

UNIVERSITATEA POLITEHNICA BUCUREŞTI



Şcoala Doctorală de Ingineria şi Aplicaţiile Laserilor si Acceleratorilor

Decizia Nr. _____ din _____

TEZĂ DOCTORAT
REZUMAT

Dragoş-Florian NICHITA

FASCICULE DE IONI RADIOACTIVI GENERAŢI PRIN FISIUNEA INDUSĂ DE RAZE γ A ^{238}U ŞI RAZE γ PROMPTE ÎN ^{233}U(n$_{th}$,f)

COMISIA DE DOCTORAT

Prof. Dr. Ing. Călin A. UR Univ. Politehnica Bucureşti & ELI-NP	Preşedinte
Prof. Dr. Dimiter L. BALABANSKI Univ. Politehnica Bucureşti & ELI-NP	Conducător doctorat
Prof. Dr. Octavian A. SIMA Univ. Politehnica Bucureşti & ELI-NP	Referent
Prof. Dr. Anabella TUDORA Universitatea Bucureşti	Referent
Prof. Dr. Mieczyslaw W. KRASNY Universitatea LPNHE Sorbonne & CERN	Referent

BUCUREŞTI 2022

”Suntem ca niște pitici așezați pe umerii giganților. Vedem mai multe lucruri, care sunt mai îndepărtate decât au vazut ei, nu pentru că vederea noastră este superioară sau pentru că suntem mai înalți decât ei, ci pentru că ne ridică și statura lor se adaugă la a noastră.”

– John - Salisbury –

Vreau să le mulțumesc tuturor profesorilor și colegilor mei care m-au ajutat în încercarea de a vedea mai departe și de a înțelege mai profund. De asemenea, vreau să mulțumesc familiei și prietenilor mei pentru că m-au încurajat să-mi urmez pasiunea pentru fizică, nevoia mea de a încerca să înțeleg rădăcinile existenței. Nu știu ce va aduce viitorul, dar mi-a plăcut foarte mult călătoria până acum, cu toate suisurile și coborâșurile ei. De asemenea, aș dori să reamintesc oricui citește acest text dar si mie insumi, că trebuie să ne păstrăm mintea deschisă și să ne îndoim de totul la un nivel rațional, deoarece o mare capcană pe care am întâlnit-o în perioada de doctorat este aceea de a deveni prea sigur si confortabil cu anumite teorii sau formalisme, chiar punându-le în centrul gândirii noastre folosindu-le uneori pentru a explica comportamentul Universului (de ex. regulile de selecție nu permit anumite tranziții sau principiul excluderii al lui Pauli împiedică ca doi fermioni să poată ocupa simultan aceeași stare cuantică).

”Nu pot să învăț pe nimeni nimic. Nu pot decât să-i fac să gândească.”

– Socrate –

Cuprins

1 Introducere în fisiunea nucleară **5**
- 1.1 Descrierea generală a fisiunii nucleare 5
- 1.2 Cuantele gamma prompte ca sondă de fisiune 9
- 1.3 Producția de fragmente de fisiune neutrono-excedentare 9

2 Rolul nucleelor neutrono-excedentare in Cosmologie **12**
- 2.1 Cosmologie și nucleosinteză 12
  - 2.1.1 Nașterea Universului 12
  - 2.1.2 Formarea elementelor chimice 13
- 2.2 Procesul-*r* în medii stelare extreme 15
- 2.3 Instalații RIB ca laboratoare pentru nuclee exotice 17

3 Cuante γ prompte în ^{233}U(n_{th},f) **21**
- 3.1 Aranjamentul experimental la reactorul nuclear de la Budapesta . 21
- 3.2 Analiza de date 22
  - 3.2.1 Calibrarea si rezolutia energetica 22
  - 3.2.2 Deconvolutionarea datelor înregistrate de funcția de răspuns a detectorului folosind metoda matricei inverse 22
  - 3.2.3 Simulări GEANT4 pentru evaluarea răspunsului detectorului 24
  - 3.2.4 Determinarea matricei de raspuns şi extragerea rezultatelor 27

4 Mecanismul de foto-fisiune pentru generarea RIB **29**
- 4.1 Generarea RIB cu fascicule gamma LCB 29
  - 4.1.1 Infrastructura ELISOL la ELI-NP 30
  - 4.1.2 Model de foto-fisiune îmbunătăţit 30
  - 4.1.3 Proiectarea si optimizarea sistemului de ţinte 31
  - 4.1.4 Randamente estimate ale producției RIB 34

5 Producția de fascicule de ioni radioactivi la Gamma Factory **35**
5.1 Proiectul Gamma Factory de la CERN 36
5.1.1 Descrierea proiectului 36
5.1.2 Generarea fasciculului gamma și proprietățile acestuia . . 36
5.1.3 Formarea RIB cu celule de stopare a ionilor 37
5.1.4 Simularea ratelor de producție 40
5.1.5 Estimarea randamentului extracţiei 42
5.1.6 Ratele RIB disponibile pentru măsurare 47
5.2 Oportunități de fizică cu fascicule radioactive la Gamma Factory . 47

6 Concluzii și perspective **51**

Capitolul 1

Introducere în fisiunea nucleară

Acest capitol are scopul de a introduce conceptele principale ale procesului de fisiune nucleară, astfel încât să ofere o bază pentru lucrările prezentate mai târziu în teză.

1.1 Descrierea generală a fisiunii nucleare

Fisiunea nucleară [1] a fost descoperită în 1938 de Otto Hahn și colegul său Fritz Straßmann atunci când au observat crearea bariului (Ba) după ce nucleele grele de uraniu (U) "s-au spart" așa cum au descris procesul intuitiv. Fisiunea nucleară este procesul în care, în general, un nucleu mare (greu) suferă o deformare considerabilă, din care nu își va reveni și va scinda. Acest proces de deformare este legat de stările de energie nucleară. În fig.1.1 se poate observa o schiță a dependenței parametrului de deformare cuadrupolara (β_2) în funcție de energia de excitație în cazul ^{232}U [2] și a diferitele căi [3] [4] pe care nucleul le poate urma de-a lungul drumului către fisiune.

În termenii fizicii clasice este necesară o cantitate minimă de energie pentru a excita nucleul deasupra punctului din care poate suferi fisiune, acest prag de energie acționând ca o barieră. Într-un caz general, această barieră are o formă cu mai multe cocoașe care arată potențialul nuclear al sistemului. Orice tip de particulă incidenta poate adăuga energie nucleelor mamă și poate induce fisiunea dar cel mai studiat tip, datorită utilizării sale în sectorul energetic, este fisiunea indusă de neutroni. Acesta este procesul prin care un neutron este absorbit de un nucleu fisil provocând o creștere a stării energetice inducând reactia de fisiune pentru acel nucleu. Există efecte precum tunelarea cuantica care pot declanșa fisiunea

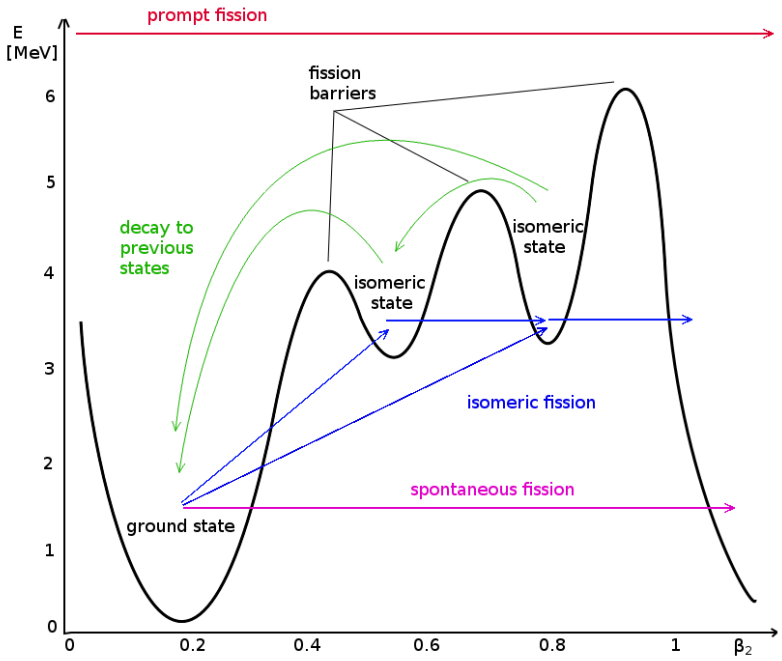


Figure 1.1: Schema barierei de fisiune cu trei cocoașe în cazul ^{232}U(γ,f). Săgeata roșie arată calea potențială către fisiune în cazul nucleelor ce primesc energie mai mare decât bariera. Săgețile verzi arată dezexcitarea și revenirea de la stările izomerice de energie mai mare la starea fundamentală. Săgețile albastre arată căile posibile către fisiune trecând prin starile izomerice, iar săgeata violet arată cazul fisiunii spontane.

spontană fără a fi nevoie de energie externă. Starea cuantică a fiecărei particule elementare din componenţa nucleelor joacă un rol în starea întregului sistem, astfel încât nucleele se comportă conform regulilor mecanicii cuantice putând să se dezintegreze sau să tuneleze prin bariera de potențial. Orice sistem cuantic are o probabilitate diferită de zero de a se afla în afara unui puţ de potențial, definită de modulul pătrat al funcției de undă în acea poziție particulară. O altă posibilă cale de fisiune, definită de forma reală a potențialului, este fisiunea izomeră care implică un proces în mai multe etape, sistemul trecând prin stări izomerice înainte de sciziune.

Indiferent de modul în care se produce fisiunea (inducerea prin neutroni, protoni, gama, etc) sau chiar în fisiunea spontană, există etape specifice pe care le parcurge nucleul, în literatură aceasta fiind denumită ipoteza independenței Bohr.

La momentul ruperii, numit punct de sciziune, nucleul se împarte în fragmente de fisiune (de obicei două) care posedă energie cinetică și de excitație ridicată, fiind eliberaţi în jur de 200 MeV per fiecare act de fisiune [5]. Distribuția masei și sarcinii nucleelor fiică (A_1,Z_1) și (A_2,Z_2) depinde de tipul de fisiune, de nucleul mamă (A_0,Z_0) și de starea sa energetică. Procesul are loc cu conservarea masei și a sarcinii $A_1 + A_2 = A_0$ si $Z_1 + Z_2 = Z_0$. Un exemplu de distribuție a maselor nucleelor fiică, atât fragmente de fisiune ușoare, cât și grele, este prezentat în fig. 1.2 pentru cazul fisiunii induse de fotoni a ^{238}U generată cu o energie a fotonilor de 14 MeV folosind modelul GIF [6].

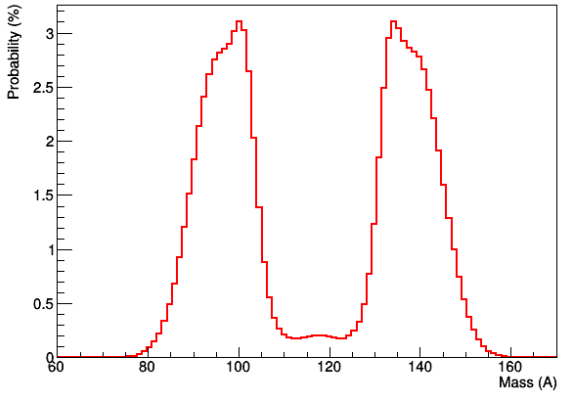


Figure 1.2: Distribuția masei fragmentelor de fisiune, generate prin fisiunea indusă de fotonii de 14 MeV, utilizând modelul GIF.

Raportul neutron la proton (N/Z) crește odată cu numărul de masă (A), nucleele mai ușoare având de obicei un număr egal de protoni și neutroni, dar nucleele mai grele au nevoie de mai mulți neutroni decât protoni pentru a compensa repulsia coulombiană care se manifestă între protonii componenţi. Cele două fragmente de fisiune au o masă mult mai mică decât nucleul mamă, astfel că nucleele fiică păstrând raportul (N/Z) al mamei, vor avea un număr mai mare de neutroni decât configurația stabilă corespunzătoare masei lor specifice şi din această cauză poartă numele de nuclee neutrono-excedentare. Unele nuclee generate în fisiune vor avea un raport N/Z neobișnuit de ridicat și de aceea sunt numite nuclee exotice neutrono-excedentare. Acestea din urmă sunt produse cu probabilități foarte mici și au, de obicei, durate de viață scurte, de aici denumirea de nuclee exotice. Fiind neutrono-excedentare și generate în diferite stări excitate, fragmentele de fisiune se vor dezintegra rapid iar canalul favorit este separarea neutronilor fiind

astfel emişi neutronii prompţi de fisiune. În competiție, nucleele ffică se pot dezintegra prin alte canale disponibile, cum ar fi emiterea de cuante gamma, numite cuante gamma prompte de fisiune. După ce această fază promptă prezentată în fig. 1.3 este finalizată, fragmentele de fisiune pot emite neutroni și cuante gamma întârziate în competiție cu dezintegrarea β^- către starea cu cel mai scăzut nivel de energie.

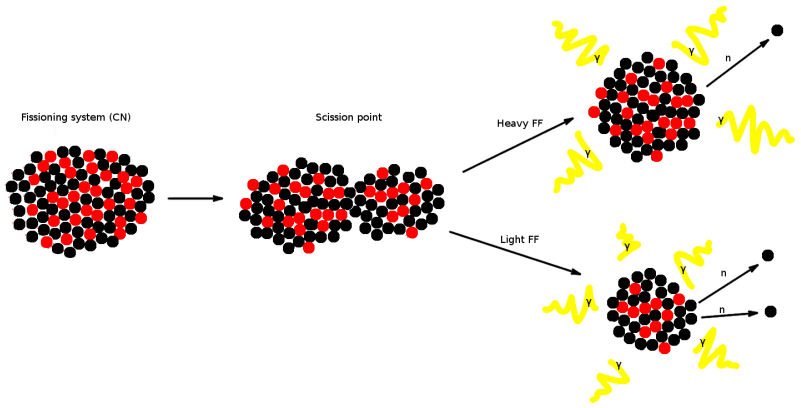


Figure 1.3: Desen care ilustrează pasul de fisiune promptă în care nucleul mama (CN) se împarte într-un fragment ușor și unul greu, care apoi se dezintegreaza prin emiterea de neutroni prompţi (puncte negre) și cuante gamma (linii zig-zag galbene)

Studiul procesului de fisiune este important atât pentru producerea de energie (reactoare nucleare) dar și pentru înțelegerea fundamentală a structurii nucleare, canalele de dezintegrare și așa mai departe. Un aspect important al fisiunii nucleare este, de asemenea, efectul de reacție în lanț. Fiecare proces de fisiune generează de obicei de la doi până la patru neutroni, fiecare putând induce fisiune în alt nucleu mamă, menţinând astfel reacția în lanț. Datorită faptului că emisia de neutroni are multiplicitatea mai mare de unu, pentru fiecare eveniment de fisiune, reacția se va desfăşura accelerat și va deveni necontrolată, cum este cazul armelor nucleare. În aplicații civile, cum ar fi reactoarele nucleare, este necesară mentinerea unei rate de reacție constantă, astfel neutronii emiși sunt menținuți sub numărul critic prin introducerea materialelor de captare a neutronilor (cum ar fi cadmiu) în zona activă a reactorului. Pentru a controla mai bine procesul de fisiune s-au făcut multe experimente cu scopul de a determina parametri precum: energia emisă în procesul de fisiune, multiplicitățile de neutroni prompţi și

gamma prompte împreună cu distribuția lor de energie, precum și pentru determinarea secțiunii eficace de interacție pentru diferite canale care au ca rezultat fisiunea nucleară. Astfel de studii, rezultate sau proceduri sunt prezentate sau invocate în capitolele ulterioare ale acestei teze.

1.2 Cuantele gamma prompte ca sondă de fisiune

După cum este descris în secțiunea anterioară, după ce are loc scindarea nucleelor mamă, fragmentele de fisiune generate (fiice) sunt în stări excitate și se vor dezintegra în două faze: faza promptă (10^{-12}s) și faza întârziată. În faza promptă, nucleul fiică se descompune în principal prin emisie de neutroni (neutroni prompti) și emisie gamma (cuante gamma prompte). În timp ce neutronii prompti au un impact mare asupra mecanismului de reacție în lanț și sunt în mare măsură studiaţi în special pentru aplicațiile de generare a energiei, cuantele gamma prompte transportă doar o mică parte din energia eliberată și joacă un rol minor în ecuația reacției în lanț, astfel literatura, în acest caz, nu este atât de vastă [7]. Cu toate acestea, cuantele gamma emise prompt conțin informații despre stările energetice ale nucleelor fiice, tipul dezintegrarii electromagnetice etc., astfel încât acestea pot fi foarte utile în cercetări fundamentale, cum ar fi studiile de structură nucleară, dar și pentru diferite aplicații, cum ar fi reactoarele nucleare de generație viitoare. Aceste cunoștințe pot fi, de asemenea, utilizate în paralel cu determinarea masei fragmentelor de fisiune pentru studiul în detaliu a procesului de fisiune în sine. Analiza unui spectru de cuante gamma prompte de fisiune vine cu provocări serioase care provin parțial din faptul că procesul de fisiune poate genera un numar mare de izotopi diferiti fiecare avand multe stări excitate diferite, astfel încât spectrul de energie a radiatiilor de dezexcitare are o formă cvasi-continuă. Pe lângă aceasta, multe alte aspecte, cum ar fi funcția de răspuns și performanța detectorului, fac studiul și mai dificil. Unele dintre aceste provocări și soluții sunt prezentate în capitolul 3 al acestei teze.

