma_1^{Tw} = a_{1Tw}^2 \left(1 - \frac{2}{\pi} \right) \tau, \quad (14)$$

iar în cazul modului tilting, $\sigma^{Ti} \simeq 0$. Aici, $\tau = T_{DNS}$ este temperatura sistemului la punctul de sciziune, temperatură ce depinde de energia de excitare a sistemului, care, la rândul său depinde de energia totală a sistemului și de momentul cinetic total. Astfel, legătura între momentul cinetic intrinsec al fragmentului de fisiune, configurația sistemului la punctul de sciziune și canalul de intrare a fost realizată.

Rezultatele obținute în această fază sunt:

- a) Distribuțiile momentelor cinetice și ale varianțelor sunt în concordanță cu datele experimentale, pentru o serie de reacții nucleare.
- b) Efectul modurilor de rotație-vibrație este semnificativ pentru fragmentări simetrice, efectul diminuându-se odată cu creșterea asimetriei configurației la punctul de sciziune.
- c) Pentru configurații puternic asimetrice valoarea momentului cinetic intrinsec scade cu asimetria de masă la punctul de sciziune. Efectul este strâns legat de contribuțiile din ce în ce mai mici ale momentului cinetic total odată la aceste configurații, deoarece o valoare mare a lui L favorizează formarea unor sisteme simetrice.
- d) Se demonstrează o conexiune între momentele cinetice ale fragmentelor și canalul de intrare prin controlul momentului cinetic maxim injectat în sistem. Aceasta poate fi controlat prin asimetria de masă/sarcină în canalul de intrare sau prin controlul energiei de bombardare a proiectilului.
- e) Există o saturare a momentului cinetic intrinsec a fragmentelor, dictată de valoarea L_{max} ce poate fi imprimată sistemului. Creșterea energiei cinetice a proiectilului duce la creșterea temperaturii sistemului, și la o creștere a dispersiei.

Gradul de realizare a obiectivelor în etapa 3

Obiectivul 2: S-a obținut distribuția momentelor cinetice a fragmentelor de fisiune prin încorporarea modurilor bending, twisting și tilting de vibrație-rotație. În cadrul acestei etape, dispersia valorilor a fost dedusă și comparată cu datele experimentale.

Obiectivul 5: S-a realizat corelarea distribuției momentelor cinetice cu celelalte observabile de interes, în special cu distribuția de masă, respectiv de sarcină. Studiul nostru arată că spinul intrinsec al fragmentelor depinde de momentul de inerție, deci de numărul de masă și de sarcina a

fragmentului, și de energia de excitare. Aceste caracteristici sunt guvernate de suprafețele de energie la punctul de sciziune. Fragmentările asimetrice devin din ce în ce mai puțin probabile pe măsură ce momentul cinetic în canalul de intrare crește, iar acest lucru se reflectă în momentul cinetic al fragmentelor asimetrice de fisiune.

Concluzii și rezultate

- a) *Toate obiectivele asumate în propunerea de proiect au fost duse la îndeplinire.*
- b) *Obiectivul principal al proiectului, și anume de a calcula și a corela toate cele cinci observabile de interes ($Y(A)$, $Y(Z)$, $TKE(A)$, $\langle n \rangle (Z)$, $\langle L \rangle (Z)$) a fost atins.*
- c) *În timpul derulării proiectului au fost publicate 2 articole în reviste cu factor de impact ridicat (zona roșie), 1 articol este în curs de publicare într-o revistă cu factor de impact ridicat (zona roșie), iar alte două articole sunt în curs de pregătire.*
- d) *Calcululele au fost realizate folosind modele statistice, dar rezultatele curente deschid calea către aplicarea lor în unele modele dinamice, pe care autorii doresc să le abordeze în viitorul apropiat.*

Bibliografie

- [1]. K. Nishio et al.- Phys. Lett. B748(2015)89
 [2]. E. Prasad et al. - Phys. Rev. C91(2015)064605
 [3]. G. N. Knyazheva et al. - Phys. Rev. C75(2007)064602
 [4]. H. Pașca et al. - Phys. Lett. B760(2016) 800–806
 [5]. H. Pașca et al. - Phys. Rev. C101(2020)064604
 [6]. D. Ramos et al. - Phys. Rev. C97(2018)054612
 [7]. D. Ramos et al. - Phys. Rev. C99(2019)024615
 [8]. K.-H. Schmidt et al. - Nucl. Phys. A665(2000)221
 [9]. K.-H. Schmidt et al. - Nucl. Phys. A693(2001)169
 [10]H. Pașca et.al, PHYSICAL REVIEW C96 044611 (2017)
 [11]H.Paşca et.al. , NUCLEAR PHYSICS A980, 143-155 (2018)
 [12] A. Chatillon et.al., Phys. Rev. Lett. 124, 202502 (2020).
 [13] J.-F. Martin et.al., Phys. Rev. C 104, 044602 (2021)
 [14] A. Chatillon et.al., Phys.Rev. C 99, 054628 (2019)
 [15] K.-H. Schmidt et al., Nucl. Phys. A 665, 221 (2000);
 [16] K.-H. Schmidt et al., Nucl. Phys. A 693, 169 (2001).
 [17] H. Pașca et. al., Phys. Rev. C, 104(1), 014604 (2021)
 [18] H.Paşca et.al., “Correlation between transition from symmetric to asymmetric fission and average neutron multiplicity and total kinetic energy”, trimis spre publicare în noiembrie 2021, Phys. Rev. C [CL10751 Pasca], retrimis în Iulie 2022.

Director de proiect,
 Lect. univ. dr. Horia PASCA
 4 August 2022