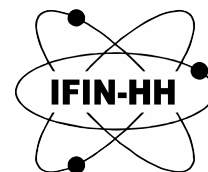




**UNIVERSITATEA DIN
BUCUREȘTI
FACULTATEA DE FIZICĂ**



Școala Doctorală de Fizică

Decizie nr. din

**REZUMAT TEZĂ
DE DOCTORAT**

Dana (State) Tudor

**MĂSURĂTORI DIRECTE PENTRU ASTROFIZICĂ NUCLEARĂ
FOLOSIND ACCELERATOARE MICI ȘI LABORATOR DE FOND
ULTRA-SCĂZUT**

**DIRECT MEASUREMENTS FOR NUCLEAR ASTROPHYSICS
USING SMALL ACCELERATORS AND ULTRA LOW
BACKGROUND LABORATORY**

COMISIA DE DOCTORAT

Prof. Dr. Alexandru Jipa Universitatea din București	Președinte
Prof. Dr. Adriana Răduță Universitatea din București, IFIN-HH	Conducător de Doctorat
Dr. Livius Trache IFIN-HH	Referent
Prof. Dr. Aurora Tumino INFN-Laboratori Nazionali del Sud, Italy	Referent
Prof. Dr. Căta Danil Universitatea Politehnica din București	Referent

BUCUREȘTI 2023

Mulțumiri

Doresc să-mi exprim recunoștința sinceră față de toți cei care m-au ajutat în acest demers. A fost o etapa importantă a vieții mele desigur, cu bune și rele, dar așa funcționează lucrurile.

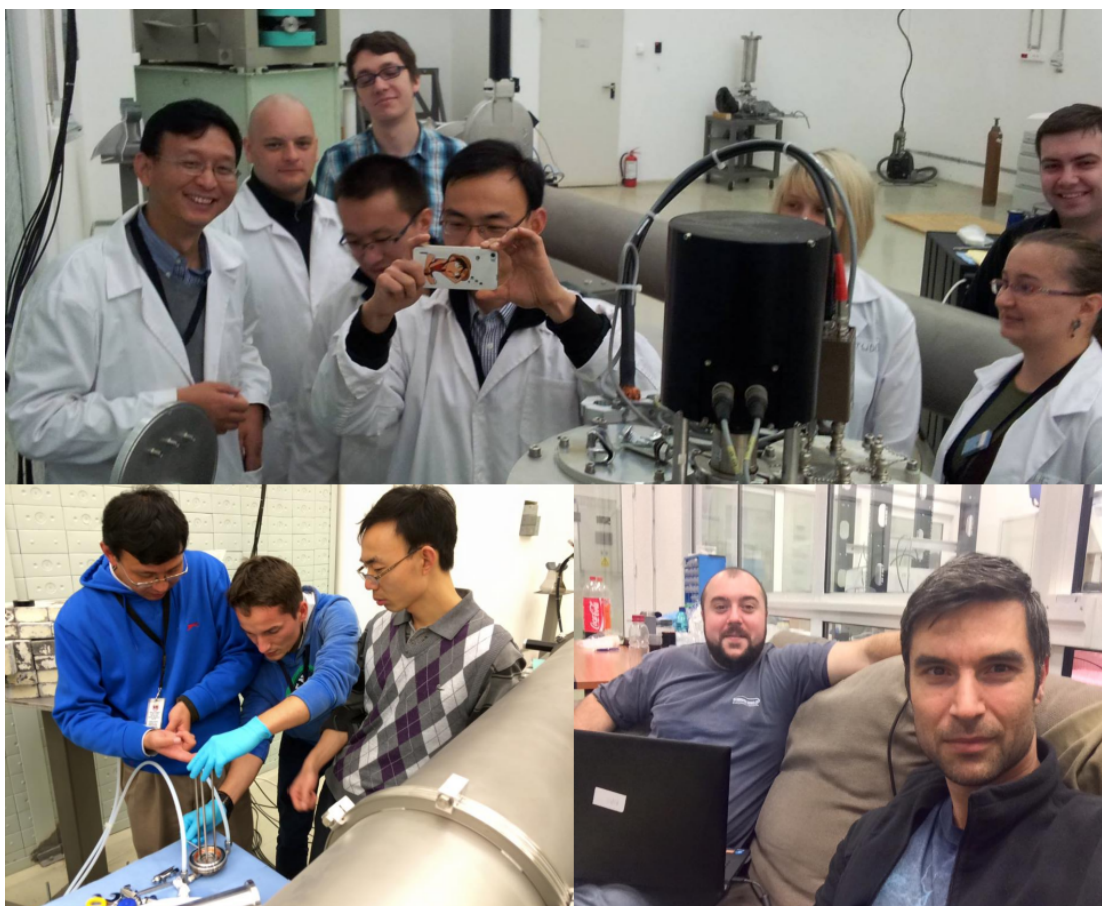
Sunt profund recunoscătoare mentorului meu domnului Dr. Livius Trache. Mi-a dat o șansă și m-a acceptat în grupul lui. Aș dori să-i mulțumesc pentru toate sugestiile, sprijinul și pentru ajutorul său neprețuit din acești ani, dar și pentru răspunsurile oferite întrebărilor mele (uneori nu au fost chiar cele mai deștepte). Mi-a oferit oportunitatea de a participa la școli, conferințe și stagii, unde mi-am prezentat munca și mi-am îmbunătățit cunoștințele interacționând cu cercetători din întreaga lume. De asemenea, aș dori să mulțumesc conducătorului de doctorat Prof. Dr. Adriana Răduță care m-a acceptat ca doctorand atunci când am avut cea mai mare nevoie. Mulțumesc mult Prof. Dr. Vlad Avrigeanu pentru sprijinul acordat în primii trei ani ca doctorand. Mai mult, aș dori să îi mulțumesc colegei mele Alexandra Chilug (Ștefănescu) pentru că mi-a făcut cunoștință cu dr. Livius Trache și aș dori să îi mulțumesc și ei și colegilor mei Ionuț Ștefănescu și Alexandra Spiridon pentru implicarea lor activă în experimentele pe care le-am studiat pentru teza mea.

Doresc să transmit profunda mea apreciere coordonatorului științific al laboratorului GammaSpec, dr. Ana Pantelica și dr. Romul Mărgineanu, coordonatorul științific al laboratorului μ Bq. Aș dori să-mi exprim recunoștința întregului grup 3 MV Tandatron în special: Dr. Mihai Straticiu, Dr. Ion Burducea și tuturor membrilor grupului, pentru sugestiile lor și pentru numeroasele ture de zi și de noapte petrecute pentru experimentele mele. Aprecieră mea profundă pentru personalul Institutului Național de R&D în Fizică și Inginerie Nucleară Horia Hulubei..

Aș dori să le mulțumesc colaboratorilor noștri, în studiul reacției $^{13}\text{C}+^{12}\text{C}$, Dr. Xiaodong Tang, Dr. Ningtao Zhang și tuturor membrilor grupului de la Institutul de Fizică Modernă, Academia Chineză de Științe (IMP-CAS), Lanzhou, China.

Mulțumirile mele membrilor Comisiei de îndrumare din cadrul Facultății de Fizică: Prof. Dr. Adriana Răduță, Dr. Livius Trache, Prof. Dr. Sima Octavian și Prof. Dr. Ionel Lazanu pentru sugestiile lor foarte utile.

Nu în ultimul rând, aș dori să mulțumesc familiei mele, bunicii Maria pentru sprijinul acordat de-a lungul vieții, soțului meu Alexandru și fiului nostru Tudor. Apreciez tot ce s-a făcut. Mulțumesc!



SURSE DE FINANȚARE

Această lucrare a fost finanțată de: Agenția Executivă pentru Finanțarea Învățământului Superior, Cercetare Științifică, Dezvoltare și Inovare, România prin Proiectul Nr. PN-III-P4-ID-PCE-2016-0743; Ministerul Cercetării, Inovării și Digitalizării România prin Proiect Nr. PN 19 42 01 02 (2016-2018) și Nr. PN 19 06 01 02 (2019-2022); Astrofizică nucleară prin metode indirecte și fascicule de ioni rari (NAIRIB) Proiect Nr. ctr.02-PN III/ 5/5.2/FAIR-RO (2016-2019); Astrofizică nucleară în Proiectul FAIR RO Nr. ctr. 06-PN III/ 5/5.2/FAIR-RO.

Abstract

În prezent, programul științific al majorității laboratoarelor de fizică nucleară include deja astrofizica nucleară ca o componentă semnificativă. Studiile experimentale pot fi împărțite în două categorii: măsurători directe - care studiază reacțiile la energii joase, așa cum au loc în stele sau cât mai aproape de acestea, urmate de extrapolări în așa-numita fereastră Gamow - și metode indirecte, care utilizează informații (cum ar fi datele nucleare) extrase din reacții la energii mult mai mari pentru a estima secțiunile eficace de reacție sau ratele de reacție în gama de energii relevante pentru astrofizică. Acest lucru se datorează faptului că, la energii joase, reacțiile care implică particule încărcate - aceasta reprezintă o mare parte a reacțiilor din mediile stelare - sunt încetinite de bariera Coulomb, ceea ce duce la dificultăți considerabile de măsurare. Prin urmare, cazul măsurătorilor directe necesită soluții experimentale speciale.

Teza prezintă o facilitate pentru măsurători directe la energii joase și foarte joase, tipice pentru astrofizica nucleară. Instalația constă dintr-un accelerator tandem compact, unde se efectuează iradierii, și sisteme de detecție a razelor gamma, inclusiv un laborator de fond ultra-scăzut situat într-o mină de sare, unde pot fi măsurate radioactivități foarte scăzute. Ambele fac parte din IFIN-HH și sunt situate la o distanță de 120 km. Performanțele lor sunt prezentate folosind două cazuri fizice. După cum este prezentat în această teză, facilitatea este competitivă pentru studiul reacțiilor nucleare induse de particule alfa și de ioni ușori la energii apropiate sau în fereastra Gamow [1].

Majoritatea reacțiilor importante în nucleosinteză implică nucleoni, sau captură radiativă de p și n. Doar câteva reacții ion-ion sunt importante. Cea mai importantă $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ este foarte greu de măsurat direct. În schimb, am măsurat reacția de fuziune $^{13}\text{C}+^{12}\text{C}$, care are avantajul faptului că, canalul de evaporare de un proton conduce la o activitate cu un timp de înjumătățire de $T_{1/2}=15$ h, adecvată pentru transferul probelor în mina de sare. Măsurătorile au fost efectuate folosind metoda țintei groase, în fereastra Gamow, pentru energii de la $E_{c.m.}=2,2$ MeV (cea mai mică energie atinsă vreodată pentru această reacție) până la 5,3 MeV folosind fascicule de ^{13}C de la Tandetronul de 3 MV. Secțiunea eficace obținută prin metoda activării este de ordinul a 100 pb [1].

A doua reacție studiată a fost $\alpha+^{64}\text{Zn}$. În acest caz, canalul de evaporare a protonilor conduce la o activitate cu un timp de înjumătățire de $T_{1/2}=78$ h. Țintele groase de zinc natural au fost iradiate de un fascicul alfa cu energii cuprinse între 5,4-8 MeV, în sistemul laboratorului, în pași de 0,2 și 0,25 MeV. Pentru canalul de reacție $^{64}\text{Zn}(\alpha, p)^{67}\text{Ga}$ am

obținut o secțiune eficace de 3,4 mb. În plus, am obținut cea mai mică valoare obținută vreodată pentru această reacție, de 30 nb, corespunzând energiei $E_{c.m.} = 5,25$ MeV [2].