1.3 Producția de fragmente de fisiune neutrono-excedentare

Una dintre principalele modalități de a dobândi cunoștințe în fizica nucleară este observarea comportamentului nucleelor de interes prin măsurarea diferitelor radiaţii generate în urma reacțiilor nucleare. Aceste observații au permis dezvoltarea unor modele teoretice cum ar fi: modelul în pături în care nucleonii sunt aranjați într-o

structură asemănătoare atomului sau modelul picăturii de lichid în care materia nucleară este tratată ca o substanță asemănătoare lichidului. Pentru a merge mai departe cu înțelegerea actuală a mediului nuclear, comunitatea încearcă să observe noi sisteme nucleare legate care nu au fost observate până în acest moment și astfel să aducă noi constrângeri pentru dezvoltarea modelelor teoretice. După cum s-a descris în secțiunile anterioare, în procesul de fisiune nucleară, după sciziune, fragmentele nucleare sunt generate într-o distributie de masa si sarcina larga, astfel acest proces poate oferi mijloacele necesare pentru a produce un număr mare de nuclee, cu combinații de protoni și neutroni diferite, pornind de la mase mici (A$\approx$ 30) până la mase mari (A$\approx$200). Fiecare dintre aceste fragmente de fisiune cu combinația sa specifică a numărului de protoni (Z) și a numărului de neutroni (N) este produs cu o anumită probabilitate. Fig. 1.4 ilustrează probabilitățile de producție, normalizate la unitate, prezentate pentru fiecare izotop în cazul fisiunii induse de fotoni a ^{238}U, estimată folosind modelul GIF. [6].

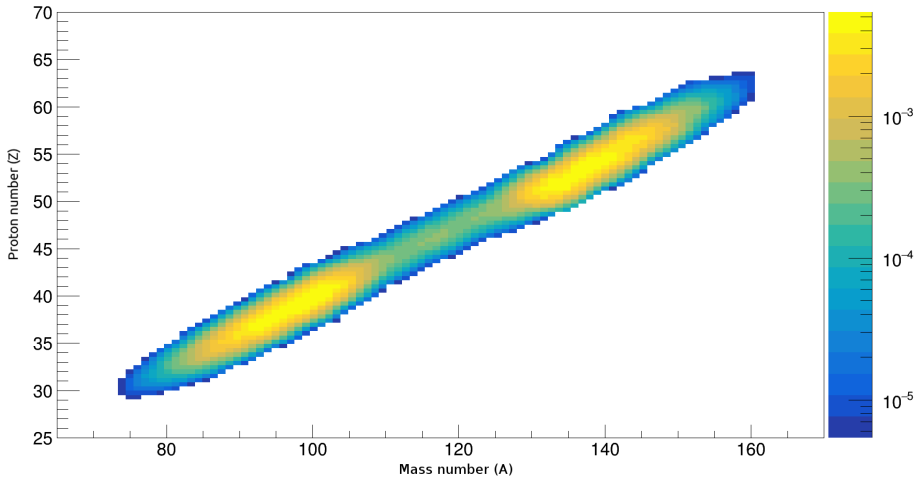


Figure 1.4: Distribuția de probabilități, normată la unitate, prezentată în axa z (culori) pentru generarea fiecărui izotop în funcţie de masa (A) si sarcina sa (Z), în fisiunea ^{238}U indusă de radiaţii γ cu energia de 14 MeV.

Procesul de fisiune este folosit de multe instalații nucleare consacrate pentru a produce și a pune la dispoziție pentru măsurare din ce în ce mai mulți izotopi exotici, cum ar fi fisiunea proiectilelor la instalația FAIR/GSI din Germania, fisiunea indusă de protoni la instalația ISOLDE de la CERN în Elveția sau fisiune indusă de neutroni la instalația SPIRAL2 de la GANIL în Franța, pentru a enumera doar

câteva. Celelalte metode comune de producere a izotopilor radioactivi exotici sunt prin fragmentare și spalaţie, procese care au loc atunci când un nucleu se dezintegrează prin reacții nucleare inelastice cu diferite particule de energie înalta. Viitoarele instalații precum ELISOL din cadrul ELI-NP, vor folosi fotoni de înaltă energie pentru a crea foto-fisiune în nucleele grele (actinide) și pentru a produce izotopi exotici neutrono-excedentari, detalii despre această metodă sunt prezentate în capitolul 4 al acestei teze. Următorul capitol prezintă importanța izotopilor neutrono-excedentari pentru nucleosinteza și dezvoltarea Universului.

Capitolul 2

Rolul nucleelor neutrono-excedentare in Cosmologie

Acest capitol descrie legătura dintre instalațiile de cercetare a fasciculelor de ioni radioactivi, studiul nucleelor exotice neutrono-excedentare și impactul acestora asupra înțelegerii evoluției Universului.

2.1 Cosmologie și nucleosinteză

2.1.1 Nașterea Universului

Universul este totalitatea spațiului și a timpului, include toate formele de materie și toate forțele care îi alimentează dinamica. Este posibil să găzduiască şi forme necunoscute de energie (energie întunecată) sau noi tipuri de materie (materie întunecată) și poate multe alte lucruri pe care le vom descoperi în călătoria noastră ca specie.

În fizica modernă, momentul creării Universului este acceptat ca fiind așa-numitul ”Big Bang”, atunci când spațiul și timpul au început să existe și să evolueze. Nu există o înțelegere științifică agreată pentru ceea ce s-a întâmplat înainte de momentul creației și nici cum sau de ce s-a întâmplat acest lucru, dar știința face o treabă grozavă în înțelegerea multor lucruri care s-au întâmplat la doar câteva fracțiuni de secundă după ”Big Bang” până in ziua de azi.

2.1.2 Formarea elementelor chimice

În primele două-trei minute după ”Big Bang” singurul element chimic creat a fost nucleul de hidrogen format dintr-un singur proton, elementul cu numărul atomic egal cu unu, primul în tabelul periodic al elementelor. Datorită forței nucleare, protonul s-a cuplat cu un neutron pentru a forma ”hidrogenul greu” numit deuteron. Densitatea mare de energie a permis fuziunea a două nuclee de deuteron fiind astfel creat, al doilea element din tabel, heliu (element cu doi protoni și doi neutroni).

La vârsta de aproximativ 380.000 de ani, Universul a suferit o schimbare fundamentală [8] condusă de faptul că densitatea de energie a devenit suficient de mică pentru a permite primilor fotoni (raze de lumină) să călătorească pe distanțe lungi fără a se ciocni de alte particule. Acesta este cunoscut ca momentul în care Universul a devenit transparent și marcând începutul epocii ”întunecate”, numită astfel datorită inexistenţei stelelor care să lumineze Universul. În paralel, corpurile solide create prin tracțiune gravitațională, după câteva sute de milioane de ani, au dezvoltat suficientă presiune în interiorul lor pentru a permite din nou fuziunea elementelor să aibă loc, sintetizând astfel următoarele elemente mai grele până la fier (Fe) și emiţând lumina lor caracteristică în acest proces, lumina stelară.

Fierul (Fe) are 26 de protoni legati împreună cu 30 de neutroni prin forța nucleară și, deoarece este al doilea cel mai legat nucleu cunoscut după nichel (^{62}Ni) are un prag înalt pentru procesul de fuziune, astfel acest proces este rar in cazul fuziunii stelare a Fe. Un corp uman [9] este alcătuit în masă din aproximativ 65% Oxigen (element cu opt protoni) și 18% Carbon (element cu șase protoni), deci acestea au fost produse în stele și, de asemenea, aproximativ 10% Hidrogen (element cu 1 proton) generat în prima secundă după Big Bang, astfel suntem într-adevăr făcuți din material stelar si primordial care a fost creat în afara planetei noastre. Cu toate acestea, există elemente mai grele prezente pe Pământ și, de asemenea, în corpurile noastre în cantități mici, cum ar fi seleniul, nucleu care are 34 de protoni și fiind mai greu decât fierul, cel mai probabil nu a fost creat în stele. Folosim în tehnologia noastră elemente precum zirconiu (40 de protoni), argint (47 de protoni), aur (79 de protoni) și așa mai departe. Centralele noastre nucleare sunt alimentate cu uraniu (92 de protoni) sau alte nuclee foarte grele care nu ar fi putut fi produse în procesul de fuziune care are loc în stele. Pentru aceste elemente grele ar fi trebuit să aibă loc și alte mecanisme de producție, cele mai prominente teorii fiind prezentate mai jos.

Principalele mecanisme pentru producerea elementelor mai grele decate Fe, propuse pentru prima dată în 1957 de EM Burbidge și AGW. Cameron [10] [11],

sunt: procesul de captare a protonilor (procesul-p), procesul lent de captare a neutronilor (procesul-s), procesul rapid de captare a neutronilor (procesul-r) și unele procese intermediare sau specifice anumitor conditii.

Procesul-p este caracterizat prin captarea de protoni cu emisie de raze gamma (p,γ) și este responsabil pentru producerea de izotopi protono-excedentari (nuclee-p).

Locațiile care ar putea avea densități mari de protoni liberi alături de nuclee mai grele cu energie cinetică mare sunt considerate a fi locurile de producție ale nucleelor p. Este necesară o energie cinetică mare pentru a depăși bariera coulombiană dintre protonul încărcat pozitiv și nucleele primitoare si ele încărcate pozitiv. Se așteaptă ca supernovele in care colapsează miezul să producă majoritatea nucleelor p datorită mediului lor puternic exploziv.

Procesul-s este determinat de o serie de reacții de captare a neutronilor care au loc lent, pe o scala de timp de mii de ani. Acest proces are loc de-a lungul văii stabilității β care este zona combinațiilor (N,Z) ale izotopilor stabili. Elementul nou creat are o masă mai mare și dacă este instabil, se va dezintegra prin transformarea neutronului suplimentar într-un proton (dezintegrare β^-), generând astfel elementul cu următorul număr atomic. Dacă acest proces se repetă, sunt create elemente cu număr atomic din ce în ce mai mare.

Principalul loc de producție este considerat a fi stele de ramuri gigantice asimptotice (AGB), care sunt observate ca stele gigantice roșii într-o fază evoluată a vieții lor, în care fierul (Fe) este suficient de abundent. Acestea sunt stele care au o un interval de masă cuprins între jumătate și opt ori masa Soarelui nostru și au straturi complexe de reacții de fuziune.

Procesul-r este caracterizat prin capturi secvențiale și rapide de neutroni de către nuclee primitoare rezultând izotopi exotici neutrono-excedentari care se vor dezintegra prin canalul β^-, similar procesului s, dar cu un flux de neutroni mai mare care permite reacții de capturi multiple înainte de dezintegrare, așa cum este exemplificat în fig. 2.1.

Datorită necesității unei densități mai mari de neutroni disponibili, locurile de producție sunt căutate prin cele care oferă condiții favorabile, cum ar fi: vânturi conduse de neutrini în supernove, ejecte conduse de turbulențe magnetice în jeturi magneto-hidrodinamice din supernove, discuri de acreție de stele neutronice sau găuri negre, fuziuni de stele neutronice binare sau o stea neutronică și o gaură neagră. [12]

Se crede că mecanismul procesului-r este responsabil pentru mai mult de jumătate din nucleele mai grele decât fierul [13], avand implicații mari în existența și evoluția actuală a Universului și este invocat de multe ori în analizele din

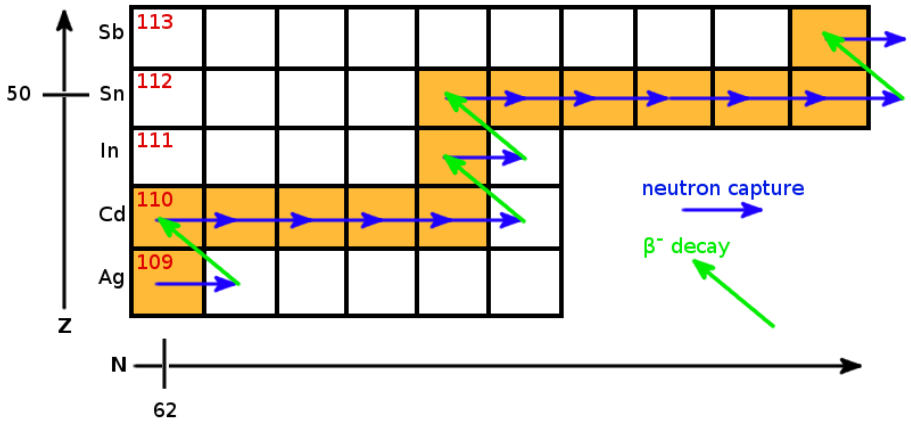


Figure 2.1: Exemplu pentru procesul-*r* (portocaliu) în regiunea Ag-Sb.

această teză, astfel câteva detalii importante sunt prezentate separat în următoarea secțiune.

2.2 Procesul-*r* în medii stelare extreme

Comunitatea de fizică nucleară, astronomii și astrofizicienii s-au alăturat căutării pentru înțelegerea misterelor procesului-*r* care, după mai bine de 60 de ani de când a fost propus pentru prima dată, este încă un puzzle nerezolvat pentru crearea de elemente grele în Univers.

Se poate observa în zilele noastre abundența elementelor din mediul Sistemului nostru Solar și, într-o oarecare măsură, în stelele vizibile din galaxia noastră Calea Lactee sau alte galaxii. Fracția elementelor mai grele se numește, în termeni astrofizici, ”metalicitate” și pare să existe un model universal de abundențe de elemente de proces-*r* observat, în special pentru elementele din intervalul Z = 50-75, care conduce la sugestia că o anumita combinație recurentă de evenimente trebuie să fie implicată pentru a produce un astfel de model [12]. Una dintre cele mai proeminente caracteristici ale acestui tipar de abundență este legată de vârfurile N = 50, 82 și 126. Izotopii cu paturi de neutroni închise au ordine de mărime mai mici pentru secțiunea de captare a neutronilor decât cei cu paturi incomplete, astfel încât procesul-*r* este mult mai puțin probabil în aceste cazuri și abundența arata aceste aspecte [14]. Există fluctuatii ale ”metalicității” care sunt de obicei exprimate ca raport al elementelor specifice procesului-*r* in functie de

abundența fierului, toate măsurătorile fiind scalate la raportul sistemului nostru solar. Aceste diferențe, în special cazurile cele mai proeminente, ar putea sugera mai multe medii diferite de proces-*r* generate de evenimente stelare de tip diferit, principalele urmărite fiind prezentate pe scurt mai jos.

Un loc de proces-*r* studiat în mod obișnuit este vântul de neutrini generat de supernovele in care colapseaza miezului. În procesul de colaps al miezului supernovelor, ratele de 10^{52} de neutrini și anti-neutrini sunt ejectate [15] la scară de timp de secunde generând reactii ce transforma protonii in neutroni $\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+$ si neutronii in protoni $\nu_e + n \rightarrow p + e^-$. Capacitățile mari de producție de neutroni și, prin urmare, densitățile mari de neutroni sunt favorizate în cazurile în care $\bar{\nu}_e$ sunt mai energici sau au densități locale mai mari care pot crea elemente de proces *r*. Simulările moderne [14] sugerează, pe baza cunoștințelor actuale despre fizica nucleară și neutrinică, că acest mecanism este unul secundar din mai multe alte evenimente stelare.

O alternativă propusă sunt jeturile magneto-hidrodinamice [16] în care materia este ejectată din cauza ratei de rotație ridicate în prezența câmpurilor magnetice ridicate care conduc la stele bogate în neutroni [**?**] care au ingredientele potrivite pentru a genera nuclee *r*.

Sistemele binare de stele cu neutroni pierd energie prin emiterea de unde gravitaționale și astfel fuzionează la un moment dat printr-un eveniment stelar violent [17]. Acest tip de evenimente au intrat în prim-plan de la detectarea primelor unde gravitaționale [18] la fuziunea a două găuri negre, unde ce au fost detectate la LIGO (Virgo Collaboration) [19]. În acest moment, se crede că găurile negre au un impact redus asupra creării elementelor în Univers, astfel încât o observație mult mai importanta din punct de vedere al nucleosintezei este cea a undelor gravitaționale generate de evenimentul de fuziune a două stele neutronice GW170817 [20]. Observațiile spectrale în urma acestui eveniment au arătat dezintegrare radioactivă în concordanță cu elementele procesului-*r*, dând încredere că acest tip de evenimente, probabil alături de fuziunile găurilor negre cu stele neutronice, sunt printre cele mai importante mecanisme de generare a elementelor specifice procesului-*r* [14]. Ritmul acestor evenimente observat în următorii ani ar putea confirma cuantumul în care aceste tipuri de fuziuni sunt responsabile pentru crearea elementelor grele in Univers.

Pentru a perfecționa teorii și a dezvolta modele cu privire la modul în care s-a desfășurat nucleosinteza, ar trebui să stăpânim multe procese de fizică nucleară, cum ar fi: ratele de captare a neutronilor, masele și structura nucleară, ratele de dezintegrare β^-, emisia de neutroni întârziați in urma β^-, bariere de fisiune și distribuția masei și a sarcinii fragmentelor de fisiune, precum și fizica neu-

trinilor care par să joace un rol important în mecanica procesului-*r*. Încercând să îmbunătățească cunoștințele în aceste subiecte, comunitatea de fizică a depus mult efort în crearea unor facilități (instalatii) care pot măsura și studia proprietățile materiei exotice, cum ar fi elementele procesului-*r* aici pe Pământ.

2.3 Instalații RIB ca laboratoare pentru nuclee exotice

Datorită impactului important asupra astrofizicii nucleare, așa cum s-a discutat în secțiunea anterioară, dar și pentru înțelegerea fundamentală a structurii nucleare, a ecuației de stare nucleară și până la fizica aplicată, studiul nucleelor exotice din regiunea neutrono-excedentară rămâne în centrul atenției fizicii nucleare contemporane.

Din acest motiv, mai multe facilități RIB sunt active în prezent la nivel mondial, cum ar fi CARIBU (ANL) [21], ISAC (Triumf) [22], ISOLDE (CERN) [23], FRS (GSI) [24] [25], SPIRAL (GANIL) [26], NSCL (MSU) [27], JYFL (Jyväskyl ”a) [28] și RIBF (RIKEN) [29]. Pentru o recenzie recentă a se vedea ref. [30]. Într-o mare măsură acestea se completează reciproc prin utilizarea unei varietăți de metode și tehnologii, cum ar fi tipuri de fascicule (de la ioni grei la fotoni), tipuri de ținte (groase sau subțire), separarea fragmentelor (separatoare în zbor, ISOL și/sau captare în celule) și metode diferite de selecție (cu lasere, magneți, spectrometre cu timp de zbor) precum și o multitudine de stații experimentale. Printre facilitățile RIB cu fascicule γ și ținte de actinide groase, actualul ALTO (IPN Orsay) [31] și viitoarele facilități ARIEL (TRIUMF) [32] folosesc surse bremsstrahlung, în timp ce viitoarea unitate ELISOL de la ELI-NP utilizează o sursă LCB (Laser Compton Backscattering - imprastiere Compton inversa). În comparație cu instalațiile cu fascicule de ioni, instalațiile cu fascicule γ au avantajul unor efecte de fond neglijabile datorită fasciculului lor primar, dar și dezavantajul unor randamente de producție RIB de obicei mai mici.

Aceste dezvoltări impresionante ale instalațiilor RIB au ajutat la măsurarea a mii de izotopi schițați în diagrama Segre 2.2, colorați în funcție de modul lor de dezintegrare. Cu toate acestea, multe nuclee, nu au fost încă măsurate (zona gri din fig. 2.2), în principal din cauza diferitelor provocări tehnologice.

Pentru a măsura și a învăța proprietățile acestor nuclee exotice trebuie mai întâi să fie produse și acest lucru se face prin diferite tipuri de interacțiuni nucleare, așa cum am enumerat puțin mai devreme în această secțiune.

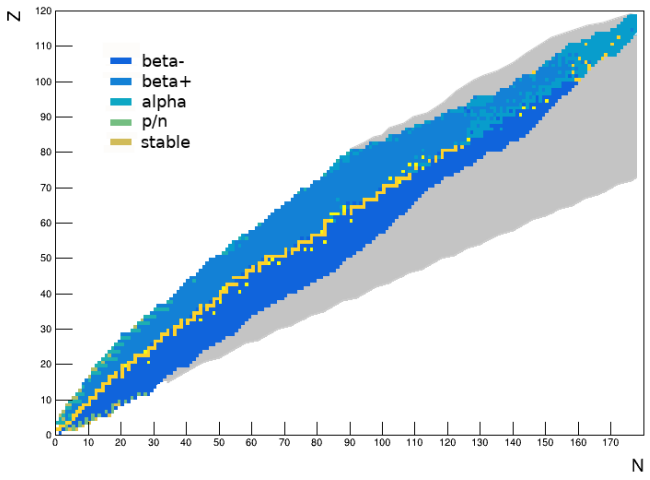


Figure 2.2: Diagrama Segre a izotopilor, culorile corespunzătoare diferitelor moduri de dezintegrare prezentate în figură și zona gri corespunzătoare nucleelor nemăsurate experimental.

După producție, nucleele exotice sunt apoi separate, de obicei, cu ajutorul separatoarelor de masă. Aceste dispozitive folosesc răspunsul diferit al raportului sarcină/masă ($\frac{q}{m}$) la câmpurile electromagnetice. În același câmp electric (E), nucleele cu raport sarcină/masă scăzută vor fi mai puțin accelerate (a=$\frac{qE}{m}$) decât cele cu raport sarcină/masă mai mare, permițând separarea prin metoda timpului de zbor (TOF). În mod similar, în același câmp magnetic ($\vec{B}$), particulele cu viteză ($\vec{v}$) vor întâlni o forță de deviere $\vec{F} = q(\vec{v} \times \vec{B})$. Deoarece această forță de deviere acționează ca o forță centripetă, se poate scrie ecuația $q(\vec{v} \times \vec{B}) = \frac{m\vec{v}^2}{r}$, unde r este raza curburii. Extragând valoarea lui r = $\frac{mv}{qB}$ se poate observa că nucleele cu valoare $\frac{q}{m}$ scăzută vor fi mai puțin deviate (curbate) decât cele cu $\frac{m}{a}re.qm$, astfel şi câmpurile magnetice pot fi folosite și pentru separarea izotopilor.

Cele mai folosite tipuri de configurații experimentale, construite cu scopul de a genera fascicule de ioni radioactivi (RIB), sunt: ISOL și separatoarele în zbor 2.3.

Tehnica ISOL (separator de ioni on-line) [33], schițată în fig. 2.3, folosește fascicule de mare intensitate de particule de masă ușoară care lovesc o țintă groasă și produc toate tipurile de reacții (spalație, fragmentare, fisiune etc.) pentru a produce nuclee radioactive care se difuzează într-o sursă de ioni. Ținta este incalzita pentru a facilita evaporarea nucleelor generate in afara acesteia. Fascicolul rezultat

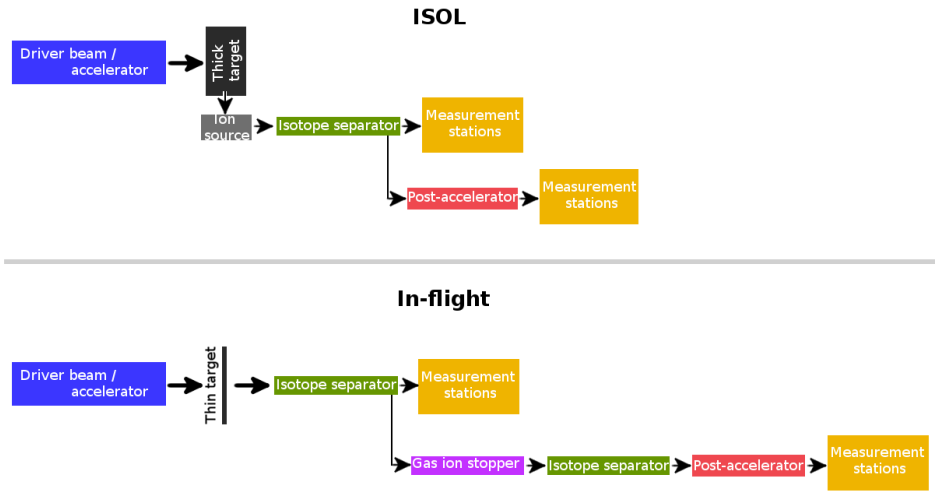


Figure 2.3: Diagrama care prezintă principalele caracteristici ale tehnicilor ISOL şi cea a separarii în zbor.

are o calitate bună, permițând studii detaliate ale reacțiilor și structurilor nucleare folosind experimente cu fascicul stopat, cum ar fi cele care implică capcane de ioni și spectroscopie laser. Poate că cea mai proeminentă caracteristică a acestei metode este că, datorită faptului că sunt disponibile fascicule primare de intensitate mare, în combinație cu ținta groasă, randamentele rezultate de ioni radioactivi sunt mari. Totuși, există două dezavantaje principale. În primul rând, extracția este puternic dependentă de proprietățile chimice ale izotopilor produși, astfel că cei mai activi din punct de vedere chimic sunt greu de transportat în afara țintei groase, un caz special fiind cel al elementelor refractare care nu sunt disponibile în această metodă deoarece nu se evaporă datorită temperaturii lor de topire ridicată. În al doilea rând, nucleele cu durată scurtă de viață nu sunt disponibile din cauza timpului lung necesar pentru difuzarea lor în afara țintei.

Tehnica de separare în zbor [34], schițată în fig. 2.3, folosește fascicule de mare intensitate de particule cu masă ridicată care se ciocnesc cu ținte subțiri producând în principal fragmentare. Nucleele radioactive rezultate își păstrează impulsul mare în direcția fasciculului, astfel încât acestea pot fi separate în masă rapid, în zbor, făcând disponibile măsurători pentru izotopii cu viata scurtă înainte de a se dezintegra. Această metodă rezolvă și problema dependenței chimice a elementelor din cauza extracției cinematice a nucleelor rezultate, totuși unul dintre principalele dezavantaje fiind dispersia ridicata atat in energie cat si in unghi

pentru fasciculul radioactiv format, astfel experimentele care necesită grupuri de ioni sau fascicule oprite nu se pot realiza.

Pe parcursul anilor de doctorat am fost implicat în campanii experimentale: implicând RIB-uri, pentru măsurători de masă la instalația Ion catcher - Fragment Separator (FRS) din cadrul GSI din Darmstadt, Germania (lucrare rezultată în referință [35]); măsurători a produsilor rezultati din reacția de transfer multinucleonic la Universitatea Jÿvaskÿla (JYFL), Finlanda (lucrare rezultată în referință [36]), spectroscopie laser coliniară la instalația ALTO din Orsay, Franța (articol rezultat în referință [37]) și, de asemenea, experimente de spectroscopie cu particule încărcate și gamma (lucrări rezultate în referința [38], [39], [40]). De asemenea, am fost implicat în analiza datelor rezultate in urma unor astfel de experimente, precum și în simulări și calcule pregătitoare pe care le voi prezenta în următoarele capitole ale tezei (lucrări rezultate in referința [41], [42], [43]).

Capitolul 3

Cuante γ prompte în ^{233}U(n_{th},f)

Acest capitol prezintă o lucrare originală constând în analiza cuantelor γ care au fost înregistrate în timpul unui experiment ^{233}U(n_{th},f) descris mai jos. Sunt prezentate metodele de prelucrare, calibrare și sortare a datelor conducând la determinarea spectrului de cuente γ prompte de fisiune. Spectrul măsurat este deconvolutionat de funcția de răspuns a detectorului pentru extragerea proprietăților cuntelor γ prompte de fisiune emise. Deconvolutionarea a fost realizată folosind metoda matricei inverse [44] care a presupus construirea unui model de detector şi realizarea unor simulări extinse pentru a descrie cat mai exact răspunsul detectorului.

3.1 Aranjamentul experimental la reactorul nuclear de la Budapesta

Acest experiment a fost realizat la Centrul de Cercetare Energetică a Academiei Maghiare de Științe (MTA EK) din Budapesta. In cadrul acestei instalații funcționează un reactor nuclear de cercetare, de putere mică, care poate furniza un fascicul de neutroni termici cu un flux de $5 \cdot 10^7 cm^{-2} s^{-1}$.

Materialul fisionabil utilizat este ^{233}U sub forma a doua ţinte UO_2: una cu masa 1818 μg, grosime 144 $\mu g/cm^2$ şi diametrul de 40 mm şi a doua cu masa 2010 μg, grosime 160 $\mu g/cm^2$ şi diametrul de 40 mm. Țintele au fost montate pe suporturi de Al (25 μm grosime și 40 mm diametru). Rata de fisiune estimată pentru ambele ținte fiind de $2,6 \cdot 10^5 s^{-1}$.

Scopul acestui experiment a fost de a testa și dezvolta sistemul de achiziție de date la ELI-NP, pentru a pregăti metodele de analiză a datelor dar si pentru

masurarea spectrelor de gamma prompte de fisiune (PFGS). Analiza PFGS are, de asemenea, impact asupra îmbunătățirii înțelegerii fundamentale a canalului de dezintegrare prin fisiune și imbunatatirea restricțiilor de proiectare ale viitoarelor reactoare nucleare.

Cele două probe de uraniu au fost plasate spate în spate în interiorul unei camere speciale de interacțiune care are un catod central și doi anozi laterali și este echipată cu grile, pe ambele părți, utilizate pentru detectarea fragmentelor de fisiune, oferind astfel semnal de declanșare pentru achiziția datelor.

Au fost utilizati patru detectori scintilatori, trei $LaBr_3$:Ce (2 inch $\times$ 2 inch) plasati la 30 cm de punctul de interacție și un $LaBr_3$:Ce (3 inch $\times$ 3 inch) plasat la 40 cm de punctul de interacţie.

Au fost utilizate două sisteme de achiziție de date (DAQ): unul a fost pus la dispoziție de JRC Geel și un al doilea sistem digital, de la ELI-NP, care a folosit formatul de achiziție MIDAS.

3.2 Analiza de date

3.2.1 Calibrarea si rezolutia energetica

Spectre de energie au fost preluate folosind mai multe surse de radiații gamma, cum ar fi ^{60}Co, ^{152}Eu, ^{207}Bi și un compus organic special numit "UreaD" (ND_2 $COND_2$) [45] care emite raze gamma de energie înaltă de până la 10 MeV atunci când este bombardat cu neutroni. De asemenea, au fost înregistrate date fără fascicul și fără surse radioactive pentru evaluarea fondului.

Pentru calibrarea energetica pe un interval mai mare, a fost utilizată o functie liniară plus exponențială pentru a descrie dependenţa canal-energie, așa cum se arată în fig. **??**.

Rezoluția relativă a energiei sub formă de ($\frac{\Delta E}{E}$), unde ΔE este lățimea la jumătatea înălțimii (FWHM), a fost calculată, folosind datele sursei ^{152}Eu şi descrisa cu o funcție putere $\frac{\Delta E}{E} = a \cdot E^b$ așa cum se arată în fig.**??**.

3.2.2 Deconvolutionarea datelor înregistrate de funcția de răspuns a detectorului folosind metoda matricei inverse

Experimentele actuale de fizică nucleară se bazează pe dispozitive electronice specializate pentru a detecta diferite tipuri de radiații emise in urma unei reactii și astfel, de fapt, cel ce realizeaza experimentul înregistrează ceea ce sesiseaza echipa-

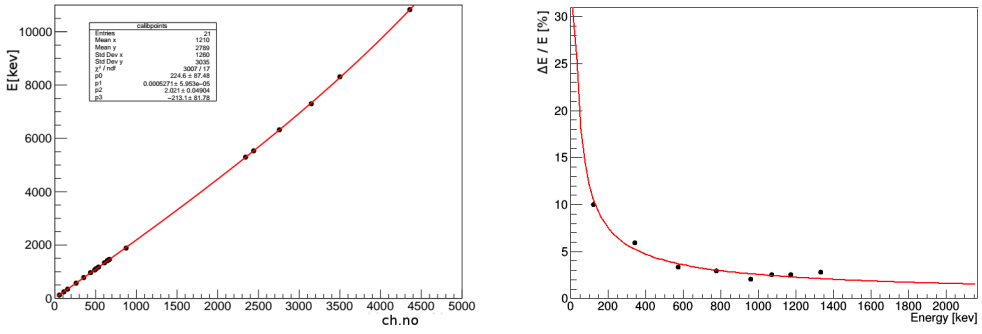


Figure 3.1: Energiile diferitelor surse E [keV] in funcție de poziția semnalului lor [ch.no] (puncte negre) și funcția de calibrare liniară + exponențială (imagine stânga). Descrierea cu o funcţie putere a dependenței de rezoluție a energiei (imagine dreapta).

mentul, semnal ce nu arata întotdeauna proprietatile radiației generată în mod real in experiment. Aceste date brute pot fi apoi filtrate prin scăderea radiației de fond, corecțiile pentru rezoluția energetică si de eficiență. Totuși, nu se poate evalua în mod trivial care este raditia reala legata strict de rezultatul experimentului, deoarece, de obicei, există un proces mai complex care perturbeaza datele reale datorită unor mecanisme specifice de detectare, proces numit generic ”funcția de răspuns a detectorului”. Pentru a putea detecta o particulă, aceasta trebuie mai întâi să interacționeze cu sistemele de detectare. În cazul nostru, cantitatea pe care dorim să o observăm este energia razelor gamma prompte de fisiune și în acest scop detectorii scintilatori $LaBr_3$:Ce sunt potriviti datorită eficienței lor ridicate de interacțiune cu o rază gamma incidentă precum și pentru timpul lor rapid de formare a semnalului. Aceste cuante gamma de fisiune promptă sunt emise de fragmentele de fisiune ca parte a procesului lor de dezintegrare în faza promptă a procesului de fisiune, așa cum este descris în primul capitol al acestei teze. Datorită numărului mare de combinații diferite ale masei si sarcinii fragmentelor de fisiune și numărului mare de stări excitate pe care le pot avea acele fragmente, razele gamma emise au astfel, la rândul lor, o energie răspândită în intervalul de energie de la doar câțiva keV până undeva în jurul a 10 MeV în acest caz. Aspectul spectrului energetic al cuantelor prompte este astfel cvasi-continuu și, în acest caz, numărul de particule detectate calculat din integrala unui interval de energie specific nu poate fi pur și simplu transformat în numărul de radiații reale emise cu acea energie corespunzătoare folosind doar eficiența detectorului. Trebuie dez-

voltată o procedură de deconvolutie mai complexă, complexitatea provenind în principal din diferitele efecte fizice care se manifestă simultan în zona activă a detectorului ca interacțiuni multiple de împrăștiere Compton, procese de producție de perechi, apariția unor efecte speciale precum: retroîmprăștiere, semnale insumate, nedetectarea unor raze gamma de anihilare și așa mai departe.