Rezultatele experimentelor studiate, care caracterizează facilitatea, sunt discutate și prezentate în teză.

Cuprins

1	Introducere	1
2	Nucleosinteza	5
2.1	Nucleosinteza Big Bang (BBN)	5
2.2	Nucleosinteza Stelară	6
2.2.1	Arderea Hidrogenului	7
2.2.2	Arderea Heliului	7
2.2.3	Arderea Avansată	7
3	Reacții nucleare pentru astrofizica nucleară	11
3.1	Aspecte generale ale reacțiilor nucleare: cinematică și legi de conservare	11
3.1.1	Clasificarea reacțiilor nucleare	12
3.1.2	Mecanisme de reacție	12
3.1.3	Secțiunea eficace	13
3.2	Ratele de reacție de interes astrofizic	14
3.2.1	Reacții non-rezonante	15
3.2.2	Reacții rezonante	15
4	Aranjamentul experimental	17
4.1	Acceleratorul TANDETRON de 3 MV	17
4.2	Sistemul de detecție	18
4.3	Performanțele și calibrarea acceleratorului	18
4.4	Laboratorul microBequerel de fond ultra-scăzut	19
5	Reacția $^{13}\text{C}+^{12}\text{C}$: procedură, analiză și rezultate	21
5.1	Interpretarea datelor	25
5.2	Modelele teoretice	27
6	Reacția $\alpha+^{64}\text{Zn}$: analiza datelor și rezultatele	29
7	Concluzii	31

8	Lista de contribuții	33
8.1	Lucrări publicate în reviste științifice	33
8.1.1	ISI	33
8.2	Prezentări la conferințe	36
8.2.1	Conferințe internaționale	36
8.2.2	Conferințe naționale	37
8.2.3	Stagii de cercetare	37
8.2.4	Altele	38
	Bibliografie	39

Capitolul 1

Introducere

Astrofizica nucleară a fost fondată în urmă cu ~ 70 de ani și de atunci până în prezent putem spune că acest domeniu a ajuns la maturitate. Astronomia, fizica nucleară, cosmo-chimia și astrofizica teoretică au adus contribuții semnificative astrofizicii nucleare moderne. Îmbunătățiri majore în înțelegerea originii elementelor chimice din Universul nostru au fost aduse de: calculatoare puternice capabile să studieze evoluția stelelor într-un cadru multidimensional; astrofizica energiilor înalte realizată cu ajutorul telescoapelor spațiale oferă noi puncte de vedere asupra Universului; cosmo-chimia a reușit să izoleze mici bucăți de praf stelar găsite în meteoriți foarte vechi, ceea ce permite o mai bună înțelegere a proceselor care au loc în stele, dar și a modului în care se formează solidele (proces care are loc datorită faptului că materia se condensează); și, în cele din urmă, cel mai relevant, pentru această teză, fizica nucleară a reușit să măsoare secțiuni transversale de reacție în apropierea energiilor stelare, utilizând instalații care oferă fie fascicule de ioni stabili, fie radioactive, dar și diferite configurații de măsurare [3]. Munca și reacțiile studiate pentru această teză reprezintă o mică picătură de vopsea din tabloul pe care îl numim Univers.

Elementele din Universul nostru s-au format în două etape: elementele ușoare până la ${}^7\text{Li}$ au fost sintetizate în procesul cunoscut sub numele de BBN (Nucleosinteza Big Bang sau Nucleosinteza Primordială), în timp ce elementele mai grele sunt create continuu în procesul de nucleosinteză stelară [4]. Această secțiune este tratată în capitolul 2, unde sunt descrise condițiile necesare pentru formarea elementelor ușoare. La numai câteva minute (~ 3 minute) după Big Bang, pe măsură ce Universul se răcea până la o temperatură de aproximativ 10^9 K, au început să aibă loc reacții termonucleare, care au dus la formarea ${}^4\text{He}$, ${}^2\text{H}$, ${}^3\text{He}$ și ${}^7\text{Li}$ [5]. Mai mult, Universul s-a extins și s-a răcit mult sub nivelul necesar pentru a susține reacțiile nucleare care formează elemente mai grele. Prin urmare, în procesul BBN, condițiile de mediu nu sunt favorabile pentru formarea elementelor mai grele. Stelele se formează atunci când un nor (masiv) rece de gaz interstelar se contractă gravitațional. Ca urmare a contracției, temperatura și densitatea cresc până la punctul în care se declanșează reacțiile de fuziune termonucleară. Compoziția inițială a gazului se schimbă pe măsură ce nuclee mai grele sunt produse

în așa-numitele *etape de ardere*. În momentul în care nucleele cu cea mai mică barieră Coulombiană au fost consumate, la sfârșitul fiecărei etape, steaua se va contracta datorită gravitației. Ca urmare, temperatura crește, ducând la arderea următoarelor nuclee cu cea mai joasă barieră Coulombiană. Etapele de ardere a unei stele sunt următoarele: hidrogen, heliu, carbon, neon, oxigen și siliciu. Numărul de etape de ardere pe care le poate parcurge o stea depinde de masa sa inițială. Pe măsură ce etapele de ardere avansează, cele anterioare nu vor dispărea complet, ci vor continua să existe într-o pătură care înconjoară nucleul [5, 6]. Aceste straturi succesive formează o structură de tipul "*foilor de ceapă*". Acestea fiind spuse, una dintre cele mai importante întrebări ale secolului nostru este: *Unde s-au format elementele dincolo de fier?*. Există două categorii: procesele nucleare care produc nuclee bogate în neutroni și cele care produc nuclee bogate în protoni. Pentru prima categorie există două procese care duc la formarea de nuclee bogate în neutroni: procesul lent (s) (care s-a constatat că are loc în timpul arderii He în stelele AGB) și procesul rapid (r) (mediile în care se presupune că acest proces formează elemente grele sunt: fuziunea stelelor neutronice și supernove). În ambele cazuri, nucleosinteza are loc prin reacții de captură de neutroni [6–8]. Dacă luăm în considerare a doua categorie, cea a izotopilor bogați în protoni (sau nuclee p), producerea lor este asigurată de două procese diferite: procesul de captură rapidă de protoni numit - *rapid proton* (rp) și procesul γ . Motivul pentru care formarea elementelor până la fier și dincolo de acesta a fost descrisă în detaliu este că prima reacție studiată pentru lucrarea de față a fost $^{13}\text{C}+^{12}\text{C}$ în locul $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$. Aceasta din urmă are loc în timpul etapei de ardere a carbonului în evoluția unei stele, iar cea de-a doua reacție studiată, $\alpha+^{64}\text{Zn}$, este importantă pentru o mai bună înțelegere a nucleosintezei nucleelor bogate în protoni.

De asemenea, datorită faptului că reacțiile nucleare sunt o componentă cheie a studiilor de astrofizică nucleară, în Capitolul 3 sunt prezentate aspectele generale ale reacțiilor nucleare. Aceste aspecte includ legile de conservare: legile conservării energiei totale și impulsului; legea conservării momentului cinetic și parității [9]. În subcapitolul 3.1.1 sunt clasificate reacțiile nucleare, iar în 3.1.2 sunt prezentate mecanismele de reacție. Acestea din urmă (mecanismele de reacție) fac diferite ipoteze cu privire la dinamica reacțiilor nucleare. Modelul interacției directe presupune o interacțiune mai slabă între nucleonii proiectilului și cei ai țintei. Modelul NC (Nucleului Compus) se bazează pe ipoteza interacțiunii tari între nucleonii proiectilului și cei ai țintei [9]. Reacțiile $^{13}\text{C}+^{12}\text{C}$ și $\alpha+^{64}\text{Zn}$ studiate în această teză sunt reacții care duc la formarea de nuclee compuse, ^{25}Mg și respectiv ^{68}Ge . Astrofizica nucleară reprezintă de ceva timp o parte importantă a programului științific al majorității laboratoarelor de fizică nucleară. Studiile experimentale pot fi împărțite în măsurători directe - reacții studiate la energii joase, așa cum se întâmplă în stele, sau cât mai aproape de acestea, urmate de extrapolări în așa-numita fereastră Gamow (descrisă în sub-capitolul 3.2) - și metode indirecte, în care informațiile (date nucleare) sunt extrase din reacții la energii mult mai mari, informații care sunt apoi folosite pentru a evalua secțiunile eficace de reacție

sau ratele de reacție în zona de energii relevante pentru astrofizică. Acest lucru se datorează faptului că, la energii joase, reacțiile care implică particule încărcate - și aceasta reprezintă o mare parte din reacțiile din mediile stelare - sunt încetinite de bariera Coulombiană (descrisă în sub-capitolul 3.2.1), ceea ce duce la dificultăți considerabile de măsurare [5, 1].

În cazul măsurărilor directe, este nevoie de soluții experimentale speciale. Una dintre acestea este instalarea acceleratoarelor de particule în laboratoare subterane. Primul și cel mai cunoscut este proiectul LUNA [11] de la Laboratori Nazionali di Gran Sasso al INFN, din Gran Sasso, Italia. Alte câteva proiecte sunt în curs de dezvoltare sau în faza de planificare în SUA și China. În această teză prezint două cazuri în care îmbinăm utilizarea unui nou accelerator de mici dimensiuni (descris în capitolul 4) situat la suprafață, în incinta institutului IFIN-HH, cu un laborator de fond ultra-scăzut, pe care institutul îl deține într-o mină de sare din Slănic-Prahova, la aproximativ 120 km nord de București. Acceleratorul Tandem de 3 MV [12] este capabil să furnizeze energii joase și un curent de fascicul relativ mare (zeci de μA) pentru majoritatea elementelor stabile, de la protoni în sus. În laboratorul microBequerel, de fond ultra scăzut [13] (descris, de asemenea, în capitolul 4), putem măsura probele ce prezintă radioactivități de ordinul μBq . Acest lucru se datorează condițiilor naturale speciale care conduc la un fond de raze gamma foarte scăzut datorat radioactivității naturale. Dacă reacțiile studiate produc izotopi radioactivi cu timpi de înjumătățire care permit transferul la Slănic, putem câștiga semnificativ în sensibilitatea de detecție [1]. Capitolul 4 pune accentul pe accelerator (curenții fasciculului, stabilitatea și calibrarea în energiei), pe caracteristicile laboratorului microBequerel (care sunt importante în aceste experimente particulare de astrofizică nucleară) și pe lanțurile de detecție utilizate în studiul reacțiilor $^{13}\text{C}+^{12}\text{C}$ și $\alpha+^{64}\text{Zn}$ [1].