O metodă care ține cont de toate aceste efecte și oferă o modalitate de a evalua mai bine spectrul emis real, deconvolutionat de funcția de răspuns a detectorului este metoda matricei inverse.

Metoda matricei inverse se bazează pe ideea că se poate modela și simula întregul răspuns al detectorului pentru fiecare interval de energie de raze gamma prezent în spectrul de interes. În acest fel se obține răspunsul detectorului la fiecare energie a fotonului incident, astfel, dacă este făcut corect, se obtin probabilitățile matematice ca o rază gamma de o anumită energie să poată fi măsurată ca avand o alta energie in intervalul masurat.

3.2.3 Simulări GEANT4 pentru evaluarea răspunsului detectorului

Răspunsul complex al detectorului nu este generat doar de mecanismele intrinseci de detectare, ci este și o funcție a mediului său datorită probabilităților diferite de împrăștiere a particulelor de la obiectele din jurul ansamblului experimental, astfel încât este necesar să se modeleze nu doar sistemul de detectare, ci și configurația experimentală completă pentru a obține răspunsul corect al detectorului. În acest caz, mediul GEANT4 a fost utilizat pentru a simula fizica întregului ansamblu experimental, prezentat în fig. 3.2 și, în final, pentru generarea matricei de răspuns a detectorului.

O funcție specială a fost construită și utilizată pentru a colecta energia pe care radiația a depus-o în volumul cristalului și a o însumă pentru toți pașii de interacție într-un singur eveniment. Multe evenimente mono-energetice au fost simulate și rezultatele au fost stocate într-o histogramă energetică bi-dimensională, simulând astfel răspunsul detectorului pentru o anumită energie incidentă. Acest lucru a fost apoi repetat pentru toate energiile incidente corespunzătoare tuturor intervalelor de energie de până la 10 MeV.

În scopul validării, spectrul unei surse de ^{60}Co a fost simulat (prezentat în Fig. 3.3).

Se pot observa cele două raze gamma de tranziție mono-energetice specifice, dar, așa cum era de așteptat, caracteristici suplimentare datorate împrăștierii

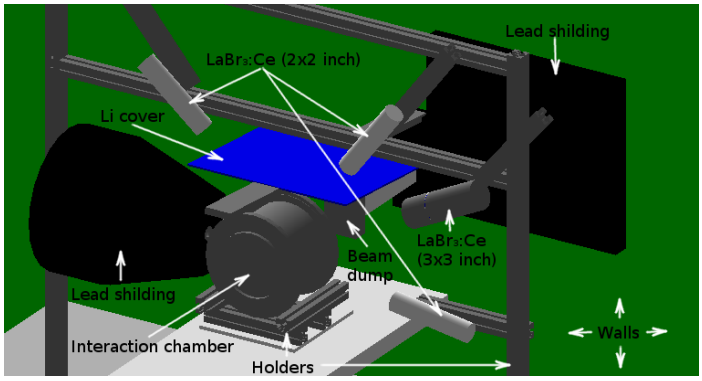


Figure 3.2: Prezentare generală a geometriei configurației experimentale construită în GEANT4. Elementele principale sunt etichetate în figură.

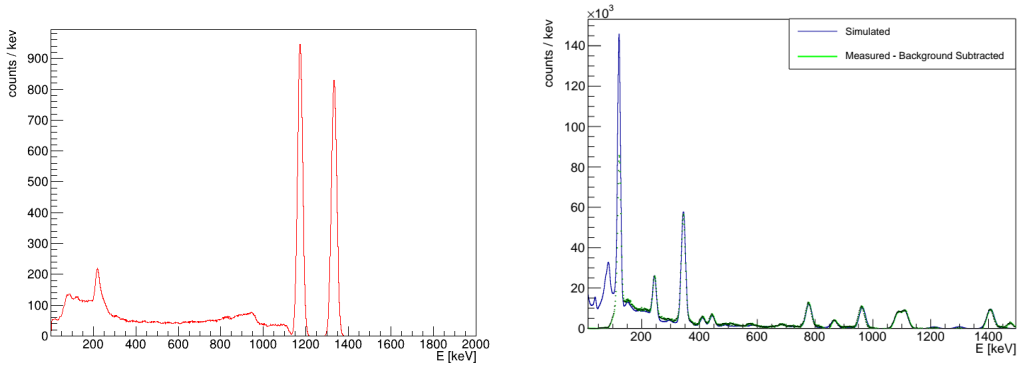


Figure 3.3: Spectrul simulat de ^{60}Co (stanga). Spectru simulat ^{152}Eu (albastru) în comparație cu spectrul ^{152}Eu măsurat cu fondul scăzut (verde) (dreapta).

Compton a fotonilor, a fenomenului de retroîmprăștiere și așa mai departe.

După simularea unei surse mai complexe (^{152}Eu), a fost verificat acordul dintre rezultatul simulării și datele măsurate, așa cum se arată în fig. 3.3. Una dintre cele mai proeminente diferențe apare în partea de energie inferioară a spectrului, unde datele măsurate sunt tăiate la aproximativ 100 keV, cel mai probabil din cauza pragului setat pentru detector/sistemul de achizitie.

În studiul nostru de caz, a fost efectuată o histograma cu marime variabilă a fiecarui interval (bin) folosind jumătate din rezoluția energetică observată a detectorului (calculată pentru fiecare interval de energie) pentru a se asigura că informațiile spectrale sunt păstrate.

Pulsurile detectorilor scintilatori au fost înregistrate folosind un declanșator de

fisiune furnizat de camera de interacție, așa cum este descris în secțiunea de configurare experimentală a acestui capitol. Folosind marca temporală a semnalelor de declanșare a fisiunii ca moment de pornire și marca temporală înregistrată de scintilator ca punct de oprire, a putut fi reconstruită distribuția timpului de zbor al cuantelor γ.

Timpul de zbor al razelor γ (ToF) a fost reprezentat în funcție de energiile lor în fig.3.4, oferind o vedere de ansamblu asupra diferitelor contribuții ale semnalului și oferind mijloace pentru a filtra cuantele γ din fisiunea promptă. În acest studiu, fereastra de timp prompt a fost determinată a fi Γ = 5,6 ns, parametru extras din potrivirea distribuției ToF (partea dreaptă a fig.3.4) cu funcția lorentziană $L(x) = frac1\pi\frac{\frac{1}{2}\Gamma}{(x-x_0)^2+(\frac{1}{2}\Gamma)^2}$ unde *Gamma* este lățimea distribuției și x_0 centrul acesteia. S-a găsit că această funcție descrie cel mai bine distribuția în acest caz.

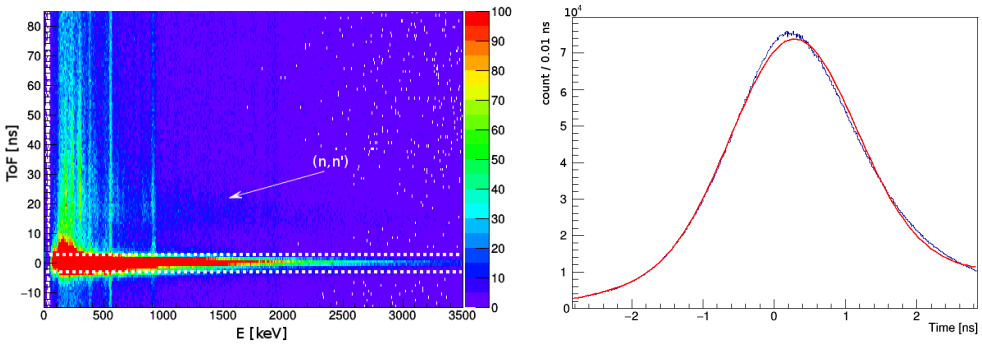


Figure 3.4: Timpul de zbor al cuantelor γ măsurat în raport cu energiile lor (stânga) și proiecția distributiei pe axa timpului (dreapta). Liniile albe întrerupte ilustrează fereastra de fisiune promptă.

Principalele caracteristici care apar în această reprezentare sunt cuantele γ de fisiune promptă, semnalele cu distributie larga întârziate care sunt generate de emisia de raze γ datorită reacțiilor de împrăștiere elastică a neutronilor prompti (n,n'), unele semnale de fond care sunt constante în timp, dar și unele emisii de raze γ întârziate mono-energetice provenind probabil din stările excitate izomerice ale fragmentelor de fisiune.

3.2.4 Determinarea matricei de raspuns şi extragerea rezultatelor

Aplicând metoda descrisă mai sus, matricea de răspuns completă, prezentată în fig. 3.5, a fost generata cu un interval de energie începând de la 50 keV, până la 10 MeV. În figura la care se face referire se pot observa, paralel cu axa orizontală, spectrele energetice simulate ale unei raze gamma incidente de o singură energie cu valoare corespunzătoare intervalului său pe axa verticală.

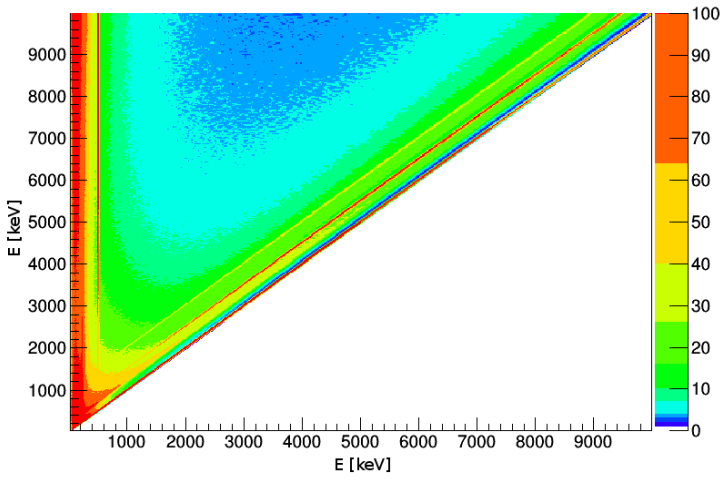


Figure 3.5: Matricea de răspuns a detectorului $LaBr_3$ (3×3 inch) până la 10 MeV.

Datorită utilizării aceluiași binning pentru toate spectrele implicate în metodă, inclusiv pentru cele simulate, matricea de răspuns generată este matematic o matrice pătrată, deci poate fi inversată. Inversul este apoi aplicat pe spectrul măsurat de raze gamma de fisiune promptă pentru a-l deconvolutiona de răspunsul detectorului și a obține spectrul emis prezentat în fig. 3.6.

Un efect al metodei de deconvolutie prin matricea inversata este acela că spectrul deconvolutionat are fluctuații statistice mari din cauza corelației dintre binurile învecinate și alegerea parametrilor optimi de regularizare sau netezire pentru spectrul rezultat.

Există multe tehnici de regularizare, în acest caz a fost aleasă metoda Tikhonov [46] care este implementată în soluții software de netezire nou dezvoltate precum clasele TUnfold [47] sau RooUnfold [48] disponibile în cadrul ROOT [49] și ca sursă publica (open-source).

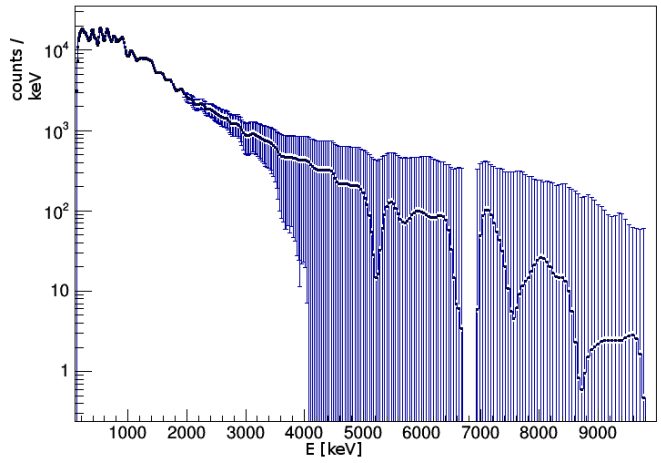


Figure 3.6: Spectrul de raze γ de fisiune promptă desfășurat din răspunsul detectorului.

Netezirea aplicată datelor rezultate se bazează pe algoritmul 353HQ [50] care are o procedură în mai mulți pași, luând mai întâi mediana a trei binuri învecinate, apoi mediana pentru cinci și din nou pentru trei binuri învecinate, ipoteza principală fiind că spectrul real este continuu pentru intervale mici.

Pe baza spectrului de raze gamma de fisiune promptă regularizată, energia medie a razei gamma promptă a fost calculată a fi ε_γ = 854,39$\mp$3,03 keV rezultat care este apropiat de publicațiile anterioare care oferă ε_γ = 840(2) keV pentru un sistem de fisiune similar, dar nu identic ^{235}U(n$_{th}$,f) [7]. Rezultatul demonstrează că procedura este fiabilă și poate fi utilizată și dezvoltată în continuare pentru deconvolutia spectrelor măsurate de răspunsul detectorului și obținerea spectrelor emise reale necesare în analiza datelor in cazul unor experimente.

Capitolul 4

Mecanismul de foto-fisiune pentru generarea RIB

În acest capitol, este prezentată lucrarea inițială de optimizare a intensitatii ionilor instalației de fascicul radioactiv ELISOL propusă la ELI-NP. Sunt luați în considerare diverși parametri corelati, cum ar fi: geometria sistemului de ținte, grosimea țintei, unghiul de înclinare și energia fasciculului. Parametrii optimizați sunt găsiți prin simulări GEANT4 și, în concluzie, randamentul total optimizat de ioni este prezentat impreuna cu principalele puncte forte ale acestui ansamblu experimental cu un design special. Acest capitol se bazează pe publicația "Optimizarea producției de fragmente de foto-fisiune în instalația ELISOL la ELI-NP", *U.P.B. Sci. Taur. A, 82, 2020*, în care autorul tezei este primul autor al lucrării publicate.

4.1 Generarea RIB cu fascicule gamma LCB

O nouă infrastructură majoră de cercetare în fizică nucleară aflată în prezent în construcție în Europa este Extreme Light Infrastructure Nuclear-Physics (ELI-NP) [51]. Stadiul implementării ELI-NP și programul de cercetare în curs de dezvoltare au fost revizuite recent [52]. Principalele sale instrumente de cercetare vor fi două fascicule laser de 10 PW [53] și un fascicul gamma de înaltă strălucire care va fi produs prin împrăștierea Compton inversă a fotonilor laser pe electronii de înaltă energie accelerați cu un accelerator liniar de particule [54].

Această lucrare extinde studiul prezentat în Ref. [55] prin utilizarea modelului real al țintei și o parametrizare îmbunătățită a datelor de foto-fisiune. În plus,

configurația experimentală este optimizată, luând în considerare mai mulți factori precum grosimea țintei, numărul, geometria și unghiul de înclinare, precum și fereastra de energie a fasciculului gamma pentru a maximiza rata fragmentelor de fisiune eliberate în gazul celulei criogenice de stopare (CSC) in paralel cu minimizarea ratei fragmentelor care sunt oprite în ținte, suporturi, cadre sau în tijele care susțin sistemul de ținte.

4.1.1 Infrastructura ELISOL la ELI-NP

La ELI-NP este propusă o instalație (ELISOL) pentru generarea de izotopi radioactivi pentru studiul nucleelor neutrono-excedentare [56] [57]. Pentru generarea ionilor este utilizată reacția de foto-fisiune indusă prin expunerea țintelor de uraniu la fascicul gamma de înaltă strălucire $10^{12}\gamma/s$ de la ELI-NP în intervalul de energie 10 MeV-19 MeV. Țintele sunt plasate în centrul unei celule criogenice de stopare (High Arial Density with Orthogonal extraction Cryogenic Stopping Cell - HADO-CSC), un concept introdus în ref. [58]. HADO-CSC este format din două camere: camera de producție și camera de extracție (fig.4.1). Pentru a forma un fascicul de ioni radioactivi (RIB) din fragmentele de fisiune eliberate cu energie cinetică mare, acestea trebuie să fie încetinite și extrase. Pentru a realiza acest lucru, CSC este umpluta cu gaz (He) la temperatură scăzută și sistemul țintelor este plasat în interiorul acesteia. Ionii proveniti din fisiune vor fi încetiniți în gaz și ghidați atât cu câmpuri electrice, cât și cu flux de gaz către camera de extracție. Pentru a evita pierderea ionilor prin lovirea pereților celulei, se vor folosi câmpuri RF. Covorul RF va genera un câmp electric puternic, repulsiv, perpendicular pe perete. Fig. 4.1 arată etapele producției, eliberării din tinte și extracției fragmentelor. În aval de CSC, un cuadrupol de radiofrecvență (RFQ) va forma RIB pentru a fi trimis la stațiile de măsurare.

4.1.2 Model de foto-fisiune îmbunătăţit

Parametrizarea extinsă GIF^{238}U [6] a tuturor măsurătorilor disponibile ale secțiunilor transversale de foto-fisiune a uraniului și ale randamentelor de producție a fost implementată în modulele GEANT4 [59]. Acest model acoperă un interval larg de energie gamma de la 0 la 30 MeV și extinde în mod fiabil descrierea distributiei de masă și sarcină în regiunea fragmentelor grele.