Facilitățile menționate mai sus au fost utilizate pentru prima dată în studiul reacției $^{13}\text{C}+^{12}\text{C}$. Experimentul a fost realizat în colaborare cu grupul condus de Dr. Xiaodong Tang de la Institutul de Fizică Modernă, Lanzhou-China. În cazul reacției $^{13}\text{C}+^{12}\text{C}$, canalul de evaporare a protonilor conduce la activare. Așadar radioizotopul produs, ^{24}Na cu un timp de înjumătățire de 15 h, reprezintă un caz excelent pentru a testa caracteristicile instalațiilor descrise în Capitolul 4, precum și pentru a studia mecanismul de fuziune în profunzime sub bariera Coulombiană. Reacția a fost studiată pentru energii ale fasciculului cuprinse între 4,6 și 11 MeV (în sistemul laboratorului) având curenți ai fasciculului de până la 15 μA , utilizând metoda de activare și spectroscopia de raze gamma. La energii mai mari ($E_{\text{lab}} > 5,6$ MeV), unde secțiunea eficace a fost suficient de mare, țintele au fost măsurate local (în IFIN-HH) la GammaSpec și în laboratorul NAG. Țintele care au fost iradiate la energii mai joase, deoarece timpul de înjumătățire al izotopului rezultat este suficient de lung, au fost transportate și măsurate în laboratorul din mina de sare [1]. Procedura experimentală și analiza datelor sunt prezentate în detaliu în Capitolul 5. Reacția de fuziune $^{13}\text{C}+^{12}\text{C}$ a fost exemplul potrivit pentru a

constrânge factorul astrofizic al reacției $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$, deoarece reacția de fuziune $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$, care este cea mai relevantă în timpul fazei de ardere a carbonului, s-a dovedit a fi dificil de măsurat din cauza structurii sale complexe [14]. S-a observat că, la energii inferioare și superioare barierei Coulomb, secțiunile eficace $^{13}\text{C}+^{12}\text{C}$ și $^{13}\text{C}+^{13}\text{C}$ sunt limite superioare ale $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ și corespund maximelor structurii rezonante observate în $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ [15]. Secțiunea 5.1 prezintă explicația detaliată împreună cu interpretarea datelor și rezultatele. Având în vedere motivația astrofizică și resursele disponibile la IFIN-HH, am ales să studiem $\alpha+^{64}\text{Zn}$. Procedura experimentală și analiza datelor sunt descrise în detaliu în capitolul 6.

Acestea fiind spuse, lucrarea de față este structurată pe șapte capitole: Introducere; Nucleosinteză; Reacții nucleare pentru astrofizica nucleară, Setup experimental; Reacția $^{13}\text{C}+^{12}\text{C}$: procedură, analiză și rezultate; Reacția $\alpha+^{64}\text{Zn}$: analiza datelor, rezultate și capitolul de Concluzii.

Capitolul 2

Nucleosinteza

Paradigma actuală este că elementele din Universul nostru au fost sintetizate prin reacții nucleare în două etape. În primul rând au fost create elementele ușoare până la ${}^7\text{Li}$ în procesul cunoscut sub numele de Nucleosinteza Big Bang (BBN) sau Nucleosinteza Primordială. Ulterior au fost create elemente mai grele în procesul de Nucleosinteza Stelară. În acest capitol voi trece în revistă pe scurt pe fiecare dintre ele insistând asupra proceselor în care au loc reacțiile studiate în această lucrare.

2.1 Nucleosinteza Big Bang (BBN)

În anii 1920, în mod independent, Arthur Eddington și Jean Perrin au ajuns la concluzia că numai "atomii pot crea energia pe care o vedem în stele". Ideile au evoluat, iar în prezent avem o imagine destul de clară, verificată de observații și modele privind originea elementelor chimice din Univers. Ideea de bază privind originea acestora a fost introdusă pentru prima dată de Gamow, Bethe, Alpher și asociații săi la sfârșitul anilor 1940. Aceștia au propus că, pentru a sintetiza elementele, reacții nucleare trebuie să aibă loc în condiții adecvate de temperatură și densitate [18, 19]. Cea relevantă pentru nucleosinteza este atunci când temperatura sa ajunge la 10^9 K. În acest moment, ratele sunt prea mici pentru a menține raportul n/p la valoarea de echilibru (determinată de o distribuție Boltzmann $n/p = e^{-Q/kT}$), ceea ce duce la "freeze-out" (înghețare) raportului n/p . Temperatura de "freeze-out" este determinată de competiția dintre rata interacției slabe și rata de expansiune a universului și s-a constatat că este de $\sim 7,5 \times 10^9$ K [5, 20, 3]. La această temperatură raportul n/p este de aproximativ $1/7$ și rămâne la această valoare până când Universul se răcește sub 10^9 K permițând formarea deuteriului și a nucleelor mai grele [21, 22]. Putem spune că nucleosinteza timpurie a început la o temperatură de aproximativ 10^9 K, moment la care protonii și neutronii sunt disponibili ca "combustibil". Prin urmare, Universul s-a răcit suficient pentru a permite reacțiilor termonucleare să aibă loc la numai câteva minute (3-10 minute) după Big Bang (BB), ceea ce a dus la formarea ${}^4\text{He}$, ${}^2\text{H}$, ${}^3\text{He}$ și ${}^7\text{Li}$. Prin compararea directă a abundențelor observate cu cele

rezultate în urma proceselor stelare, se constată că, cel mai probabil, ^4He , ^2H , ^3He și ^7Li sunt "cenușa" (rămășițele) BBN [5]. Pe măsură ce Universul se extinde, temperatura și densitatea scad și mai mult, mult sub nivelul necesar pentru a susține reacțiile nucleare care formează carbonul și elementele mai grele. Prin urmare, procesul de Nucleosinteza Big Bang (BBN) a fost suficient pentru a explica majoritatea abundențelor de ^4He , ^2H , ^3H și ^7Li [5]. Continuarea procesului și formare elementelor mai grele în BBN, așa cum au propus Gamow et al. în 1948, a fost oprită de inexistența nucleelor stabile cu $A=5$ și $A=8$ (neștiute de fizica nucleară de la acea vreme). Prin urmare, schema propusă de ei nu era corectă. Știm acum că nucleosinteza elementelor mai grele a avut loc mai târziu, în stele.

2.2 Nucleosinteza Stelară

Formarea elementelor mai grele decât ^7Li , după cum s-a discutat anterior, nu poate fi explicată de BBN. Hoyle a propus în 1946 că elementele mai grele sunt sintetizate în stele [3, 23]. O stea se naște atunci când un nor mare și rece de gaz interstelar se contractă gravitațional. Ca urmare a contracției, temperatura și densitatea cresc până la un punct în care se declanșează reacțiile de fuziune. Reacțiile termonucleare asigură presiunea internă necesară pentru ca steaua să nu se prăbușească gravitațional și, de asemenea, energia radiată de suprafața stelară este furnizată tot de aceste reacții. Compoziția

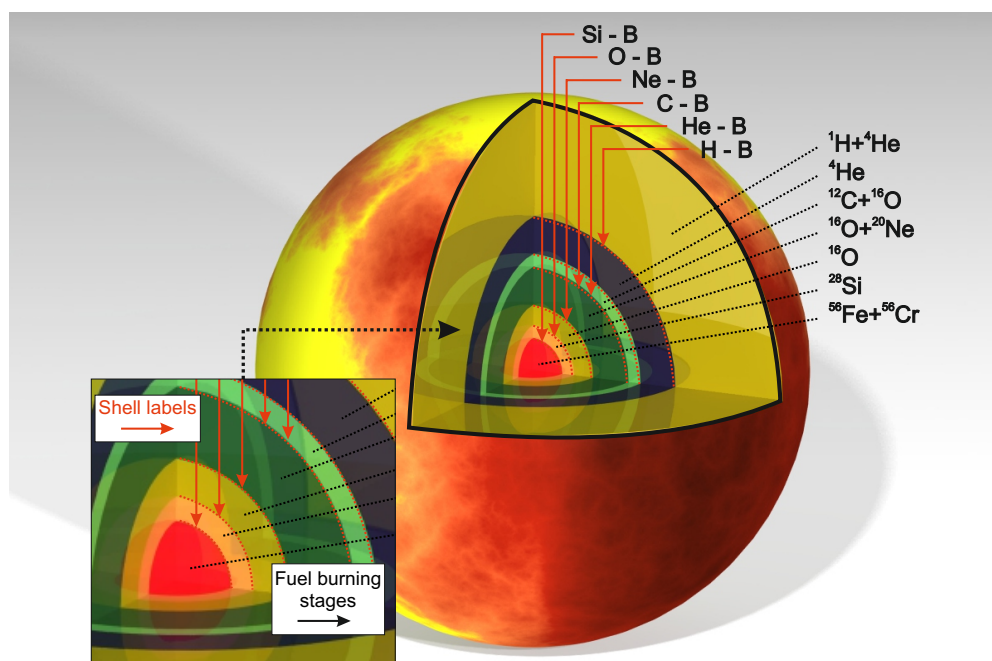


Figura 2.1 Structura de "foi de ceapă" a unei stele pre-supernovă care arată nucleele cele mai abundente din fiecare regiune (dreapta sus) și etapele de ardere (dreapta jos); unde, de exemplu, He-B reprezintă arderea heliului [6].

gazului inițial se schimbă pe măsură ce reacțiile termonucleare creează nuclee mai grele

în așa-numitele *etape de ardere*. Atunci când au fost consumate nucleele cu cea mai mică barieră Coulombiană, după fiecare etapă de ardere, o stea se contractă datorită gravitației. Prin urmare, pe măsură ce se contractă, temperatura crește, astfel încât următoarele nuclee cu cea mai mică barieră Coulombiană vor fi consumate. Etapele de ardere a unei stele sunt: arderea hidrogenului, heliului, carbonului, neonului, oxigenului și a siliciului. Numărul de etape de ardere prin care trece o stea depinde de masa sa inițială. Pe măsură ce etapele de ardere avansează, cele anterioare nu vor dispărea complet, ci vor continua să existe în învelișul care înconjoară nucleul [5, 6, 24]. Aceste straturi succesive formează structura de "ceapă", așa cum arată Fig. 2.1.

2.2.1 Arderea Hidrogenului

Prima etapă este cea a *arderii hidrogenului*, etapă în care patru nuclee de ^1H fuzionează pentru a forma ^4He . Deoarece probabilitatea de interacție simultană a patru protoni este prea mică în plasma stelară (ținând cont de luminozitatea observată a stelelor), la sfârșitul anilor '30 s-a propus că există două modalități de producere a ^4He : prin intermediul lanțurilor proton-proton (lanțuri pp) și al ciclurilor CNO. În stele precum Soarele, hidrogenul este consumat în principal prin intermediul lanțurilor pp, în timp ce în stelele mai grele și care au o temperatură mai ridicată a nucleului, hidrogenul este consumat prin ciclurile CNO. Temperatura, în ambele cazuri, este cuprinsă în intervalul $0.015 \leq T_9 < 0.060$ (aici $T_9 \approx 10^9 \text{ K}$). Pentru a putea fuziona hidrogenul în heliu, masa inițială trebuie să fie în intervalul $0.08M_{\odot} \lesssim M \lesssim 0.4M_{\odot}$ (aici $M_{\odot} \approx 1.98 \times 10^{30} \text{ kg}$ este masa solară) și de asemenea, stelele din acest interval de masă sunt denumite *pitice roșii*.

2.2.2 Arderea Heliului

După ce hidrogenul din interior este consumat, miezul unei stele este format în principal din ^4He . Dacă masa inițială este suficientă, $M \gtrsim 0.4M_{\odot}$, miezul de heliu se contractă încet, ducând la creșterea densității și a temperaturii. Învelișul de hidrogen care înconjoară nucleul continuă, de asemenea, să ardă, datorită contracției. În momentul în care temperatura și densitatea miezului sunt suficient de ridicate, $T_9 \sim 0.1$ și $\rho \sim 10^3 \text{ g/cm}^3$, începe faza de *ardere a heliului* [5]. În procesul de captură α creează nuclee de ^{12}C , ^{16}O , ^{20}Ne , ^{24}Mg și așa mai departe. Deoarece $^{16}\text{O}(\alpha, \gamma)^{20}\text{Ne}$, este un proces lent, heliul este convertit în principal în ^{12}C și ^{16}O prin $^4\text{He}(\alpha\alpha, \gamma)^{12}\text{C}$ și respectiv $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$.

2.2.3 Arderea Avansată

După cum am precizat anterior, pe măsură ce miezul de heliu arde, nucleele rezultate în urma acestui proces de ardere sunt, în principal ^{12}C și ^{16}O . Miezul de carbon-oxigen

este înconjurat de un înveliș în care arde în continuare heliu și de un înveliș în care arde hidrogenul. Dacă steaua are o masă inițială suficientă, contracția gravitațională determină o creștere a temperaturii și a densității astfel încât carbonul și oxigenul se vor aprinde, Fig. 2.1. Arderea C începe atunci când masa unei stele este în intervalul $9M_{\odot} \lesssim M \lesssim 11M_{\odot}$, cu o temperatură a miezului de $T = (0,6 - 1)T_9$ și o densitate de aproximativ $\rho \sim 10^6 \text{ g/cm}^3$. Importanța acestei etape de ardere derivă din faptul că în stelele care ard carbon în miez se află la limita dintre stelele cu masă intermediară și cele masive.

Prima reacție care implică două nuclee grele în canalul de intrare este reacția de fuziune $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$. Nuclelele de ^{12}C sunt primele care fuzionează, deoarece au cea mai mică barieră Coulombiană (în comparație cu celelalte nuclee prezente în regiune), ducând la formarea de neon, sodiu și magneziu prin:



Nucleul compus care rezultă în urma fuziunii $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ este ^{24}Mg , în stare foarte excitată, cu $Q=13,933 \text{ MeV}$. Deoarece la o energie de excitație atât de mare densitatea de stări este mare și reacția se desfășoară prin rezonanțe suprapuse în ^{24}Mg , excesul de energie va fi eliminat prin emiterea de particule α , p și n (vezi Ecuația (2.1)).

Această teză prezintă o contribuție importantă la înțelegerea acestei reacții la energii sub barieră. Deoarece secțiunea eficace $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ prezintă o structură rezonantă, soluția pe care am abordat-o a fost măsurarea secțiunii eficace de fuziune a $^{12}\text{C} + ^{13}\text{C}$ (metoda activării s-a dovedit cea mai sensibilă), care este non-rezonantă, și corelarea acestora.

Dacă masa inițială a stelei este suficientă ($M \sim 11M_{\odot}$), pe măsură ce combustibilul de carbon se epuizează, temperatura și densitatea nucleului vor crește până la punctul în care fotonii vor începe să foto-dezintegreze ^{20}Ne . O parte din ^{20}Ne , care a rămas nedisociat, va interacționa cu particulele α ducând la formarea de ^{24}Mg . Nucleele rezultate din etapa de ardere a neonului sunt ^{16}O și ^{24}Mg , care vor alimenta *arderea oxigenului*. Etapa de ardere a O va sfârși prin a produce ^{28}Si , iar la sfârșitul acestei etape (de ardere a oxigenului), nucleul este format în principal din ^{28}Si [5, 6]. Etapa următoare de contracție gravitațională va declanșa *arderea siliciului*, care este ultima etapă de ardere ce duce la formarea elementelor până în regiunea fierului. În această etapă, temperatura ridicată a nucleului duce la creșterea numărului de fotoni, prin urmare procesul de fotodezintegrare va juca un rol crucial în procesul de nucleosinteză stelară. Pe măsură ce nucleele cele mai abundente prezente în această regiune se foto-dezintegrează, particulele α ejectate, protonii și neutronii sunt disponibile pentru a forma nuclee până la și puțin

peste fier (^{56}Fe , ^{64}Ni). Până în acest stadiu, reacțiile de fuziune implicate în etapele de ardere au fost reacții exoenergetice (reacții cu eliberare de energie). La sfârșitul arderii Si, miezul stelei este format din fier și nichel și fuziunea nu mai produce elemente mai grele (deoarece energia de legătură pe nucleon a fierului este maximă). În acest moment, echilibrul hidrostatic este rupt, steaua devine instabilă și începe să colapseze, lăsând în urmă o stea neutronică sau o gaură neagră [5, 24]..

Întrebarea care se ridică este unde se formează elementele mai grele (decât fierul) și în ce condiții. Aceasta a fost și încă este încă o întrebare importantă pentru știința secolului 21. La sfârșitul anilor '50, Burbidge, Burbidge, Fowler și Hoyle au propus mai multe procese nucleare prin care se sintetizează elementele grele. Acestea pot fi împărțite în două categorii: procesele nucleare care produc nuclee bogate în neutroni și cele care produc nuclee bogate în protoni [26].

Pentru prima categorie, cea a elementelor bogate în neutroni din tabelul nuclizilor (a se vedea Fig. 2.2), există două procese care duc la formarea de elemente mai grele decât Fe: procesul lent (s) și procesul rapid (r). În ambele cazuri, nucleosinteza are loc prin reacții de captura de neutroni. Diferența dintre cele două este determinată de densitatea

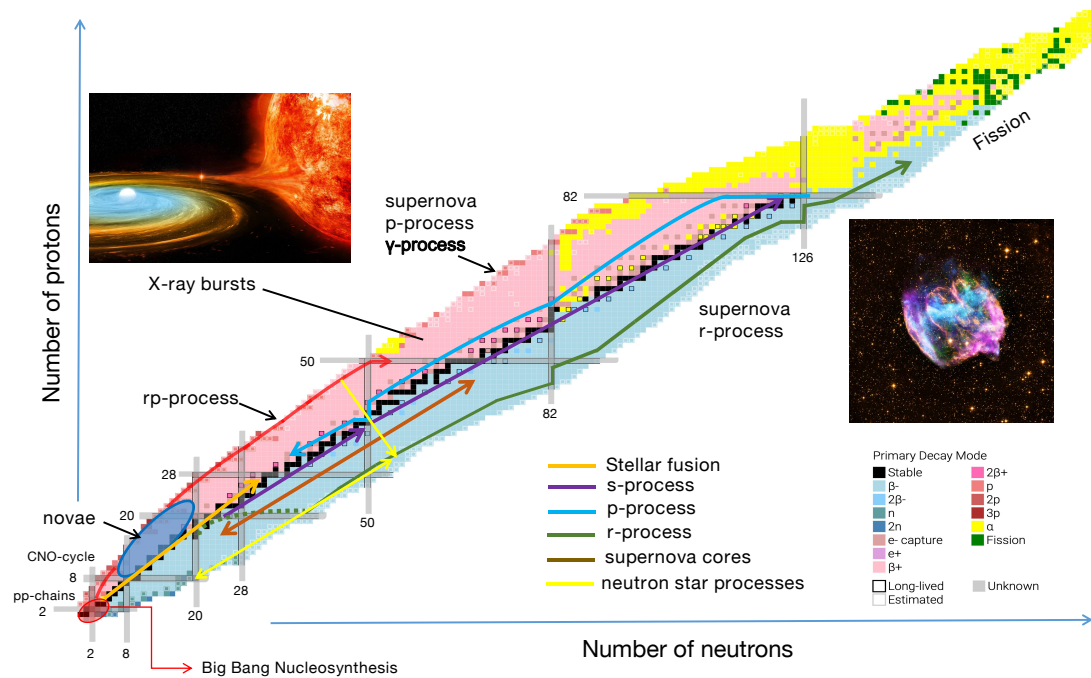


Figura 2.2 Scenariile reprezentative pentru nucleosinteza stelară reprezentate pe harta nuclizilor [27, 28]. Imaginile pentru scenariile X-ray burst și supernove sunt de la Ref. [29, 30].

de neutroni disponibilă; unul capturează neutroni lent, iar celălalt rapid, în comparație cu timpii de dezintegrare β ai nucleelor implicate. Procesul s este responsabil pentru formarea a jumătate din elementele din intervalul de mase $63 \leq A \leq 209$ și s-a constatat că are loc în timpul arderii He în stelele AGB (Asymptotic Giant Branch). Posibilele

scenarii în care elementele grele se formează în procesul r sunt: în procesul de fuziune al stelelor neutronice și în supernove [6–8].

În partea opusă a văii de stabilitate din tabelul nuclizilor se află izotopii "bogați" în protoni, a căror formare este guvernată de două procese distincte: procesul *rapid proton* (rp) și procesul γ . Procesul rp are loc prin reacții succesive de captură de protoni și dezintegrări β^+ , iar dacă temperaturile sunt mari, procesul γ va produce nuclee bogate în protoni. În procesul γ sunt produse nuclee bogate în protoni prin reacții de fotodezintegrare, (γ, α) și (γ, n) . Nucleosinteza nucleelor p include peste 1000 de nuclee și peste 10 000 de reacții nucleare. Deoarece măsurarea în laborator a tuturor ratelor de reacție (γ, α) este imposibilă, teoria bazată pe calcule de model statistic arată că reacțiile (γ, α) sunt mai bine constrânse de ratele de reacție (α, γ) experimentale [31]. **În acest sens, a doua reacție care a fost studiată în această lucrare a fost $^{64}\text{Zn}(\alpha, p)^{67}\text{Ga}$ [31].**

Ca o concluzie a acestui capitol, pentru a răspunde pe deplin la toate nuanțele întrebării "Unde s-au format elementele chimice din Univers?", sunt încă necesare date nucleare. Răspunsul la această întrebare trebuie să includă: în ce condiții s-au format unele dintre elemente (cum ar fi temperaturi și densități precise) precum și date precise de secțiuni transversale și rate de reacție sub bariera Coulombiană (specifice pentru fiecare reacție nucleară) sunt necesare.

Capitolul 3

Reacții nucleare pentru astrofizica nucleară

O reacție nucleară are loc, în principiu, atunci când o particulă (numită proiectil) interacționează cu nucleele unei ținte. În mod obișnuit, o ținta A este bombardată de un proiectil a pentru a obține produșii de reacție b și B și este scrisă sub forma:

$$a + A \longrightarrow b + B \quad (3.1)$$

de cele mai multe ori, poate fi scrisă într-o formă compactă ca:

$$A(a,b)B \quad (3.2)$$

În funcție de natura și de energia proiectilului, precum și de cea a ținte, pot rezulta mai mulți produși de reacție:

$$a + A \longrightarrow D + b + d \quad (3.3)$$

unde:

$$B \longrightarrow D + d \quad (3.4)$$

atunci când nucleul B se dezintegrează în $D + d$ [32].