Această parametrizare îmbunătățită a fost utilizată pentru a verifica simulările anterioare [55] [57] care s-au bazat doar pe măsurătorile distributiei fragmentelor

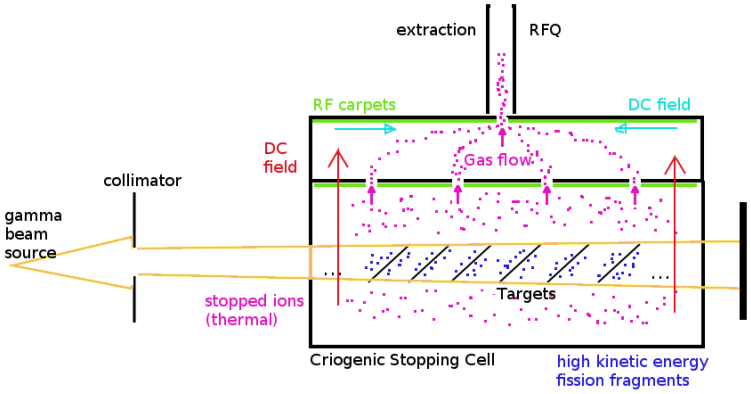


Figure 4.1: Fascicul gamma (portocaliu) lovește țintele de uraniu (negru) din interiorul CSC, producând fragmente de foto-fisiune cu energie cinetică înaltă (albastru). Fragmentele sunt încetinite în gazul din interiorul camerei inferioare a CSC devenind ioni termici (roz) care sunt ghidați către camera superioară folosind câmpul electric vertical (roșu) și gazul care curge în sus prin cele 4 duze. Covoarele RF (verzi) sunt folosite pentru a respinge ionii din pereții superiori ai camerelor. În camera superioară, o combinație de câmpuri electrice orizontale (cian), flux ascendent de gaz și câmpuri RF (verde) va ajuta la extragerea ionilor.

de foto-fisiune în coliziuni ultraperiferice ^{238}U(γ^*,f)^{208}Pb [60]. Datele experimentale sunt disponibile pentru $Z \leq 52$ și a fost făcută o extrapolare pentru un număr mai mare de protoni. Măsurătorile mai recente [61] extind aceste date și, așa cum este descris în Ref. [6], o abatere puternică de la un comportament monoton se dezvoltă în regiunea fragmentelor grele după incheierea setului de date ref. [60]. Două clase GEANT4 au fost rescrise utilizând parametrizarea de mai sus, și anume clasele pentru calculul secțiunii eficace totale de foto-fisiune și pentru generarea produselor de fisiune.

4.1.3 Proiectarea si optimizarea sistemului de ţinte

Lucrarea anterioară [55] [57] a considerat uraniul metalic drept material țintă. Cu toate acestea, considerente practice legate de proprietățile mecanice și chimice ale țintelor, au luat în considerare utilizarea diverșilor compuși ai uraniului, cum ar fi oxidul de uraniu UO_2, carbura de uraniu UC_2 și tetrafluorura de uraniu UF_4.

Au fost efectuate simulări GEANT4 pentru cei trei compuși menționați și comparate cu uraniul metalic pentru diferite grosimi ale țintei. Rezultatul aces-

tor calcule este prezentat în fig. 4.2. Se observa obținerea unei rate de optime de degajare a fragmentelor din tinta la 3 mg/cm^2 pentru toate cazurile.

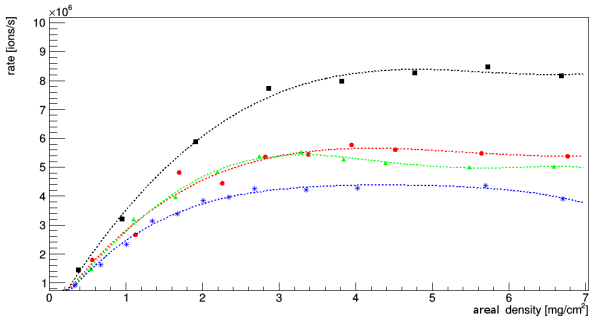


Figure 4.2: Randamentul fragmentelor eliberate în funcție de grosimea (mg/cm^2) celor 3 compuși ai uraniului UF_4 (stele albastre), UC_2 (cercuri roșii), UO_2 (triunghiuri verzi) și uraniu metalic (pătrate negre).

În acest studiu am folosit ținte de tetrafluorura de uraniu cu grosimea optimă de 3 μm înglobate în rame de $AlMg_3$ de 5 mm grosime prinse cu patru tije de Fe, cu diametrul de 3 mm. Țintele au un suport de grafit de 0,5 μm.

Ratele de eliberare, prezentate în fig. 4.2, sunt obținute folosind un sistem compus din 59 ținte înclinate la 10 grade. In acest caz, fracția ionilor oprita în toate ramele pentru ținte a fost de aproximativ 15%, în cele patru tije aproximativ 4% și în toate țintele învecinate și suporturile de grafit mai puțin de 3%.

În dispozitivul CSC complet al ELISOL, un număr mare de ținte vor fi plasate de-a lungul fasciculului gamma primar. După cum este descris în ref. [55], geometria acestui sistem de ținte are câțiva parametri care stabilesc modul în care este acoperit spotul fasciculului gamma și modul în care spațiul disponibil din interiorul CSC este utilizat în mod optim. Reluam aici studiul de optimizare, descris în ref. [55] luand în considerare designul efectiv al țintelor și al sistemului de tinte.

Țintele circulare, înclinate față de fasciculul gamma, sunt văzute ca eliptice de către fascicul, astfel, ele nu pot acoperi punctul cilindric al fascicolului intr-un mod simetric. Prin urmare, seturi de două sau trei ținte plasate una peste cealaltă au fost considerate pentru a acoperi mai bine spotul fasciculului primar.

A fost efectuat un studiu complex de optimizare al geometriei sistemului de ținte pentru a maximiza rata de eliberare a fragmentelor de foto-fisiune în gazul CSC. Principalii parametri ai optimizării și impactul acestora sunt:

(1). Energia maximă a fasciculului gamma E_{γ}^{max}. Aceasta este fixată de energia electronilor accelerați, așa cum este descris în ref. [55]. Aceast parametru stabilește nivelul suprapunerii între distribuția intensității fasciculului și secțiunea eficace a foto-fisiunii, așa cum este exemplificat în fig. 4.3. Distribuția de energie a fasciculului gamma este marginita pe partea stângă de colimator datorită corelației unghi-energie a împrăștierii Compton. Valorile utilizate în calcul sunt E_{γ}^{max} = 14, 14,5, 15, 16 și 17 MeV.

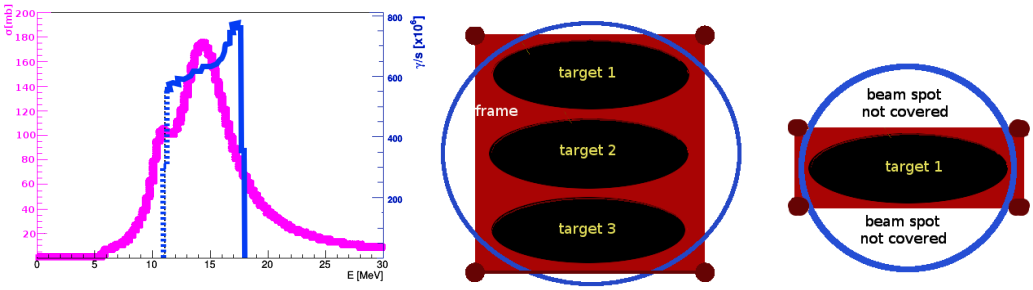


Figure 4.3: Distribuția intensității fasciculului gamma (linia albastră) suprapus cu secțiunea eficace de foto-fisiune (linia roz) (stanga). Exemplu de diferență în raportul de acoperire a dimensiunii spotului fasciculului (cerc albastru) între trei ținte per set și o țintă per set (dreapta).

(2). Unghiul de înclinare a țintei în raport cu fasciculul primar. Valori mai mici ale unghiului de înclinare măresc lungimea traseului razelor gamma în interiorul țintelor, deci si rata de producție a fragmentelor, dar, de asemenea, măresc unghiul de emisie disponibil în raport cu foliile învecinate.

Cu toate acestea, scăderea unghiului de înclinare crește dimensiunea longitudinală a setului de ținte și reduce numărul total de seturi care pot fi plasate în interiorul CSC. Valorile utilizate în calcule sunt unghiuri înclinate de 10° și 20°.

(3). Numărul de ținte per set care stabilesc acoperirea dimensiunii spotului fasciculului. Cea mai mare dimensiune a țintei pe planul ortogonal în raport cu axa fasciculului fixează dimensiunea spotului fasciculului. Cu toate acestea, din cauza unghiului mic de înclinare, o dimensiune a țintei acoperă doar o mică parte a punctului fasciculului. Prin urmare, creșterea numărului de ținte per set oferă o acoperire mai bună. Acest lucru este demonstrat de desenul din fig. 4.3. Valorile utilizate pentru calcule sunt pentru una, două și trei ținte per set.

(4). Numărul de seturi de ținte care are impact asupra ratelor de producție. Se dorește un număr mai mare de ținte, dar este limitat de lungimea totală a sistemului țintă care a fost setată anterior la 2 m.

4.1.4 Randamente estimate ale producției RIB

Au fost simulate un număr mare de configurații. În simulări, pentru a putea fi fezabil din punct de vedere al cerințelor computationale, a fost generat un număr de 10^8 raze gamma pentru fiecare configurație.

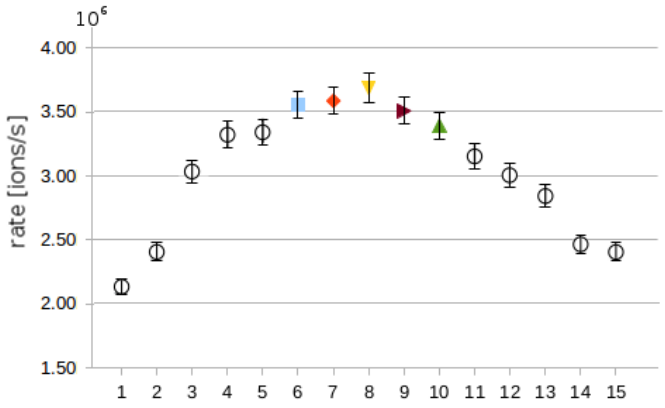


Figure 4.4: Configurațiile sistemului de ținte cu cea mai mare rată de eliberare a ionilor (simboluri colorate) și configurații neoptimale (cercuri gri). Fiecare rezultat afișat corespunde unei anumite configurații de sistem, fiind prezentate 15 configuratii. Trei dintre configurații au aceeași valoare a energiei pragului fasciculului γ E_γ^{max} = 14,5 MeV: albastru deschis pentru rezultatele unei ținte/set înclinate la 10°, roșu deschis pentru rezultate de 2 tinte/set inclinate la 10°, galben pentru rezultatele a 2 tinte/set inclinat la 20°. Triunghiul verde corespunde rezultatelor a 3 ținte/set înclinat la o configurație de 10° cu E_γ^{max} = 15 MeV. Markerul roșu închis corespunde rezultatelor a 3 ținte/set înclinat la o configurație de 20° cu E_γ^{max} = 16 MeV.

Configuratiile cu cele mai mari rate de eliberare a fragmentelor, cu o incertitudine de 2 σ, au fost selectate pentru rulări cu statistici crescute, mai precis cu $4{\cdot}10^8$ raze gamma pentru fiecare situatie. Ultimele cinci configurații sunt prezentate în fig.4.4 și oferă o rată maximă estimată a fragmentelor eliberate și stopate in gaz de $3{,}5{\cdot}10^6$ ioni/s, corespunzătoare ratei așteptate a fasciculului γ de 10^{12} γ/s.

Această lucrare originală și discuțiile sunt prezentate în publicația scrisă de D. Nichita și colab., ”Optimizarea producției de fragmente de foto-fisiune în instalația ELISOL la ELI-NP”, *U.P.B. Sci. Taur. A, 82, 2020*.

Capitolul 5

Producția de fascicule de ioni radioactivi la Gamma Factory

Acest capitol prezintă o lucrare originală care studiază o instalație cu fascicul de ioni radioactivi (RIB) la facilitatea Gamma Factory (GF) [62] de la CERN. Această propunere se bazează pe designul celulei criogenice de oprire cu extracție ortogonală de înaltă densitate arială (HADO-CSC) optimizat în capitolul anterior având ca motor fasciculul Gamma Factory. Această propunere demonstrează randamente competitive în comparație cu instalațiile consacrate, oferind în același timp mai multe mase noi în zona neutrono-excedentară a lanțurilor izotopice, în special în regiunea Zr-Mo cu A$\approx$100 și în regiunea cu masa ridicata de pământuri rare din jurul Ce cu A$\approx$140 precum si pentru cazul special al elementelor refractare. Sunt prezentate, de asemenea, oportunități de cazuri de fizică care leagă diferite măsurători potențiale noi, puse la dispoziție de configurația propusă, cu implicații în astrofizică și înțelegerea modelarea structurii nucleare. Acest capitol se bazează pe publicația ”Producerea fasciculului de ioni radioactivi la Gamma Factory”, *Ann. Fiz. (Berlin), 2100207, 2021* în care autorul tezei este primul autor al lucrării publicate și, de asemenea, pe publicatia ”Oportunități de fizică cu Gamma Factory”, lucrare în pregătire de către autorul tezei.

5.1 Proiectul Gamma Factory de la CERN

5.1.1 Descrierea proiectului

Gamma Factory (GF) [62] este în prezent un proiect la Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire (CERN) situat lângă Geneva, Elveția. Instalația Gamma Factory de la CERN poate furniza fascicule γ de generație noua, bazate pe absorbția rezonantă și emisia de fotoni laser pe fasciculele de ioni grei ultrarelativiști (PSI) parțial stripati. Fasciculul laser este reglat pentru a excita o tranziție atomică specifică pe PSI, astfel in urma emisiei rezonante se obtin fotoni de raze X caracteristici. Aceste razele X in sistemul centrului de masa, sunt transformate în fotoni de înaltă energie in sistemul laboratorului, datorită impulsului Lorentz dat de ionii ultra-relativisti care călătoresc în sistemul accelerator.

Facilitățile de ultimă generație de surse γ, cum ar fi HIγS de la Universitatea Duke, SUA [63] sau sistemul VEGA de la ELI-NP, Magurele, România, se bazează pe împrăștierea inversă Compton a fotonilor laser pe electroni relativiști (LCB). Fluxul de fascicul γ la GF este de așteptat să fie cu câteva ordine de mărime mai mare în comparație cu instalațiile de fascicul γ de generația actuală. Acest lucru se datorează în principal secțiunii eficace de interacțiune care este mai mare cu până la nouă ordine de mărime pentru absorbția fotonilor laser de către PSI decât cea pentru LCB.

5.1.2 Generarea fasciculului gamma și proprietățile acestuia

Emisia de fotoni prin coliziunile fasciculului PSI de calciu (Ca) cu impulsurile laser de la instalația GF a fost simulată cu generatorul de evenimente Monte Carlo GF-CAIN [64, 65]. GF-CAIN este o versiune, adaptată pentru Gamma Factory, a codului de simulare CAIN [66] dezvoltat la KEK (Japonia) pentru interacțiunile fascicul–fascicul la International Linear Collider (ILC). Interacțiunile dintre fotonii laser și fasciculele PSI în GF-CAIN includ o absorbție atomică a fotonilor laser de către un ion de Ca și dezexcitarea sa ulterioară prin emisii spontane sau stimulate, inclusiv durata de viață a ionului în stare excitată. În cadrul de referință de laborator, această durată de viață ($\sim 14\,\text{ps}$) este mai scurtă decât durata impulsului laser (50 sau 500 ps), prin urmare un singur ion Ca poate fi excitat de multe ori în timpul încrucișării grupului și, ca rezultat, poate emite fotoni multipli. În medie, numărul de fotoni emiși pe ion este în intervalul $5,5-38,6$ pentru durata impulsului laser între 50 și 500 ps, cu energia pulsului între $0,5$ și $2,0\,\text{mJ}$.

Setările au fost alese pentru a obține un fascicul γ cu o energie maximă de

$E_\gamma^{max} = 18,7\,\text{MeV}$, care acoperă rezonanța dipolul gigantica de foto-fiziune (GDR) a țintelor obișnuite de actinide, cum ar fi $^{238}_{92}$U sau $^{232}_{90}$Th [67]. Corelația energie–unghi pentru razele γ emise de sursa GF cu acești parametri este prezentată în fig.5.1. Reglajul parametrilor GF și simulările GF-CAIN au fost realizate de W. Placzek, membru al colaborării GF.

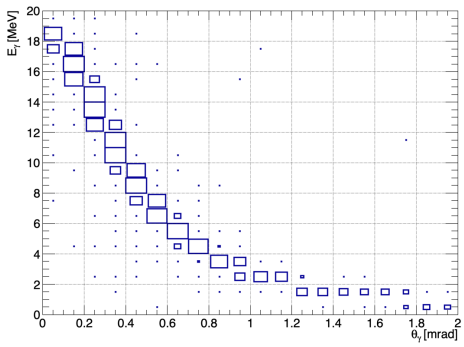


Figure 5.1: Corelația energie–unghi pentru emisia γ cu fascicul PSI de $^{40}_{20}Ca^{18+}$ la 89,4 TeV.