3.1 Aspecte generale ale reacțiilor nucleare: cinematică și legi de conservare

Legile de conservare sunt o consecință a faptului că sistemele de interacțiune se supun legilor de bază ale fizicii. Proprietățile canalului de ieșire al unei reacții nucleare sunt legate de cele din canalul de intrare prin mai multe legi de conservare (acestea sunt detaliate în teză).

3.1.1 Clasificarea reacțiilor nucleare

Un prim criteriu de clasificare a reacțiilor nucleare se referă la stările cuantice ale partenerilor de interacțiune în starea inițială și finală [9, 33]:

1. Împrăștiere elastică.
2. Împrăștiere inelastică.
3. Reacții de transfer.
4. Reacții de rupe (break-up).
5. Captură radiativă.
6. Reacții de fuziune.
7. Fuziune-evaporare în care fuziunea este urmată de evaporare de particule și/sau emisie de raze gamma.
8. Fuziune-fisiune în care fuziunea este urmată de fisiune.

Primele patru procese sunt reacții directe (DI), iar ultimele sunt cu formare de nucleu compus (CN). Pentru această teză, tipurile 6 și 7 sunt de interes și vor fi abordate mai detaliat.

3.1.2 Mecanisme de reacție

Mecanismele de reacție (modelele de reacție) presupun diferite ipoteze privind dinamica reacțiilor nucleare. Modelul de interacțiune directă, presupune o interacțiune mai slabă între nucleonii proiectilului și cei ai țintei. În acest caz, chiar dacă nucleonii proiectilului pătrund în nucleul țintei, aceștia se vor deplasa în interior fără a forma nucleul compus. Aceasta va duce la formarea unui sistem de interacție în care mișcarea nucleonilor proiectilului poate fi descrisă individual [9].

Modelul NC (Nucleului Compus) se bazează pe ipoteza interacției tari între proiectil și nucleonii țintei [9]. Modelul a fost propus pentru prima dată în 1936 de Niels Bohr, care a sugerat că reacțiile nucleare se produc în două etape. În primul rând, proiectilul interacționează cu ținta și își pierde energia, ceea ce duce la formarea unui nucleu puternic excitat (instabil), numit nucleu compus [34]. Apoi, după 10^{-19} - 10^{-15} s, nucleul compus va începe să se dezintegreze prin emiterea de particule și raze γ ; ducând la formarea unui nucleu rezidual [34].

Principala diferență între procesele menționate mai sus este că acestea prevăd o energie și o distribuție unghiulară diferită a secțiunii transversale. În modelul NC, procesul de evaporare a particulelor favorizează emisia de particule de energie scăzută (de câțiva MeV), în timp ce procesul direct implică particule de energie mare. **Reacțiile**

$^{13}\text{C}+^{12}\text{C}$ și $\alpha+^{64}\text{Zn}$ studiate pentru această lucrare sunt reacții care conduc la formarea de nuclee compuse, ^{25}Mg și respectiv ^{68}Ge .

3.1.3 Secțiunea eficace

Probabilitatea ca un nucleu țintă să fie lovit de un fascicul de ioni cu o anumită energie crește odată cu aria acestuia. O explicație simplificată este aceea că fiecare nucleu are o arie geometrică care este legată de probabilitatea ca un anumit proiectil să interacționeze cu acel nucleu. Aceasta este cunoscută sub numele de secțiune eficace σ [6, 5]. Experimental, pentru un fascicul care are un număr de particule pe unitate de timp care interacționează cu o țintă și acoperă o arie A [6], secțiunea eficace se definește astfel:

$$\sigma = \frac{N_R/t}{[N_b/(tA)]N_t} \quad (3.5)$$

unde,

N_R/t este numărul total de interacții în intervalul de timp.

$N_b/(tA)$ este numărul de particule incidente pe suprafață și în unitatea de timp.

N_t este numărul de nuclee țintă.

După cum am menționat mai sus și după cum va fi prezentat în capitolele 5 și 6, multe dintre reacțiile nucleare formează nucleul compus într-o stare excitată, care se va dezintegra prin emiterea de particule. Deoarece experimental nu este întotdeauna posibil să se determine contribuțiile fiecăruia dintre canalele deschise la secțiunea eficace totală de fuziune, în prezent se folosește teoria Hauser-Feshbach pentru a determina contribuțiile acelor canale care nu au putut fi măsurate experimental. Teoria se bazează pe modelul de independență al lui Bohr, care propune ca o reacție nucleară începe atunci când nucleul țintă captează proiectilul, urmat apoi de distribuirea energiei tuturor nucleonilor sistemului compus [10]. NC are un timp de viață suficient de lungă pentru a atinge echilibrul statistic. Urmat, la mult timp după capturarea proiectilului, de emisia de particule printr-un proces similar cu evaporarea moleculelor dintr-o picătură de lichid, până când nucleul rezidual ajunge la starea fundamentală prin emisie γ . Conform acestui model, forțele nucleare sunt atât de puternice încât proiectilul capturat nu are posibilitatea de a scăpa înainte ca energia sa să fie distribuită între nucleonii țintă [10]. Ideea de bază a teoriei Hauser-Feshbach se bazează pe faptul că NC se formează printr-un canal de reacție α și poate să se dezintegreze printr-un număr de canale β (a nu se confunda cu procesele de dezintegrare radioactivă α și β), ceea ce permite scrierea secțiunii sub forma:

$$\sigma_{\alpha\beta} = \sigma_{\alpha}P_{\beta} \quad (3.6)$$

unde σ_{α} este secțiunea eficace de formare a nucleului compus și P_{β} este probabilitatea de dezintegrare în canalul β [10]. Având în vedere că partenerii care interacționează

au spin, expresia secțiunii trebuie să includă factorii de pondere. Luând în considerare spinii și momentul unghiular pentru o reacție $A(a,b)B$ are următoarele caracteristici:

$$\begin{array}{ccccccc}
 a & + & A & \rightarrow & (CN)^* & \rightarrow & b + B \\
 \underbrace{i \quad I} & l & & J & l' & \underbrace{i' \quad I'} & \\
 j = i + l & & & & j' = i' + l' & &
 \end{array}$$

Spinul particulei proiectilul a și cel al țintei, I , se combină pentru a da spinul canalului, j . În continuare, spinul canalului se combină cu l , momentul unghiular orbital, pentru a obține J (momentul unghiular total al NC). La fel se întâmplă și în cazul canalului de ieșire. Ipoteza de independență se aplică separat pentru fiecare J [10]. Deoarece, din punct de vedere experimental, avem de-a face cu fascicule nepolarizate, prin urmare, media trebuie făcută pe toate stările inițiale (stări de moment unghiular) și însumată pe cele finale permise. Aceasta se face prin însumarea peste l, j, l', j' (numere cuantice) și paritatea P a stării NC și prin împărțirea la $(2i+1)(2I+1)$ [10]. Expresia finală a secțiunii eficace de reacție este:

$$\sigma_{\alpha\beta}(\theta) = \pi \lambda_\alpha^2 \sum_{JPjlj'l'} \frac{(2l+1)}{(2i+1)(2J+1)} A_J(jl, j'l'; \theta) \frac{T_{\alpha l j}^J T_{\beta l' j'}^J}{\sum_{\alpha l j} T_{\alpha l j}^J} \quad (3.7)$$

Acest mod de scriere a secțiunii eficace presupune că funcțiile de undă ale NC au fază aleatorie, ceea ce înseamnă că toate interferențele dintre reacțiile care au loc prin diferite stări ale CN dispar [10].

3.2 Ratele de reacție de interes astrofizic

Determinarea ratelor de reacție este esențială pentru o înțelegere detaliată a arderilor nucleare care au loc în evoluția stelelor. Pe măsură ce combustibilul nuclear este consumat, steaua evoluează, iar temperatura sa internă se poate modifica cu câteva ordine de mărime. Ratele de reacție sunt puternic dependente de temperatură și energie [35]. De exemplu, în cazul unui gaz ionizat care conține nuclee A și B ce reacționează și fiecare dintre ele având densitatea n_A și n_B particule/ m^3 . Să presupunem că v este viteza tuturor nucleelor A și că toate nucleele B sunt în repaus. Atunci distanța înainte ca nucleul A să interacționeze cu nucleul B este $d_A = 1/n_B \sigma$, unde σ este secțiunea eficace de fuziune. Timpul necesar pentru ca fuziunea să aibă loc este $\tau_A = d_A/v = 1/n_B \sigma v$ [35]. Prin urmare, rata de fuziune pe unitate de volum este definită ca:

$$R_{AB} = \frac{n_A}{\tau_A} = n_A n_B \sigma v \quad (3.8)$$

Aceasta este forma simplificată de scriere a ratei de reacție. În această lucrare am studiat reacțiile nucleare dintre $^{13}\text{C}+^{12}\text{C}$ și $\alpha+^{64}\text{Zn}$, care sunt reacții non-rezonante. Deoarece scopul principal al studiului $^{13}\text{C}+^{12}\text{C}$ a fost o mai bună înțelegere a dinamicii reacției $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ (care este rezonantă) la energii foarte mici (până în fereastra Gamow), vor fi discutate ambele mecanisme (reacții non-rezonante și rezonante).

3.2.1 Reacții non-rezonante

În cazul unei reacții de captare $A(x, \gamma)B$ non-rezonantă, canalul de intrare $A + x$ formează nucleul compus B cu emisie γ într-un singur proces (fără o etapă intermediară) [24]. Se ia în considerare scenariul în care, la un moment dat, în plasma stelară sunt prezente o varietate de nuclee distincte. În acest caz, reacțiile cu cele mai mici bariere Coulomb asigură producerea de energie nucleară și vor fi epuizate rapid, în timp ce reacțiile cu cele mai mari bariere Coulomb nu contribuie prea mult la producerea de energie [6]. Energia Coulomb, E_C , pentru scenariul de ardere a carbonului, $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$, este $E_C = 8,7$ MeV (pentru $e^2 = 1,44 \times 10^{-10}$ keV cm). Pentru cea de-a doua reacție studiată, $\alpha + ^{64}\text{Zn}$, înălțimea efectivă a barierei Coulomb este $E_C = 12$ MeV.

Factorul astrofizic S pentru reacțiile non-rezonante [5] este definit astfel:

$$\langle \sigma v \rangle = \left(\frac{8}{\pi \mu} \right)^{1/2} \frac{1}{(k_B T)^{3/2}} S(E_0) \int_0^\infty \exp\left(-\frac{E}{k_B T} - \frac{b}{E^{1/2}}\right) dE \quad (3.9)$$

unde b provine din penetrabilitatea barierei și este definit ca $b = (2\mu)^{1/2} \pi e^2 Z_1 Z_2 / \hbar$ în $(\text{MeV})^{1/2}$ $b = 0.989 Z_1 Z_2 \mu^{1/2} (\text{MeV})^{1/2}$; b^2 este numită energia Gamow, E_G . Dependența de energie a σv este dată în principal de termenul exponențial, deoarece $S(E)$ variază uniform cu energia. Termenul $\exp(-E/kT)$ ține seama de distribuția Maxwell-Boltzmann a particulelor disponibile. Produsul dintre tunelarea prin bariera Coulombiană și distribuția Maxwell-Boltzmann conduce la un vârf în apropierea energiei E_0 numit vârful Gamow [5]. **Pentru $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$, scenariul de ardere a carbonului care se presupune că are loc la temperaturi de aproximativ 1 GK, energia Gamow este de $E_0 = 2$ MeV, iar fereastra energetică este cuprinsă între 1,5 și 2,5 MeV. Pentru cea de-a doua reacție studiată în această lucrare, $\alpha + ^{64}\text{Zn}$, care se consideră că are loc la temperaturi de aproximativ 3 GK, fereastra Gamow este între 4 și 6,5 MeV și $E_0 = 5,2$ MeV. Pentru ambele reacții am efectuat măsurători până în fereastra Gamow.**

3.2.2 Reacții rezonante

O reacție rezonantă este o reacție în două etape. În primul rând, proiectilul x și ținta A formează o stare excitată ce are o durată de viață relativ lungă a "nucleului compus" (rezonanța). În al doilea rând, această stare se dezintegrează (se pierde memoria producerii sale) prin emiterea de raze gamma [5, 36]. Secțiunea eficace de rezonanță se obține

cu formula Breit-Wigner [5] și este definită ca:

$$\sigma(E) = \pi \lambda^2 \frac{(2J_r + 1)}{(2J_1 + 1)(2J_2 + 1)} (1 + \delta_{l2}) \frac{\Gamma_a \Gamma_b}{(E - E_R)^2 + (\Gamma/2)^2} \quad (3.10)$$

aici momentele unghiulare ale proiectilului, țintei și stării rezonante sunt J_1 , J_2 și J_r . δ este lățimea la semi-înălțime [5]. Lățimea totală Γ este suma tuturor lățimilor parțiale ale canalelor de dezintegrare deschise.

Pentru o rezonanță îngustă, rata de reacție stelară este definită ca fiind [5]:

$$\langle \sigma v \rangle = \left(\frac{2\pi}{\mu k_B T} \right)^{3/2} \hbar^2 (\omega \gamma) \exp\left(-\frac{E_R}{k_B T}\right) \quad (3.11)$$

Tăria rezonanței se bazează în mare parte pe efectele barierei Coulomb, ceea ce înseamnă că rata de reacție stelară este puternic afectată de aceste aspecte. Pentru o reacție $A(x, \gamma)B$, lățimea parțială, Γ_γ , este cel mult de ordinul a câtorva eV. La energii de rezonanță în jurul barierei Coulomb, lățimea parțială pentru canalul de intrare (Γ_x) are valori de ordinul keV [5, 24].

Capitolul 4

Aranjamentul experimental

Cele două reacții din această lucrare au fost studiate la acceleratorul TandetronTM de 3 MV, al IFIN-HH, iar țintele iradiate au fost măsurate în patru configurații diferite. Întregul montaj experimental este descris în acest capitol. O parte din acest capitol se bazează pe articolele din Ref. [1, 14], articole la care sunt autor principal și corespondent.

4.1 Acceleratorul TANDETRON de 3 MV

Acceleratoarele de particule sunt instrumente foarte importante pentru astrofizica nucleară. Cu ajutorul lor putem studia reacțiile care au loc în stele.

Un TANDEM este un accelerator, iar principiul său de funcționare se bazează pe accelerarea directă într-un câmp electrostatic, creat de terminalul de înaltă tensiune, împreună cu un sistem care dublează energia. Terminalul acceleratorului TANDEM este încărcat cu tensiune pozitivă și are două coloane de accelerare, câte una spre fiecare parte a terminalului. Sursa de ioni, care este plasată în afara sistemului de accelerare, produce un fascicul de ioni negativi care este mai întâi accelerat spre terminal (câștigul de energie în această primă etapă este $E_I = e \cdot U$). Când fasciculul ajunge la terminal, ionii negativi sunt stripați fie folosind o foiță subțire sau un gaz pentru a forma ioni pozitivi, care sunt apoi accelerați în a doua coloană (energia obținută în această etapă este $E_{II} = e \cdot q \cdot U$, unde q este starea de sarcină). Energia finală a fasciculului, în MeV, este $E = (q + 1) \cdot U$ [37, 38].

Acceleratorul de 3 MV are două surse de ioni, sursa sputtering și duoplasmatronul. Liniile de fascicul ale acceleratorului sunt denumite sugestiv: Ion Beam Analysis (IBA) plasată la -30° , linia Ion Implantation Beam (IIB) situată la $+10^\circ$ și linia Cross Section Measurement (CSM) la $+30^\circ$ [12]. Țintele (necesare pentru studiul reacțiilor din această lucrare), au fost plasate și iradiate la capătul CSM. În plus, pentru măsurătorile de raze gamma prompte, pe linia de fascicul a fost plasat un detector de germaniu de înaltă puritate (HPGe).

4.2 Sistemul de detecție

Măsurătorile de raze gamma au fost efectuate în 4 configurații diferite, pentru toate acestea am folosit detectori de germaniu hiper-pur. În acest sub-capitol am descris pe scurt principiul de funcționare al unui detector semiconductor și am descris fiecare aranjament experimental.

Sistemul de achiziție utilizat în toate cele patru configurații a fost compus din: detector urmat de preamplificator, amplificator, un analizor multi-canal conectat în cele din urmă la un computer. Cantitatea de sarcină electrică pe care o detectează un HPGe este proporțională cu cantitatea de energie a razelor γ absorbită de detector.

În timpul experimentului, au fost efectuate măsurători de activare și măsurători de raze gamma prompte, atât pentru reacția $^{13}\text{C} + ^{12}\text{C}$ cât și pentru reacți $\alpha + ^{64}\text{Zn}$. Pentru măsurătorile de raze gamma prompte, un detector HPGe cu o eficiență relativă de 100% a fost plasat la 55° în raport cu axa fasciculului în direcția înainte [1, 39, 40]. Pentru măsurătorile de dezactivare, țintele iradiate au fost transportate și măsurate în trei laboratoare: GammaSpec [41], NAG (Nuclear Astrophysics Group laboratorul grupului nostru) [42] și μBq [43].

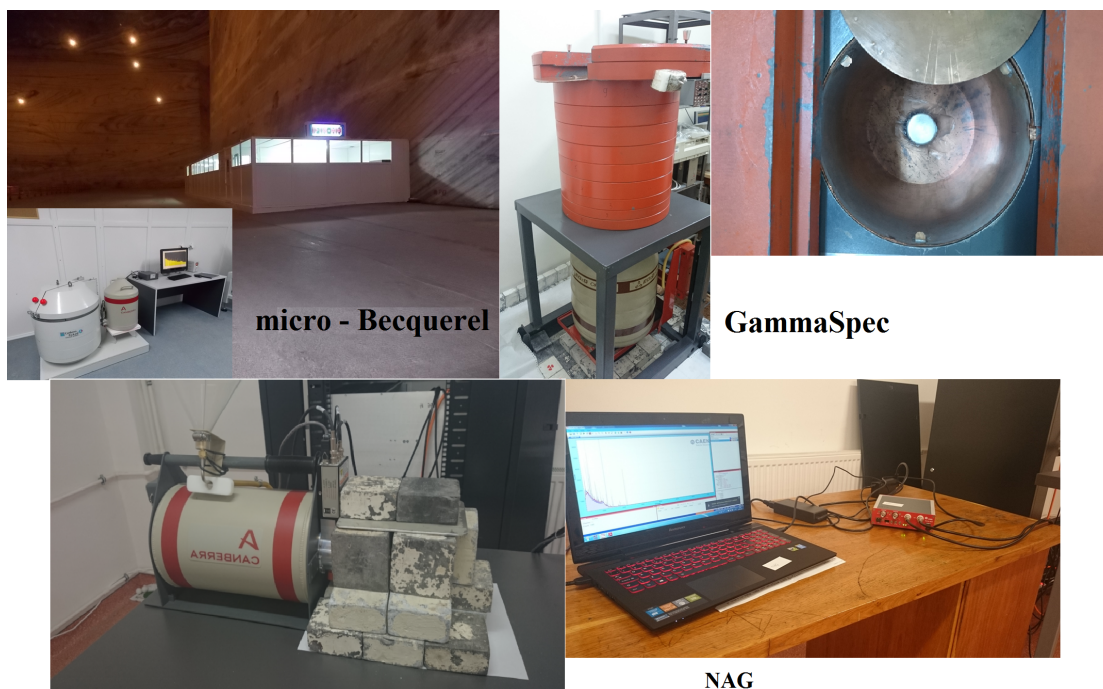


Figura 4.1 Laboratoarele în care au fost efectuate măsurătorile de dezactivare [44].

4.3 Performanțele și calibrarea acceleratorului

Tandetronul de 3 MV TM a fost proiectat și construit de High Voltage Engineering Europa B.V. și a fost pus în funcțiune la IFIN-HH în 2012 [1]. Cu scopul final de a stabili o linie solidă de cercetare în astrofizică nucleară la acceleratoarele și laboratoarele din București

ale IFIN-HH, am efectuat experimente pentru a verifica limitele unei metode care pare potrivită și anume metoda activării. Pentru iradierii am folosit accelerator TandetronTM de 3 MV [1]. Am observat că, deși există multe acceleratoare mici folosite special pentru astrofizica nucleară, unele subterane, nu multe acceleratoare pentru alfa și ioni ușori sunt dedicate măsurătorilor directe în astrofizica nucleară.

În astrofizica nucleară (AN), cunoașterea corectă a energiilor fasciculelor este foarte importantă. Prin urmare, a trebuit să calibrăm tandemul. Înaltă tensiune a acceleratorului este monitorizată de un voltmetru generator (GVM) care necesită o calibrare periodică, iar pentru această lucrare a fost utilizată reacția rezonantă $^{27}\text{Al}(p,\gamma)^{28}\text{Si}$ [45, 46].

4.4 Laboratorul microBequerel de fond ultra-scăzut

Mineritul sării are în România o istorie care datează din cele mai vechi timpuri, dar în Slănic-Prahova prima mină a fost deschisă abia în 1688. Slănic Prahova este situată la aproximativ 100 km nord de București. Mina de sare Unirea a fost deschisă din 1943, exploatarea sării fiind realizată până în 1970 [47]. Ulterior, secțiuni ale minei au fost deschise pentru vizitatori. În 2006 a fost construit și pus în funcțiune în totalitate laboratorul de microBequerel (μBq) al IFIN-HH. Adâncimea minei este de aproximativ 210 m (~ 600 de metri echivalent apă) [43]. Considerentul pentru care a fost aleasă această locație este radioactivitatea naturală foarte scăzută, datorită faptului că pereții nu prezintă fisuri, datorită purității ridicate a sării și condițiile de mediu sunt foarte stabile pe tot parcursul anului.[1, 48]. Laboratorul subteran din mina de sare Unirea, Slănic Prahova (μBq), este situat la aproximativ 2 ore de mers cu mașina (la nord de București). Radioactivitatea naturală este redusă semnificativ pentru măsurătorile din laboratorul subteran (spectrul de jos). În Fig. 4.2 se poate observa că fondul natural de radiație măsurat în mină (folosind un ecran, produs de Canberra Ind., compus din 15 cm Pb și 5 cm Cu) este de aproximativ 4000 de ori mai mic în comparație cu fondul măsurat la suprafață.