Împreună cu posibilitatea de a seta energia minimă prin colimare, aceasta duce la o proprietate importantă a fasciculului γ de tip PSI, și anume că domeniul său de energie este reglabil. De exemplu, intervalul GDR de aproximativ 10–18 MeV este acoperit prin colimarea fasciculului γ la $\theta_{max} \approx 0,4\,\text{mrad}$ și prin reglare proprietățile fasciculului γ_L și E_l. Fasciculele gamma de tip LCB au aceeași corelație energie-unghi, cu diferența notabilă că o anumita E_γ^{max} este atinsa la o energie mult mai mică a fasciculului de electroni datorită masei scăzute a electronului. O altă caracteristică comună a acestor două procese de generare a fasciculului γ este divergența unghiulară foarte îngustă $\sigma \sim 1/\gamma_L$, care permite fluxuri foarte mari pe ținte de foto-fisiune. Fasciculele γ conduse de bremsstrahlung au corelații de energie-unghi semnificativ mai slabe și divergențe unghiulare mult mai largi, făcându-le potrivite ca fascicule primare pentru RIB-uri, numai atunci când sunt plasate foarte aproape de ținte.

5.1.3 Formarea RIB cu celule de stopare a ionilor

Una dintre aplicațiile potențiale ale acestui fasciculului γ cu intensitte fără precedent este generarea de fascicule de ioni radioactivi (RIB) cu rate ridicate prin fi-

siunea indusă de fotoni. Procesul de fisiune a fost folosit cu succes în producerea de nuclizi de masă intermediară ($A \sim 70-150$) în regiunea neutrono-excedentară, aflată departe de valea stabilității β. Studiul nuclizilor exotici din această regiune are un impact puternic în domenii precum ecuația de stare nucleară, modelele de structură nucleară și nucleosinteza prin procesul rapid de captare a neutronilor (procesul-r). Măsurătorile recente ale spectrelor de radiații γ emise din fuziunile stelelor neutronice [68] au indicat că aceste evenimente cosmice sunt una dintre locațiile probabile în care are loc abundent nucleosinteza procesului-r. Acest lucru a crescut interesul pentru studierea nuclizilor neutrono-excedentari de-a lungul căii procesului-r, cu un interes special în jurul punctelor de așteptare la numerele de neutroni $N = 50$, $N = 82$ și $N = 126$, primele două fiind accesibile în fisiune, în timp ce ultima este atinsă în reacții de fragmentare sau transfer multinucleon.

După cum se va argumenta în acest studiu, o instalație RIB bazată pe GF are rate mari de producție, menținând în același timp efectele de fond generate de fasciculul primar, cum ar fi efectul de ionizare spațială, la un nivel foarte scăzut.

Fascicul gamma GF, reglat pentru a acoperi intervalul de energie foto-fisiune GDR, este folosit pentru a iradia o țintă actinidă, cum ar fi ^{238}U sau ^{232}Th. Pentru a genera o rată de fisiune semnificativă și datorită secțiunii eficace de foto-fisiune integrată relativ scăzută $\sigma_{\gamma f}(^{238}U) \approx 1\,\mathrm{b}\cdot\mathrm{MeV}$ [67], această țintă trebuie să fie groasă (câțiva centimetri). Fragmentele de fisiune sunt eliberate din ținte groase în instalațiile de tip ISOL prin evaporare, după încălzirea lor la aproximativ 2000° C. Exemple de instalații ISOL sunt ISOLDE [23], care induce fisiunea cu un fascicul de protoni și ALTO [31], care induce fisiunea cu un fascicul γ bremsstrahlung. Deși metoda ISOL generează rate mari de fisiune, are două deficiențe. Prima este că o mare parte a produselor de fisiune sunt elemente refractare, cu temperaturi de evaporare în intervalul $3500-4500^{\circ}$ C și nu sunt eliberate din ținte groase. Al doilea este că difuzia termică este un proces relativ lent și, în necesitatea de a popula RIB-urile cu nuclizi cu timp de viata de scurtă durată, din ce în ce mai exotici, a devenit dificil de utilizat.

După cum se arată în capitolul 3 al acestei teze, soluția este împărțirea țintei groase în mai multe ținte subțiri (câțiva microni). Fragmentele de fisiune sunt apoi eliberate cinematic, datorită energiei lor cinetice inițiale mari de $50-120\,\mathrm{MeV}$. Eliberarea fragmentului este acum independentă de element și practic instantanee. Deoarece energia lor de eliberare este încă semnificativă, ele trebuie să fie încetinite într-un gaz care înconjoară țintele si umple camera de reacție, numită ”celula de gaz”. După termalizare, fragmentele sunt extrase din celulă prin fluxul de gaz printr-o duză de ieșire îngustă unde se formează un jet de gaz supersonic. Aceasta este metoda de producție IGISOL, utilizată pentru prima dată la JYFL

[28] și utilizată pe scară largă la multe unități RIB. Dezavantajele rămase ale acestei metode sunt timpul mare de extracție $\sim 100-200\,\text{ms}$ și eficiența mică de extracție $< 1\%$ a transportului ionilor grei cu flux de gaz. Acest lucru este valabil mai ales pentru celulele de gaz mari, cum ar fi cea necesară în cazul studiat aici.

Ultimul pas în proiectarea unei celule de gaz adecvate este extragerea ionilor grei produși în foto-fiziune cu câmpuri electrice, mai degrabă decât cu fluxul de gaz, îmbunătățind drastic timpul de transport și eficiența. Aceasta implică un câmp DC care deplasează ionii grei în mișcare termică prin gaz spre peretele cu duza de ieșire. Un câmp RF de suprafață pe acel perete este, de asemenea, necesar pentru a le prinde și a le transporta către duză. Prin urmare, dispozitivele electrice specializate, numite covoare de radiofrecvență (RFC) [69], sunt plasate pe peretele de ieșire al celulei.

Celulele de stopare a ionilor care folosesc câmpuri electrice pentru extractie au două probleme potențiale de depășit. Prima este neutralizarea ionilor termici prin captarea de electroni. Acest lucru nu se întâmplă in cazul folosirii He, care este utilizat în mod obișnuit în celulele de stopare de ioni, datorită potențialului său ridicat de ionizare. Moleculele de impurități de gaz pot, totuși, să elibereze cu ușurință electroni către ionii grei cu care se ciocnesc. Prin urmare, gazul de oprire inert trebuie menținut la un nivel de puritate foarte ridicat de aproximativ 1 ppb. A doua problemă este ionizarea gazului (He) de către ionii energetici grei în timpul încetinirii lor, ceea ce duce la formarea unui nor ionic sub forma de He_3^+. Când devine suficient de puternic, acest efect de plasmă de ionizare spațială poate depăși complet câmpurile electrice create de electrozi și poate opri astfel extracția ionilor grei. Efectele ionizarii spațiului pentru extracția RIB-urilor în cazul particular discutat în acest capitol vor fi analizate în secțiunea următoare.

Tehnologia specială de captare a ionilor propusă pentru producția de RIB-uri la instalația GF este HADO-CSC introdusă în Referința [58] si prezentata in capitolul anterior. Acest dispozitiv este dezvoltat în colaborare de GSI (Germania), Universitatea Giessen (Germania), ELI-NP (România), Soreq (Israel) și JYFL (Finlanda) pentru viitoarele facilități RIB de la FAIR/LEB, ELISOL (ELI-NP) și SARAF (Soreq). HADO-CSC introduce mai multe îmbunătățiri tehnologice față de captatoarele de ioni de ultimă generație. Puritatea gazului este menținută la aproximativ 1 ppb prin recirculare și purificare continuă a gazului He cu un sistem de purificatoare active și pasive și, de asemenea, prin răcirea camerelor interioare la temperatura de aproximativ 75 K, care îngheață cea mai mare parte a impurităților. Deplasarea ionilor grei ortogonală cu fasciculul primar, spre deosebire de deriva longitudinală standard, permite câmpuri DC mult mai mari fără a crește tensiunile aplicate pe electrozi. Datorită câmpurilor mari, HADO-CSC

poate funcționa la rate de ionizare spațială cu cinci ordine de mărime mai mari decât designul actual. Există câteva alte îmbunătățiri importante ale acestui design descrise în detaliu în referința [58].

5.1.4 Simularea ratelor de producție

Pentru estimarea ratelor de producție ale unei instalații RIB de tip ELISOL [55] la GF, am efectuat simulări GEANT4 [59] folosind parametrii fasciculului γ (unghiul de energie corelația, distribuția și intensitatea energiei) alesi special și părțile relevante ale configurației ELISOL, prezentate în fig.5.2, constând dintr-un HADO-CSC cu dimensiuni de 25 cm$\times$25 cm în plan ortogonal și aproximativ 2 m în lungime, celula ce contine He pur la 300 mbar și 75 K găzduind 54 ținte circulare subțiri UO_2, de 3 μm înclinate la 10° față de axa fasciculului, parametri care s-au găsit optimi pentru crearea de RIB indusă de fotoni în studiul anterior [41].

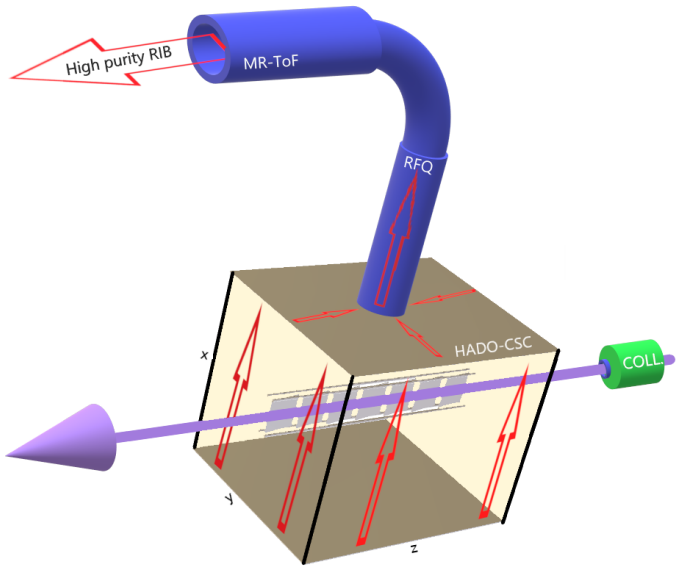


Figure 5.2: Schema generică ELISOL care ilustrează fascicul γ (violet) lovind multe ținte subțiri (gri deschis) plasate în interiorul HADO-CSC ce contine He. Fragmentele de fisiune produse sunt extrase folosind câmpuri electrice (săgeți roșii), formate într-un fascicul de un cuadrupol de radiofrecvență (RFQ) și în cele din urmă se obține un RIB de înaltă puritate utilizând un spectrometru de masă cu timp de zbor multi-reflecție (MR-ToF).

Distanța propusă a sistemului țintă față de punctul de interacțiune GF este de 100 m cu profilul fasciculului γ, corespunzător acestei distante, prezentat în fig.5.3. Fasciculul este colimat astfel încât să acopere complet prima țintă a configurației, eliminând astfel razele γ inutile care produc doar fundal. Distanța lungă de la punctul de interacțiune al fasciculului γ până la sistemul de ținte este necesară pentru a ieși din calea fasciculului ionic, datorită curburii mici a acceleratorului.

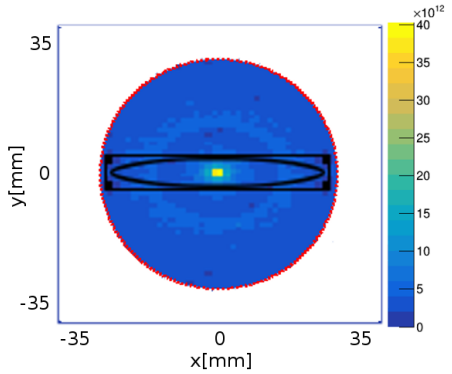


Figure 5.3: Profilul spațial al fasciculului care lovește țintele (elipsa neagră) prinse în ramele lor (dreptunghi negru) la 100 metri distanță de punctul de interacție GF. Scala de culori arată fluxul [γ/s/mm^2] pe planul ortogonal (x, y).

Proiecția țintelor în planul ortogonal pe fascicul este reprezentată de elipsa neagră din fig.5.3. După colimare, fracția fasciculului care lovește sistemul țintă la acea distanță este de aproximativ 3% din intensitatea totală, aproximativ 6×10^{15} gamma/secundă în numere absolute.

Folosind modelul GIF [6] pentru fisiunea indusă de fotoni și mediul GEANT4, am estimat ratele, distribuția de masă și sarcină, precum și energia ionilor produși. Pentru ionii care ies din ținte și sunt eliberați în gaz este calculata energia depusă în He, în timp ce aceștia sunt opriți, folosind modelul ATIMA [70] din mediul GEANT4. În fig.5.4 sunt prezentate distribuțiile de energie și masă ale ionilor produși și eliberați.

Intensitatea simulata de GEANT4 a ionilor eliberați în gaz este de 10^{12} ioni/secundă, ceea ce este cu ordine de mărime mai mare decât în instalațiile actuale RIB, dar această rată ridicată produce o ionizare semnificativă a gazului în interiorul celulei. În timp ce ionii sunt opriți, ei își depun energia în gaz în principal prin

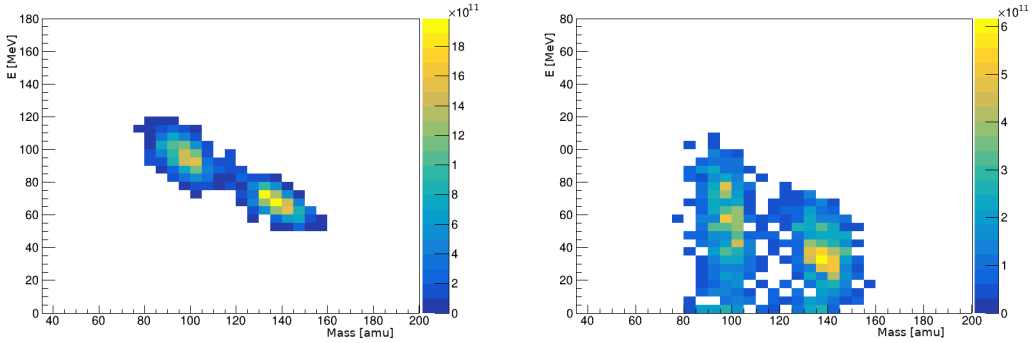


Figure 5.4: Energia ionilor la punctul de producție (stânga) și dupa ce sunt eliberati din ținte în gaz (dreapta). Scala de culori arată intensitatea [ioni/s] pentru ionii produși și eliberați.

ionizare, creând ionii He^+ care se aranjează în trimeri He_3^+. Fragmentele de fisiune au o energie cinetică medie de 39,8 MeV atunci când scapă din ținte și astfel fiecare ion oprit produce aproximativ 10^6 perechi He^+-e^-, luând 41 eV [55] ca potențial de ionizare pentru He. Sarcina totală a ionilor He_3^+ acumulați timp de 1 secundă la fascicul complet este estimata astfel la aproximativ 1 mC.

5.1.5 Estimarea randamentului extracţiei

Estimăm eficiența extracției ionilor folosind simulări SIMION [71] ale unei parti din HADO-CSC, un plan ortogonal complet de 25 cm$\times$25 cm, cu o grosime de 3,3 cm, în care regasim o țintă circulară cu rama si suportii corespunzători (fig.5.5). Rezultatele sunt relevante pentru întregul CSC care poate fi văzut ca fiind alcătuit din 54 de părți identice cu cea simulată.

Am realizat simulări statice folosind variații ale câmpului electric de extracție de la 100 V/cm până la 500 V/cm, care este aproximativ jumătate din limita legii lui Paschen, și am suprapus sarcina creata de ionizarea spațială completă importată din GEANT4. Așa cum era de așteptat, densitatea norilor He_3^+ formată prezentată în fig.5.6 este focalizată în centrul celulei în vecinătatea sistemului de ținte, unde ionii au cea mai mare energie și o densitate spațială ridicata.

Datorită acestei sarcini pozitive ridicate create în centru, ionii sunt împinși și accelerați spre pereții celulei cu viteză mare, comportamentul prezentat în fig.5.7.

Pentru a împiedica ionii să pătrundă în peretele celulei și, astfel, pierderea lor, folosim câmpuri electrice repulsive puternice, dar cu raza scurta, generate de circuite de radiofrecvență, numite covoare RF [69]. Actualele covoare cu

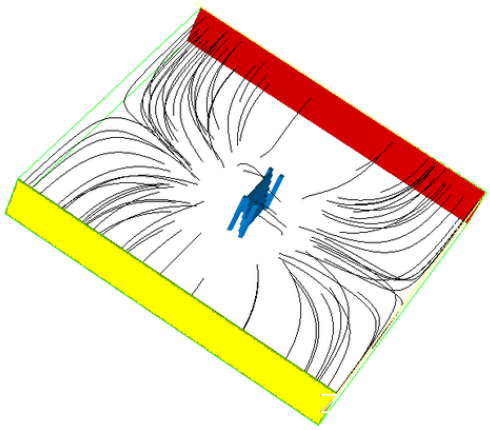


Figure 5.5: Geometria SIMION constând din planul ortogonal complet al CSC, suficient de gros pentru a găzdui o țintă circulară UO_2 (D = 30 mm) încorporată într-o rama de $AlMg_3$, de 35 mm x 35 mm cadru inclinat la 10° fata de axa fascicolului si prins cu 4 tije metalice (D = 3 mm) in colturi. Câmpul electric extern este creat între electrodul de extracție (roșu), care este pus pe un potențial negativ pentru a atrage ionii pozitivi, și electrodul împământat (galben). Sistemul țintă (albastru) este pus la jumătate din potențialul electrodului de extracție pentru a obține un camp cat mai neted si a suprima ionii He_3^+ foarte apropiati.