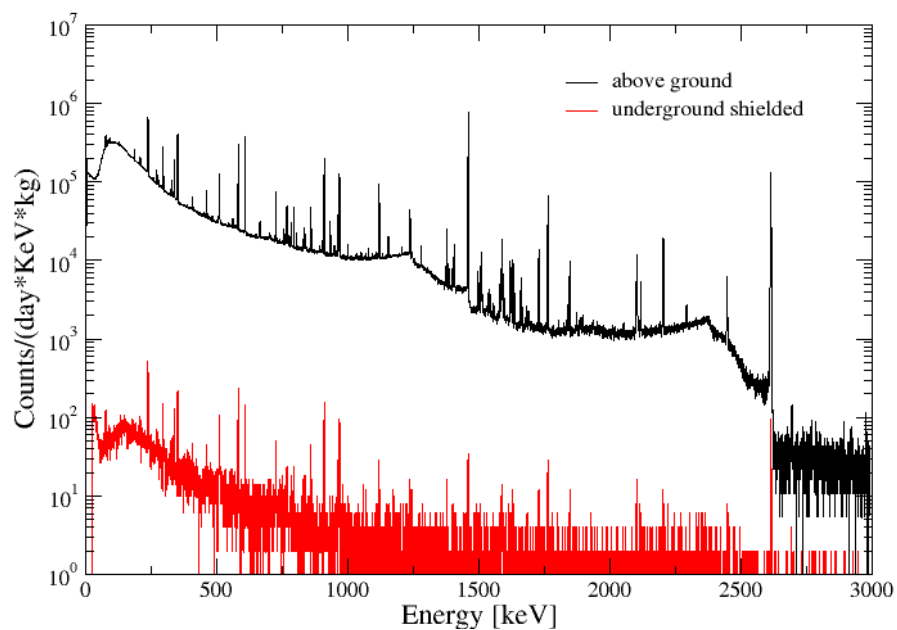


Figura 4.2 Fondul natural de radiații din laboratorul μ Bq colectat cu același HPGe: cu negru este fondul colectat în afara minei (detector ne-ecranat) și cu roșu este fondul colectat în mină cu detectorul ecranat. [1].

Capitolul 5

Reacția $^{13}\text{C}+^{12}\text{C}$: procedură, analiză și rezultate

În acest capitol am descris pas cu pas procedura experimentală și analiza datelor. Aceasta se bazează pe [1, 14], lucrări în care sunt autor principal și, respectiv, autor corespondent. Prima reacție pe care am studiat-o a fost $^{13}\text{C}+^{12}\text{C}$. Acest experiment a avut loc în colaborare cu un grup de la IMP (Institute of Modern Physics) Lanzhou, China. Această reacție duce la formarea ^{24}Na , care are un timp de înjumătățire de 15 ore și se formează prin evaporarea unui proton din nucleul compus ^{25}Mg . Alegerea reacției a fost motivată de necesitatea de a testa caracteristicile acceleratorului și ale laboratorului μBq , precum și de a studia în profunzime mecanismul reacției de fuziune sub bariera Coulomb într-un sistem apropiat de reacția $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ de mare importanță în astrofizica nucleară. Am studiat reacția de fuziune $^{13}\text{C}+^{12}\text{C}$ în intervalul de energie $E_{lab}=4,6$ până la 11 MeV, utilizând metoda activării și spectroscopie gamma.

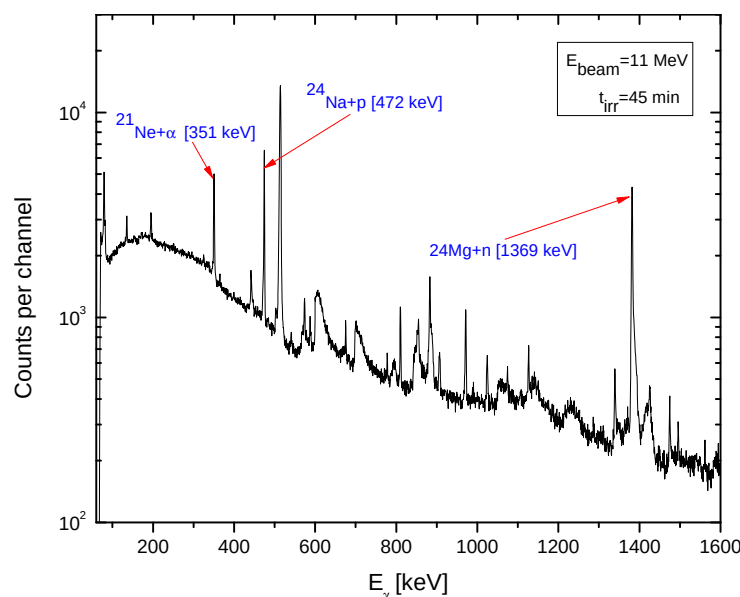


Figura 5.1 Spectru acumulat în timpul iradierii în fascicul..

În timpul experimentului fascicule de ^{13}C cu intensități de 0,4 până la 15 μA (cu diferite stări de sarcină) au lovit ținte de grafit natural cu o grosime de 1 mm [1]. În total, au fost iradiate și măsurate 71 de ținte. Pentru măsurătorile cu raze gamma prompte, un detector HPGe cu o eficiență relativă de 100% a fost plasat la 55° față de axa fasciculului în direcția înainte, la o distanță de 13 cm. Am reușit să determinăm contribuțiile din canalele de evaporare p, n și α (a se vedea Fig. 5.2) pentru energiile la care secțiunile eficace au fost suficient de mari pentru a fi măsurate.

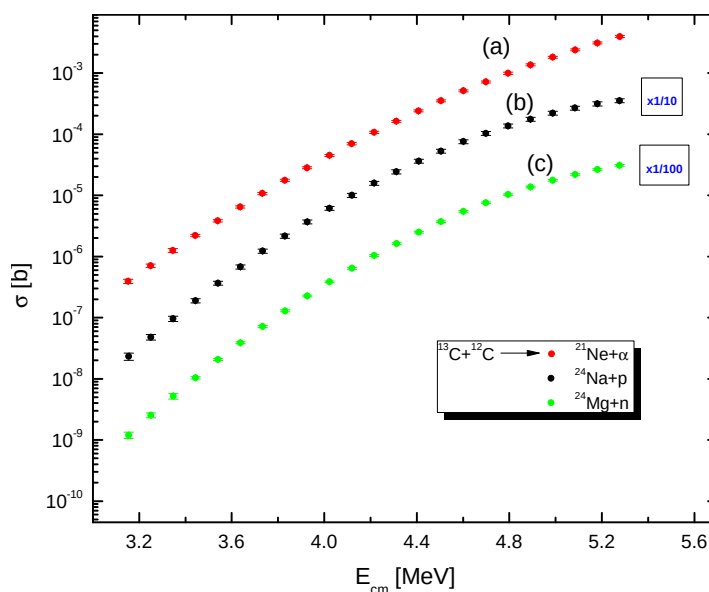


Figura 5.2 Secțiunea eficace pentru emisia de particule α , protoni și neutroni [49, 50].

În Fig. 5.1 este reprezentat un spectru care a fost colectat în timpul măsurătorilor online la o energie a fasciculului de 11 MeV. Deoarece fondul natural din interiorul sălii acceleratorului este ridicat, iar secțiunea eficace scade odată cu scăderea energiei, am reușit să analizăm doar spectrele țintelor care au fost iradiate la energii mai mari de $E_{lab}=6,4$ MeV [1, 49, 50].

Activitățile induse au fost măsurate prin detecția razelor γ în urma dezintegrării β a produsului de reacție ^{24}Na folosind detectori de germaniu hiper-pur (bine ecranați) în laboratoarele GammaSpec [41], NAG (Nuclear Astrophysics Group - laboratorul grupului nostru) și μBq . Deoarece ^{24}Na are un timp de înjumătățire suficient de lung ($T_{1/2}=15$ h), a fost excelent pentru procedura pe care am folosit-o: până la o zi de iradiere (în funcție de energia incidentă), după care țintele au fost transferate la Slanic în 2,5 ore unde au fost măsurate pentru o zi, în timpul iradierii următoarei ținte, și așa mai departe. Pentru energii incidente mai mari de 5,6 MeV, activitățile au fost măsurate, de asemenea, la GammaSpec și NAG (laboratoare situate în incinta institutului). În aceste 3 laboratoare, razele gamma (1369 și 2754 keV) [51] au fost detectate folosind detectori de germaniu hiper-pur cu o eficiență relativă de 30% (la GammaSpec), 100% (la NAG) și 120% (la μBq în mina de sare). Pentru calibrarea în eficacitate am folosit surse cu

activități bine cunoscute, cum ar fi: ^{152}Eu , ^{133}Ba , ^{60}Co , ^{137}Cs , ^{241}Am .

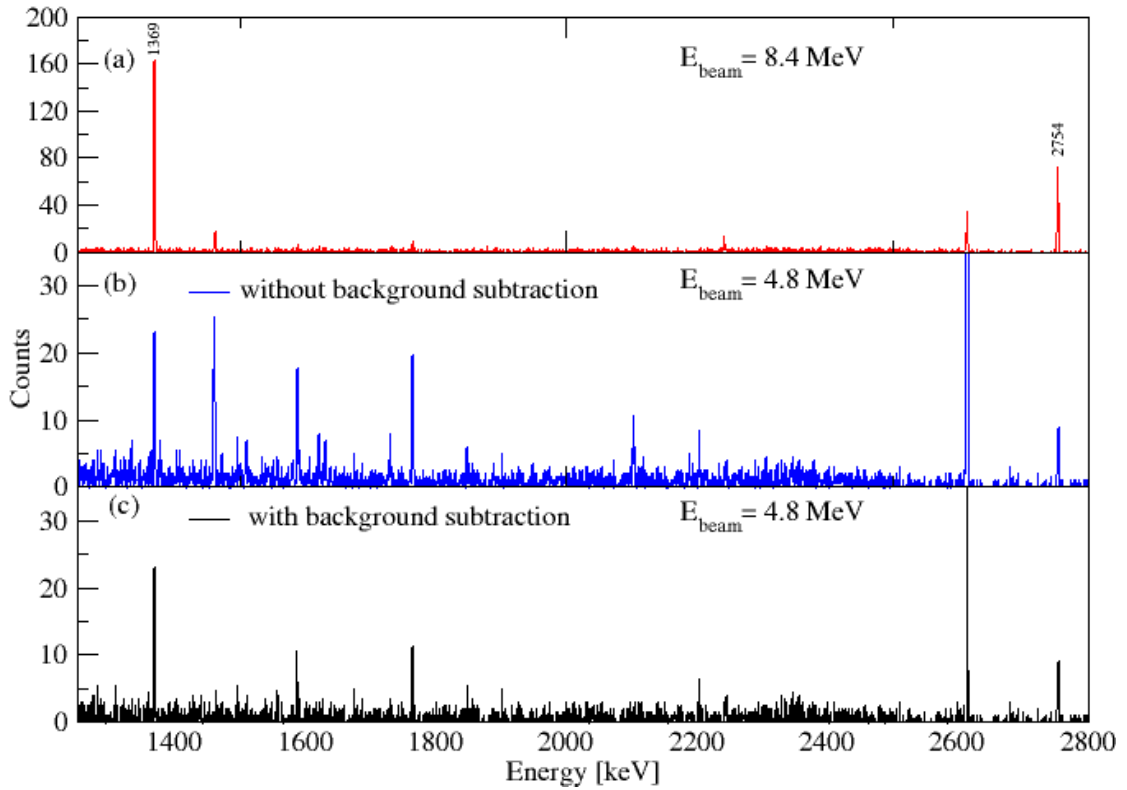


Figura 5.3 Spectre măsurate la μBq pentru două ținte iradiate la 8,4 (a) și 4,8 MeV (b, c). Numai cele două vârfuri de interes sunt etichetate, celelalte sunt de fond [1].