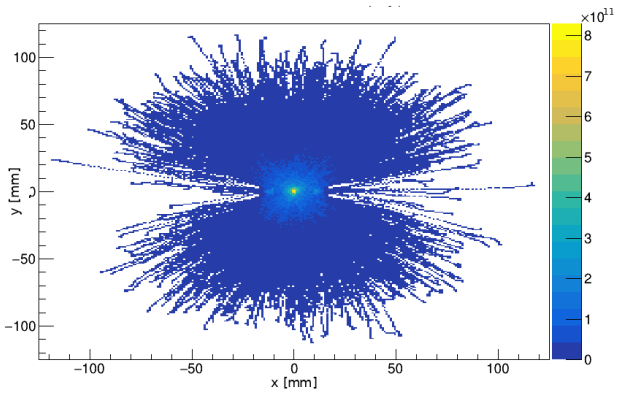


Figure 5.6: Distribuția spațială a fluxului He_3^+ ioni/secundă/mm^2, în plan ortogonal, generată ca urmare a depunerii de energie a fragmentelor de fisiune în gaz.

radiofrecvență (RFC) de ultimă generație pot capta ioni care au o viteză perpendiculară mai mică de 50 m/s [72]. În simularea noastră statică, sarcina spațială mare,

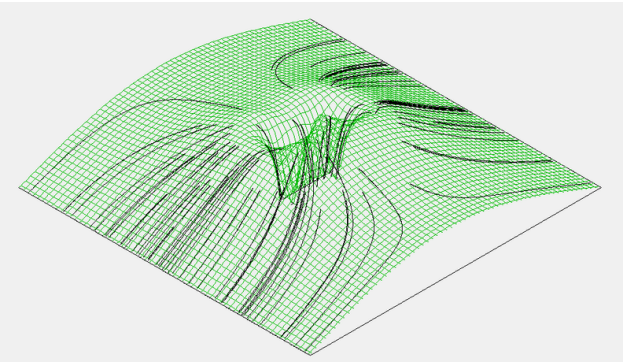


Figure 5.7: Simularea statică cu un număr mic de ioni care arată comportamentul de extracție datorită densității mari de sarcina spațială în centrul CSC suprapusa peste câmpul electric DC.

care este situată în mare parte în centru, acționează ca un electrod cu potențial ridicat care împinge ionii spre pereți. Se estimează că o parte importantă a ionilor, aproximativ 19%, lovesc electrodul de extracție, dar din cauza vitezei mari (mai mult de 5 km/s) aceștia nu pot fi opriți și prinși de câmpul RF și astfel scapă prin pătrunderea în covorul RF astfel extracția nefiind posibila. Necesitatea de a scădea sarcina spațială păstrând în același timp o rata maxim de ioni, a condus la ideea pulsarii fasciculului în așa fel încât sarcina spațială să fie acumulată mult mai puțin timp și apoi evacuată înainte de următorul puls. Estimarea SIMION pentru timpul de extracție obtinut astfel este mai mică de 1 ms, astfel încât soluția propusă este pulsarea fasciculul în regimul 1 ms pornit și 1 ms oprit, rezultând o sarcina spațiala redusa cu 3 ordine de mărime, în timp ce rata totala a ionilor este mai mica doar cu un factor de 2 până la o rată de $0,5 \times 10^{12}$ ioni/secundă. Această reducere importantă a sarcinii spațiale se datorează faptului că ionizarea se acumulează doar pentru 1 ms față de 1 s, iar apoi în următoarele 1 ms (când fasciculul este oprit) există o pauza în care sarcina este complet evacuată și celula este gata pentru următorul puls. Rata de ioni este redusa la jumătate deoarece producerea de ioni are loc cu intensitatea fasciculului complet pentru perioade egale cu perioada de pauză. Cu o sarcina spațiala totală de $10\,\mu$C, corespunzătoare fasciculului pulsat descris, am efectuat simulări complete statice și, de asemenea, dinamice, folsind tehnica ”particle in cell” (PIC) dezvoltate in mediul SIMION. Am variat sarcina totala cumulata in celula și campul electric extern pentru a găsi rata maxima pentru ionii extrași (fig.5.8).

În acest interval al sarcinii spațiale, viteza medie a ionilor este aproape de

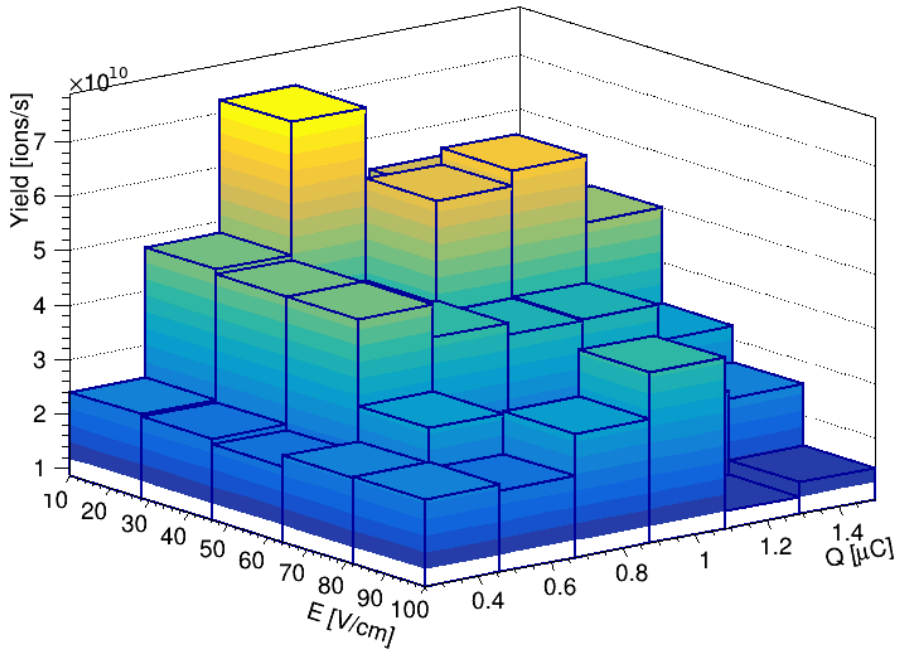


Figure 5.8: Intensitatea totala de ioni extrași pentru variațiile câmpului electric extern (E) și sarcina totală spațiala din celulă (Q).

limita covorului RF, de 50 m/s, și pentru cazul optim viteza medie este usor sub această limită permitand prinderea ionilor. Câmpul extern joacă rolul de a ghida ionii spre extracție și de obicei se preferă un câmp mai puternic pentru îmbunătățirea timpului și eficienței extracției. În cazul prezentat, ionii sunt puternic împinși către electrodul de extracție de densitatea mare centrată a sarcinii spațiale, astfel un câmp extern puternic ar crește viteza ionilor peste limita 50 m/s la atingerea covorului RF de extracție. Cea mai bună eficiență de extracție de aproximativ 8% a fost obținută folosind un câmp extern relativ scăzut, 10 V/cm, combinat cu sarcina totală spațiala de $0,8\,\mu$C acumulată în celulă, corespunzătoare unui fascicul cu profil de timp de 0,8 ms activat și 1 ms oprit.

Un câmp extern chiar mai mic nu a putut fi utilizat din cauza efectului de recombinare electron-ion.

Intensitatea ridicata de ioni de aproximativ $7,2 \times 10^{10}$ ioni/secundă, extrasi folosind configurația propusă, permite măsurarea și analiza nucleelor exotice rare, care sunt produse cu o secțiune eficace foarte mică și acoperă ambele puncte de asteptare, $N = 50$ și $N = 82$, ale procesului-r. Fig.5.9 este generată folosind

distribuția ionilor eliberați din ținte rezultate din simulările GEANT4, normalizate la intensitatea de ioni extrași ale configuratiei optime obtinute pentru acest caz cu presupunerea că procesul de extracție este independent de izotopi. Calculul de intensitate este limitat la 1 ion/s, unde măsurătorile standard de masă și de dezintegrari sunt efectuate cu ușurință. Regiunea procesului-*r* [73] prezentată în fig.5.9 cu linii roșii este unul dintre numeroasele scenarii teoretice dezvoltate până în prezent. O comparație mai detaliată, tipică a intensitatilor izotopilor cu ISOLDE [74], FRIB [75] și CARIBU [76] este prezentată și în tabelul 5.1.

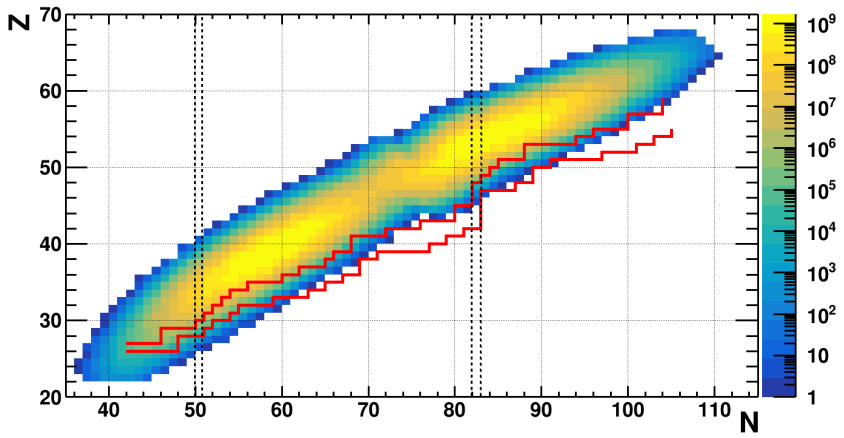


Figure 5.9: Intensitatea de ioni extrași (scara de culoare laterală în ioni pe secundă) în funcție numărului de protoni (Z) și neutronilor (N) și procesul-*r* (linia roșie) [73] . Linia punctată neagră indică punctele de așteptare N=50 și N=82 ale procesului-*r*.

Table 5.1: Compararea ratelor mai multor izotopi de interes în ioni/secundă pentru GF, FRIB și CARIBU și ioni/μC pentru ISOLDE cu un curent tipic al fasciculului de protoni de 2μA [77].

	76Co	78Ni	110Zr	132Sn	136Sn	160Ce
GF [ioni/s]	8×10^3	3×10^4	178	7×10^7	9×10^4	238
ISOLDE [ioni/μC]	NA	NA	NA	3×10^8	4×10^3	NA
FRIB [ioni/s]	0.1	7	36	10^6	29	0.1
CARIBU [ioni/s]	NA	NA	NA	2.4×10^3	NA	NA

5.1.6 Ratele RIB disponibile pentru măsurare

Configurația de tip ELISOL propusă la GF produce rate de ioni de ordinul 10^{12} ioni/secundă prin procesul de foto-fisiune cu raze γ cu flux ridicat care lovesc mai multe ținte subțiri de actinide. Această rată de producție este obținută cu aproximativ 6×10^{15} gamma/secundă lovind cele 54 de ținte și corelată cu soluțiile propuse pentru a reduce efectul de ionizare spațială rezultă o producție de ioni extrași de aproximativ $7,2 \times 10^{10}$ ioni/secundă care este semnificativ mai mare decât instalațiile actuale RIB. Deși ipoteza pentru extracția independentă de izotopi nu este destul de precisă, distribuția ratelor care este prezentată în fig.5.9 demonstrează potențialul tehnicii pentru studiul a multe nuclee exotice noi, neutrono-excedentare, aflate departe de valea β-stabilităţii. Un alt avantaj cheie al tehnicii este că, datorită extracției ultrarapide a câmpului electric, estimată a fi în intervalul de câteva milisecunde, proprietățile nucleelor cu viată foarte scurtă devin disponibile pentru măsurători.

5.2 Oportunități de fizică cu fascicule radioactive la Gamma Factory

Pornind de la rezultatele prezentate în secțiunea anterioară, a fost luat apoi in considerare procesul de dezintegrare a ionilor radioactivi, luând în considerare timpii de înjumătățire și modurile de dezintegrare care au loc în timpul extracției, transportului și măsurării ionilor. Rata disponibila a fiecărui izotop este modificata în două moduri, pe de o parte este diminuata din cauza dezintegrarii și pe de altă parte este populat in urma dezintegrarii nucleelor mamă în amonte pe lanțul de dezintegrare, înainte de începerea separării izotopilor. Informațiile despre procesele de dezintegrare și timpii de înjumătățire au fost extrase din AME [78] [79], deși pentru unii izotopi exotici produși, această informație nu este disponibilă. În acest caz ulterior, procesul de dezintegrare nu a fost aplicat și astfel ratele finale pentru acei izotopi sunt nedeterminate. În fig.5.10 sunt prezentate ratele estimate pentru izotopii care sunt disponibili după procesele de extracție, transport și măsurare. Acest timp a fost considerat a fi în jur de 40 ms. Limita minima a ratei considerate pentru calcul este de o particulă pe oră, corespunzătoare unei rate acceptabile care permite măsurători de masa.

Energia de separare a neutronilor $S_n(N,Z) = B(N,Z) - B(N-1,Z)$ este un parametru important în calculul procesului-r în modelele de nucleosinteză, care a fost discutat în secțiunile anterioare, în principal pentru că secțiunea eficace de

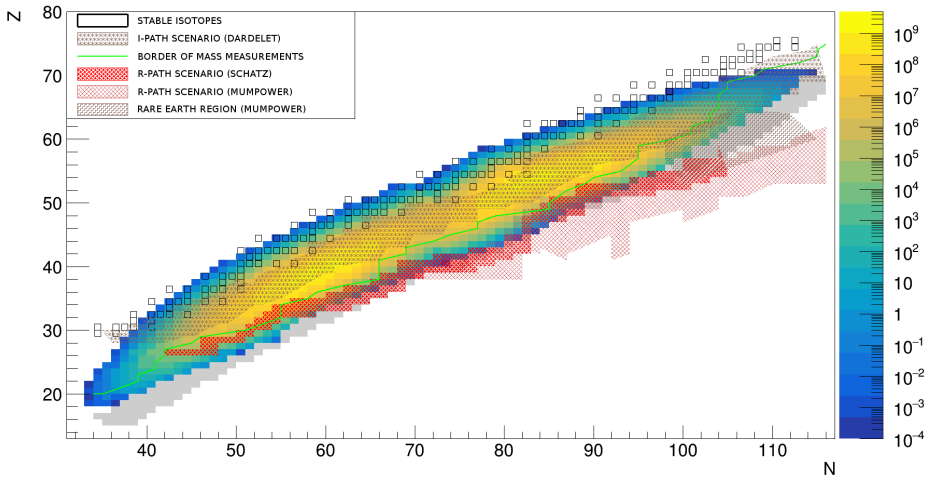


Figure 5.10: Ratele (axa de culoare) mai mari de un ion pe oră pentru izotopii care sunt extrași și au supraviețuit timpului de 40 ms până la și în stația de măsurare. Pătratele negre reprezintă izotopi stabili, iar linia verde arată limita măsurătorilor de masă efectuate pana în prezent. Izotopii colorați în gri sunt cazuri în care randamentul final nu a putut fi estimat din cauza lipsei informațiilor despre durata de viață. Stelele maro reprezintă zona propusă a procesului-i din [80], zonele hașurate cu roșu deschis și roșu închis arată scenarii de proces-r din [73], [81] și markeri maro (tip scara) arată o zonă importanta pentru formarea elementelor de tip pamanturi rare [81].

captare a neutronilor radiativi scade exponențial cu S_n/k_BT. Acest lucru face ca rețelele de reacție să fie foarte sensibile la valoarea sa de-a lungul căii r, în special în jurul punctelor de așteptare. Cu toate acestea, marea majoritate a maselor nucleare necesare nu au fost măsurate [81] și vor fi greu de atins chiar și la viitoarele instalații RIB. În acest context, amploarea acoperirii diferitelor scenarii ale procesului-r cu facilitatea GF propusă este remarcabilă, așa cum se arată în fig. 5.10.

Măsurătorile de masă apropiate de calea r în regiunea pământurilor rare sunt cruciale în calculele rețelei de reacție astrofizice datorită contribuției semnificative a acestor nuclee în componenta de dezintegrare β. Fig. 5.10 arată creșterea uimitoare a numărului de mase măsurate la GF, cu 5-7 mase noi pentru fiecare element ușor de pământ rar și până la 7-9 mase noi pentru fiecare element greu de pământ rar.

În scopul validării, o serie de rate ale lanțurilor de izotopi produsi la Gamma Factory sunt comparate cu cele generate de instalațiile RIB de ultimă generație, cum ar fi: CARIBU (ANL) [21], ISOLDE (CERN) [23] și FRIB (MSU) [82].

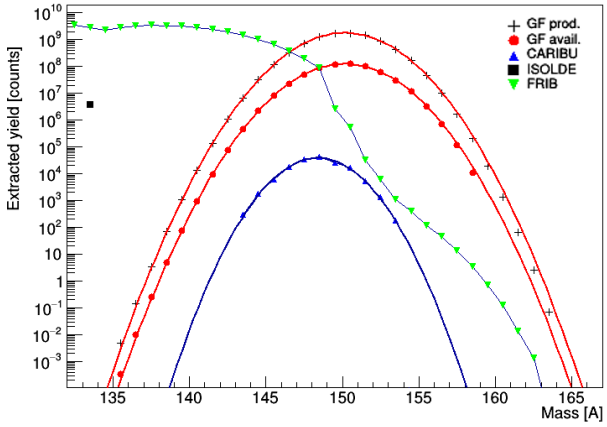


Figure 5.11: Lanțul de ceriu în funcție de masa izotopică pentru mai multe instalații de fascicule de ioni radioactivi.

În fig. 5.11 ratele lanțului izotopic de ceriu (Ce) sunt prezentate în funcție de masa lor. Pentru Gamma Factory, punctele roșii reprezintă ratele de supraviețuire după 40 ms estimate pentru extracție, transport și măsurare, în timp ce curba roșie mai mare care se potrivește stelelor negre arată randamentele de producție GF. Reperele albastre [76] și potrivirea de ghidare a ochiului arată ratele disponibile pentru măsurare la instalația CARIBU, în timp ce triunghiurile verzi [75] arată ratele disponibile la FRIB.

Gamma Factory, pune la dispoziție două mase suplimentare în cazul lanțului de Ceriu și până la 5-9 mase noi în nucleele de masă medie și mare (A $\approx$ 70 - 170). După cum sa discutat anterior, studiul nucleelor din jurul paturilor închise este relevant pentru înțelegerea structurii nucleare, de ex. ^{78}Ni (Z = 28, N = 50), astfel a fost realizat un grafic de comparație a randamentului pentru lanțul de nichel, prezentat în partea dreaptă a fig.5.12. În partea stângă a fig.5.12 ratele izotopilor de cobalt sunt reprezentate grafic în comparație, ca exemplu de nuclee de importanță astrofizică. Atât în lanțurile de nichel, cât și de cobalt, Gamma Factory pune la dispoziție mult mai mulți izotopi în partea îndepărtată neutrono-excedentară.

Această lucrare demonstrează că noi izotopi exotici neutrono-excedentari pot fi produși la Gamma Factory folosind un aranjament experimental de tip HADO-

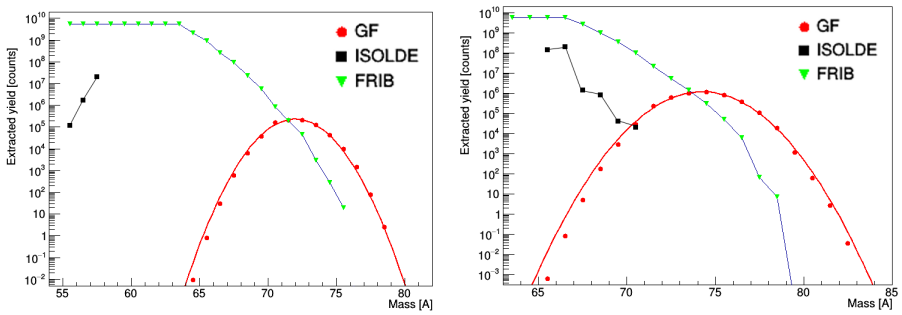


Figure 5.12: Comparația maselor izotopice de cobalt (stânga) și nichel (dreapta).

CSC și se extrag rate suficiente pentru diferite tipuri de măsurători care au implicații importante în multe cazuri de fizică. Deși aceste rezultate se bazează pe simulări, saltul considerabil fata de instalatiile actuale si de generatie viitoare, prezentat in aceasta teza, oferă încredere că instalația cu fascicul de ioni radioactivi (RIB) de la Gamma Factory prezinta un potențial important ce ar trebui fructificat.

Acest capitol se bazează pe publicația ”Producerea fasciculului de ioni radioactivi la Gamma Factory”, *Ann. Fiz. (Berlin), 2100207, 2021* în care autorul tezei este scriitorul și prim-autor și, de asemenea, pe articolul ”Oportunități de fizică cu Gamma Factory”, lucrare în pregătire de către autorul tezei.

Capitolul 6

Concluzii și perspective

În această lucrare sunt prezentate metodele și provocările celor mai importante procese ale unei instalații cu fascicul radioactiv, de la producerea izotopilor radioactivi, extracția acestora, formarea fasciculului, măsurarea proprietăților lor și pana la impactul științific al unui astfel de demers. Soluțiile propuse aici ar putea oferi posibilitatea de a ne extinde cunoștințele în fizica nucleară fundamentală, astrofizică și de a extinde aplicatiile cu ionilor radioactivi.

În primul rând este prezentată teoria generală a procesului de fisiune nucleară, studiile acestui proces având impact asupra înțelegerii noastre a structurii nucleare și jucând un rol important în aplicațiile de generare a energiei precum reactoarele nucleare de fisiune. Procesul de fisiune este, de asemenea, propus ca metodă eficientă de producere a ionilor radioactivi, studiile și optimizarea acestui proces fiind prezentate pe larg ca parte a acestei teze.

Al doilea capitol prezintă locul ionilor radioactivi exotici, neutrono-excedentari în marea schemă a creării și evoluției Universului.

Este considerat că multe dintre aceste elemente sunt create în procese destul de complexe care implică serii de interacțiuni și dezintegrari care au loc în condiții speciale, astfel încât pentru a confirma și înțelege mai bine aceste mecanisme, este nevoie să fie recreate aici pe Pământ.

În urmărirea înțelegerii procesului de fisiune, se realizează un studiu experimental al razelor gamma prompte de fisiune și este prezentat ca lucrare originală în această teză în capitolul al treilea. O procedură pentru deconvolutia datelor măsurate de funcția de răspuns a detectorului este implementată pe parcursul studiului.

Al patrulea capitol prezintă o altă lucrare originală [41] care are ca scop optimizarea producției de izotopi radioactivi, neutrono-excedentari printr-un mecan-

ism de foto-fisiune care are loc în interiorul țintelor de actinide, configurație experimentală propusă a fi dezvoltată la ELI- NP, România. Izotopii proaspăt produși, care posedă energie cinetică ridicată, sunt apoi termalizati în interiorul unei celule de stopare criogenică și apoi extrași folosind câmpuri electrice. Fasciculele de ioni radioactivi sunt formate cu ajutorul unui cuadrupol de radiofrecvență (RFQ) și fin selectate în continuare cu un spectrometru de masă cu timp zbor cu reflexie multiplă (MR-TOF). Noul design al instalației permite producerea și extragerea de noi elemente, în special în regiunea refractară, izotopi care reprezintă o mare provocare pentru a fi disponibili în instalațiile de generație actuală.

Al cincilea capitol continuă cu o lucrare originală [43] care propune un studiu de caz al unei noi instalații de fascicule radioactive, producția de izotopi fiind bazată pe fisiunea generată de fascicule de fotoni de mare intensitate provenind din instalația Gamma Factory (GF) propusă la CERN care lovesc foliile subțiri de actinide. Chiar dacă GF este în faza de proiect, această lucrare demonstrează clar oportunitatea de a produce fascicule radioactive cu intensități care permit măsurarea a încă doua până la noua mase izotopice pe fiecare lanț. În ultima secțiune a capitolului cinci, impactul științific al unor astfel de măsurători posibile este prezentat împreună cu o comparație cu instalațiile actuale de ultimă generație cu fascicule de ioni radioactivi pentru a permite o imagine de ansamblu și plasarea propunerii în cadrul domeniului. Teza se încheie prin a demonstra că noii izotopi disponibili ating zone de importanță pentru astrofizică (modelarea procesului-r), dar și pentru înțelegerea structurii nucleare, făcând disponibile măsurători ale proprietăților precum masele, ratele de dezintegrare, momentele magnetice dipolare, raza sarcinii, etc., pentru noi izotopi din partea neutrono-excedentară a diagramei Segre.

Lista acronimelor

AGB Asymptotic Giant Branch

ALTO Accélérateur Linéaire et Tandem à Orsay, France

AME Atomic Mass Evaluation

ANL Argonne National Laboratory

ARIEL Advanced Rare Isotope Laboratory

ATIMA Atomic Interaction with Matter

CAIN Beam–Beam Interactions framework

CARIBU The Californium Rare Isotope Breeder Upgrade

CEC Charge Exchange Cell

CERN Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire

CLS Collinear Laser Spectroscopy

CSC Cryogenic Stopping Cell

DAQ Data Aquisition System

ELI-NP Extreme Light Infrastructure - Nuclear Physics

ELISOL Extreme Light Infrastructure Isotope Separator On-Line

FAIR Facility for Antiproton and Ion Research in Europe

FRS Fragment Separator

FRIB Facility for Rare Isotope Beams

FWHM Full Width at Half Maximum

GANIL Grand Accélérateur National d'Ions Lourds, France

GDR Giant Dypole Resonance

GEANT4 Geometry And Tracking framework

GIF23U Gamma Induced Fission of ^{238}U

GSI Gesellschaft fūr Schwerionenforschung, Germany

GF Gamma Factory

HADO-CSC High Areal Density, Orthogonal extraction Cryogenic Stopping Cell

IFIN-HH Institutul Naţional de Cercetare Dezvoltare pentru Fizică şi Inginerie Nucleară "Horia Hulubei"

ISAC Isotope Separator and Accelerator

ISOL Isotope Separation On-Line

ISOLDE Isotope Separation On-Line Device

ISOLTRAP Isotope Separation On-Line Trap

JRC Joint Research Centre

JYFL Jyväskylän yliopiston fysiikan laitos, Finland

KEK Kō Enerugī Kasokuki Kenkyū Kikō Japan

LCB Laser Compton-Backscatter

LIGO Laser Interferometer Gravitational-Wave Observatory

LHC Large Hadron Collider

MIDAS Multi Instance Data Acquisition System

MR-TOF Multi Reflection Time of Flight

MSU Michigan State University

MTA EK Magyar Tudományos Akadémia Energiatudományi Kutatóközpontban, Hungary

NMR Nuclear Magnetic Resonance

NSCL National Superconducting Cyclotron Laboratory

PIC Particle In Cell

PFGS Prompt Fission Gamma-ray Spectra

PSI Partially Stripped Ions

RFC Radio-Frequency Carpets

RFQ Radio-Frequency Quadrupole

RIB Radioactive Ion Beam

RIBF Radioactive Isotope Beam Factory

RIKEN Rikagaku Kenkyusho, Japan

ROOT Rapid Object-Oriented Technology framework

RMS Root Mean Square

SARAF The Soreq Applied Research Accelerator Facility

SIMION Ion and Electron Optics Simulator software framework

TRIUMF TRI-University Meson Facility

TOF Time Of Flight

VEGA The Variable Energy Gamma System

Bibliography

[1] The discovery of nuclear fission. https://www.mpic.de/4469988/die-entdeckung-der-kernspaltung. Accessed: 2022-May-04.

[2] L. Csige et al. *Phys. Rev. C*, 80:18–19, 2009.

[3] J. Sadhukhan et al. *Frontiers in Physics*, 2020.

[4] N. Schunck et al. *Prog. Part. Nucl. Phys.*, In press, 2022.

[5] G. Vladuca. University of Bucharest, 1990.

[6] B. Mei et al. *Phys. Rev. C*, 96:064610, 2017.

[7] A. Oberstedt et al. *Phys. Rev. C*, 87, 2013.

[8] A. Frebel. Princeton University Press, 2015.

[9] https://en.wikipedia.org/wiki/Composition_of_the_human_body.

[10] E.M. Burbidge et al. *Rev. Mod. Phys.*, 29:547, 1957.

[11] A.G.W. Cameron. *Chalk River Rep. CRL*, 41, 1957.

[12] T. Kajino et al. *Prog. Part. Nucl. Phys.*, 107:109–166, 2019.

[13] https://en.wikipedia.org/wiki/R-process.

[14] C. J. Horowitz et al. *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.*, 46, 2019.

[15] S. E. Woosley et al. *Rev. Mod. Phys*, 74 (4):1015–1071, 2002.

[16] J. J. Cowan et al. *Rev. Mod. Phys.*, 93, 2021.

[17] R. A. Hulse et al. *Astrophys J.*, 195:51–53, 1975.

[18] B. P. Abbott et al. *Phys. Rev. Lett.*, 116, 2016.

[19] B. P. Abbott et al. *Rep. Prog. Phys*, 72, 2009.

[20] B. P. Abbott et al. *Phys. Rev. Lett.*, 119, 2017.

[21] G. Savard et al. *Nucl. Instrum. Methods B*, 266:4086, 2008.

[22] A. Sen et al. *Nucl. Instrum. Methods B*, 376:97, 2016.

[23] D. Voulot et al. *Nucl. Instrum. Methods B*, 266:4103, 2008.

[24] W.R. Plaß et al. *Nucl. Instrum. Methods B*, 317:457, 2013.

[25] H. Geissel et al. *Nucl. Instrum. Methods B*, 70:286–297, 1992.

[26] P. Delahaye et al. *Nucl. Instrum. Methods B*, 463:339, 2020.

[27] A. Gade and C. Konrad Gelbke. *Scholarpedia*, 5(1):9651, 2010.

[28] J. Aysto et al. *Nucl. Phys. A*, 693:477, 2001.

[29] T. Sumikama et al. *Nucl. Instrum. Methods B*, 376:180, 2016.

[30] Y. Blumenfeld et al. *Phys. Scr. T*, 152:014023, 2013.

[31] M. Cheikh Mhamed et al. *Nucl. Instrum. Methods B*, 266:4092, 2008.

[32] C. Babcock et al. *Nucl. Instrum. Methods B*, 463:464, 2020.

[33] M. Lindroos. *Proceedings of EPAC 2004, Lucerne, Switzerland*, 2004.

[34] D. J. Morrissey. *Phil. Trans. R. Soc. Lond. A*, 356, 1998.

[35] I. Mardor et al. *Phys. Rev. C*, 103, 2021.

[36] T. Dickel et al. *J. Phys.: Conf. Ser.*, 1668, 2020.

[37] D. T. Yordanov et al. *JINST*, 15, 2020.

[38] G. V. Turturica et al. *Eur. Phys. J. Plus*, 135, 2020.

[39] P.-A. Söderström et al. *JINST*, 14, 2019.

[40] P.-A. Söderström et al. *Nat. commun.*, 11, 2020.

[41] D. Nichita et al. *U.P.B. Sci. Bull. A*, 82:297, 2020.

[42] P. Constantin et al. *Nucl. Instrum. Methods B*, 461:130–132, 2019.

[43] D. Nichita et al. *Ann. Phys. (Berlin)*, 2100207, 2021.

[44] S. Schmitt. *EPJ Web of Conferences*, 137, 2017.

[45] T. Belgya. *Phys. Rev. C*, 74:024603, 2006.

[46] A. N. Tikhonov. *L'Academie des Sciences de l'URSS*, 1943.

[47] S. Schmitt. *JINST*, 7, 2012.

[48] T. Adye. *Proceedings of the PHYSTAT 2011 Workshop, CERN*, 2011.

[49] R. Brun. *Nucl. Inst. and Meth. in Phys. Res. A*, 389:81–86, 1997.

[50] J. Friedman. *Proc.of the 1974 CERN School of Computing*, 1974.

[51] N.V. Zamfir. *Nuclear Physics News*, 34:25, 2015.

[52] D.L. Balabanski et al. *Europhys. Lett.*, 28001:117, 2017.

[53] D. Ursescu et al. *Proc. SPIE*, 8780, 2013.

[54] H.R. Weller et al. *Rom. Rep. Phys.*, 68:447, 2016.

[55] P. Constantin et al. *Nucl. Instrum. Methods B*, 397:1, 2017.

[56] D.L. Balabanski et al. *Rom. Rep. Phys.*, 68:621, 2016.

[57] P. Constantin et al. *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. B*, 372:78–85, 2016.

[58] T. Dickel et al. *Nucl. Inst. and Meth. in Phys. Res. B*, 376:216, 2016.

[59] S. Agostinelli et al. *Nucl. Instrum. Meth. A*, 506:250–303, 2003.

[60] C. Donzaud et al. *Eur. Phys. J. A*, 1:407, 1998.

[61] S. Pomme et al. *Nucl. Phys. A*, 560:689, 1993.

[62] Mieczyslaw Witold Krasny, 2015. arXiv:1511.07794 [hep-ex].

[63] H.R. Weller et al. *Progr. Part. Nucl. Phys.*, 62:257, 2009.

[64] Wiesław Płaczek. GF-CAIN, 2020. code to be obtained from the author.

[65] M. W. et al. (Gamma Factory Study Group) Krasny. Letter-of-Intent (LoI), CERN-SPSC-2019-031, SPSC-I-253, 2019.

[66] Kaoru Yokoya et al. CAIN, version 2.42. `https://ilc.kek.jp/yokoya/CAIN/Cain242/`, 2011.

[67] J. T. Caldwell et al. *Phys. Rev. C*, 21:1215, 1980.

[68] Daniel Kasen et al. *Nature*, 551:80, 2017.

[69] M. Wada et al. *Nucl. Instrum. Methods B*, 204:570, 2003.

[70] H. Weick et al. *Nucl. Instrum. Methods B*, 193:1, 2002.

[71] D. Manura and D. Dahl. Simion 8.0 manual, Sci. Instrum. Serv. Inc., 2008.

[72] A. Rotaru et al. *U.P.B. Sci. Bull. A*, 81:197, 2019.

[73] H. Schatz and K. Blaum. *Europhys. News*, 37:16, 2006.

[74] `http://isoyields-classic.web.cern.ch/query\_tgt.htm`.

[75] `https://groups.nscl.msu.edu/frib/rates/fribrates.html`.

[76] `https://www.anl.gov/atlas/caribu-beams`.

[77] Maria J. G. Borge and Bjorn Jonson. *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.*, 44, 2017.

[78] W. J. Huang et al. *Chinese Phys. C*, 45, 2021.

[79] AMDC - atomic mass data center. `https://www-nds.iaea.org/amdc/`.

[80] L. Dardelet et al. *Proceedings of Science - NIC XIII*, 204, 2015.

[81] M. R. Mumpower et al. *Prog. Part. Nucl. Phys.*, 86:86–126, 2016.

[82] C. Wrede. *EPJ Web of Conferences*, 93, 2015.