Figura 5.3 cuprinde 3 spectre colectate în mina de sare: (a) prezintă spectrul de raze gamma al unei ținte care a fost iradiată la energia de 8,6 MeV, (b) și (c) prezintă spectrul țintei iradiate la $E_{\text{beam}}=4,8$ MeV fără și cu scăderea fondului. Vârfurile de fond care rămân în (c) se datorează variațiilor fondului în timpul celor 3,9 zile de măsurare a trei ținte diferite. Aceste variații sunt foarte mici și sunt vizibile doar în raport cu activitățile foarte scăzute ale probelor pe care le-am măsurat. Ele apar pur și simplu din cauza prezenței/absenței cercetătorilor sau a unor noi dispozitive în laborator [1].

Pentru a determina randamentul reacției am folosit gamma de 1369 keV care are o intensitate de $I_\gamma=99,9935\%$ [51]. În primul rând, am determinat activitatea țintelor la sfârșitul procedurii de iradiere și curentul fascicului integrat în timp (corectat pas cu pas pentru dezintegrare în timpul iradierii). În al doilea rând, randamentul a fost determinat ca raport între activitatea și curentul de fascicul integrat în timp (Fig. 5.4). Întrucât am folosit metoda țintei groase, secțiunea eficace a fost determinată astfel:

$$\sigma(E) = \frac{Y(E) - Y(E - \Delta E)}{n_t} \quad (5.1)$$

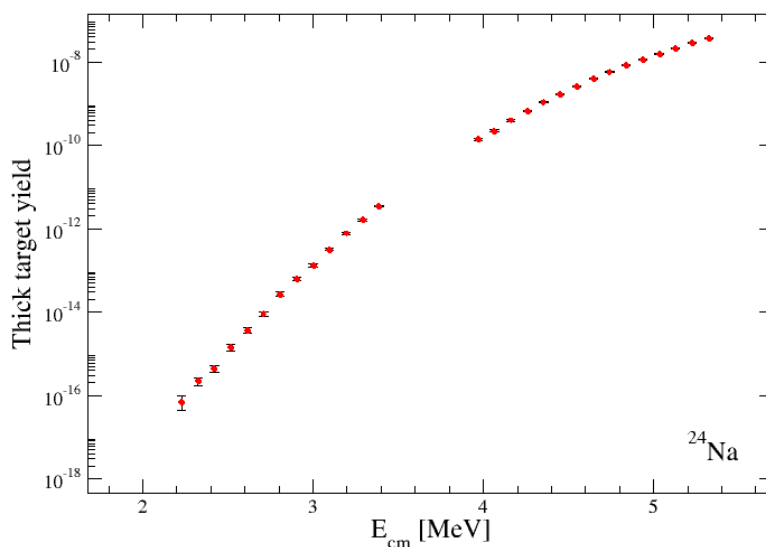


Figura 5.4 Randamentul pentru canalul de evaporare a protonilor [1].

Activitățile țintelor iradiate și măsurate atât în laboratorul subteran, cât și în cele de la suprafață au permis determinarea limitei de detecție pentru secțiunile eficace de ordinul a 100 pb. În esență, am obținut o sensibilitate îmbunătățită a acestor măsurători cu aproximativ un factor 100 comparativ cu alte experimente realizate până în prezent [15], care au putut măsura doar până la $E_{cm}=2,64$ MeV. De asemenea, am obținut valori absolute pentru secțiunile transversale.

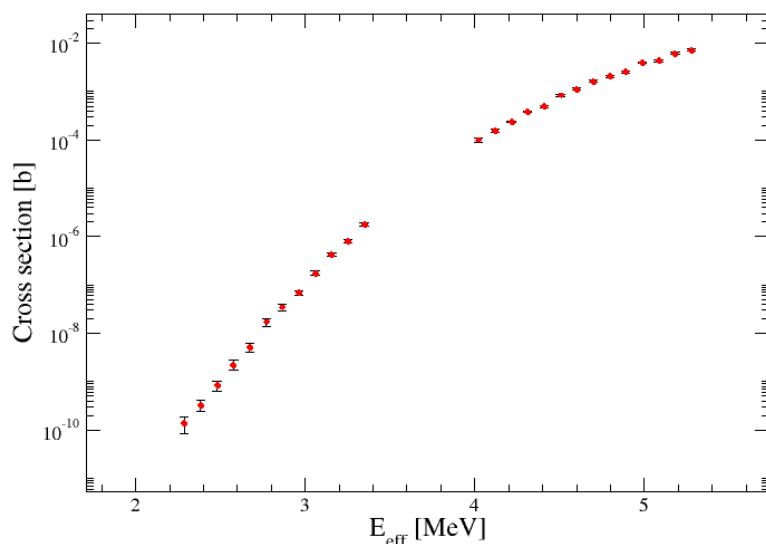


Figura 5.5 Secțiunea eficace de evaporare a protonilor, $^{12}\text{C}(^{13}\text{C},p)^{24}\text{Na}$ pentru: $E=2,2-3,4$ MeV și de la $E=4$ până la $5,2$ MeV. [1].

5.1 Interpretarea datelor

Acest sub-capitol se bazează pe lucrarea deja publicată, unde sunt autor corespondent [14]. După cum am menționat anterior, reacția nucleară relevantă în timpul etapei de ardere a carbonului este reacția de fuziune $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$. Structura sa complicată de rezonanță și lipsa unor măsurători fiabile, până la fereastra Gamow, au făcut dificilă formularea unor concluzii clare. Reacția de fuziune $^{13}\text{C}+^{12}\text{C}$ a fost cazul ideal pentru a limita factorul astrofizic S al $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$. La energii sub și peste bariera Coulomb s-a observat că secțiunile eficace din $^{13}\text{C}+^{12}\text{C}$ și $^{13}\text{C}+^{13}\text{C}$ sunt limitele superioare ale $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ și corespund maximelor structurii de tip rezonanță observate în $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$, în intervalul 10^{-8} până la 1 barn [14, 15]. La energii sub barieră, neutronul (neutronii) de valență din $^{13}\text{C}+^{12}\text{C}$ și $^{13}\text{C}+^{13}\text{C}$ crește densitățile de nivel ale stărilor lor compuse cu cel puțin un ordin de mărime în comparație cu $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ și are ca rezultat secțiuni eficace "netede" [14]. Foarte asemănătoare cu $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$, modelele globale, CC-M3Y+Rep (calcul de canale cuplate) [52, 53], São Paulo (potențialele globale São Paulo) [54] și DC-TDHF (metoda Hartree-Fock) [55], prezic o tendință de creștere a factorului astrofizic $^{13}\text{C}+^{12}\text{C}$, în timp ce modelul Hindrance sugerează că factorul S atinge maximumul la $E_{c.m.} = 3,45 \pm 0,37$ MeV [56]. Cu toate acestea, datele experimentale actuale sunt insuficiente pentru a testa aceste modele. Prin urmare, a fost important să extindem măsurarea secțiunii eficace de fuziune a $^{13}\text{C}+^{12}\text{C}$ la energii mici (în fereastra Gamow) pentru a testa modelele care permit constrângerea secțiunii eficace a $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ [14].

Pentru a determina secțiunea eficace de fuziune a unei reacții, trebuie să se cunoască cu precizie contribuția fiecăruia dintre canalele deschise la secțiunea eficace totală de fuziune. În cazul $^{13}\text{C}+^{12}\text{C}$, nucleul compus este ^{25}Mg . Canalele de reacție disponibile, pentru energii sub bariera Coulomb, sunt $^{24}\text{Mg}+n$, $^{21}\text{Ne}+\alpha$ și $^{24}\text{Na}+p$. Numai ^{24}Na este radioactiv și poate fi măsurat prin dezactivare. Secțiunile eficace totale de fuziune (a se vedea Fig. 5.7) pe întreaga gamă de energie (din această teză) sunt convertite din secțiunile eficace măsurate ale canalului $^{13}\text{C}(^{12}\text{C},p)^{24}\text{Na}$ pe baza calculelor modelului statistic.

Raportul de ramificare experimental (experimental branching ratio) este obținut prin compararea secțiunilor eficace $^{12}\text{C}(^{13}\text{C},p)^{24}\text{Na}$ cu alte două seturi de secțiuni eficace totale de fuziune măsurate [57, 58] (Fig. 5.6). Două coduri diferite de modele statistice, Talys [59] și Empire [60], au fost folosite pentru a calcula raportul de ramificare (a se vedea Fig. 5.6).

În calculul Talys, populația de spin a nucleului compus ^{25}Mg este stabilită folosind predicția din [61]. Parametrii de potențial ai canalelor p și n sunt ajustați să reproducă secțiunile eficace parțiale din Ref. [57]. În cazul calculului Empire, raportul de ramificare a canalului ^{24}Na este estimat folosind parametrii implicați și normalizat la datele experimentale cu un factor de 0,84. Aceste două calcule sunt similare, cu o diferență

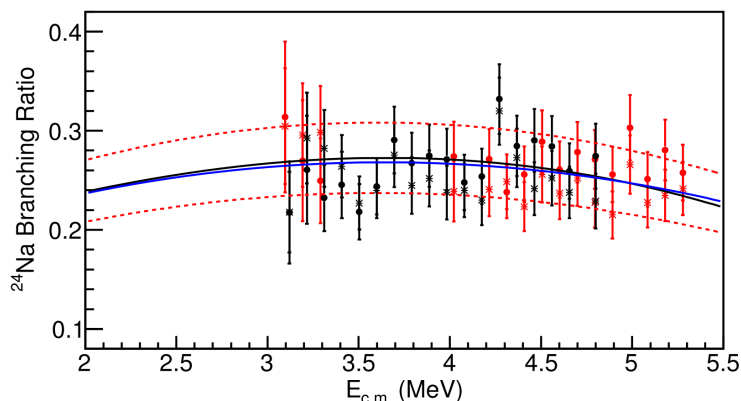


Figura 5.6 Raportul de ramificare $^{12}\text{C}(^{13}\text{C},p)^{24}\text{Na}$. Simbolurile roșii și negre corespund măsurărilor noastre și, respectiv, măsurărilor normalizate ale lui Notani [15], cu raporturile de ramificare deduse din secțiunile eficace totale de fuziune din Ref. [57] (cercuri) și Ref. [58] (stars). Liniile continue arată rapoartele de ramificare teoretice normalizate calculate cu Empire (negru) și Talys (albastru), cu linii punctate reprezentând limitele de 1σ din calculul Talys [14].

mai mică de 7%. Fluctuația datelor în jurul celei mai bune fitări este de 14% (1σ), care este legată de incertitudinile sistematice ale măsurărilor și ale modelului statistic [14].

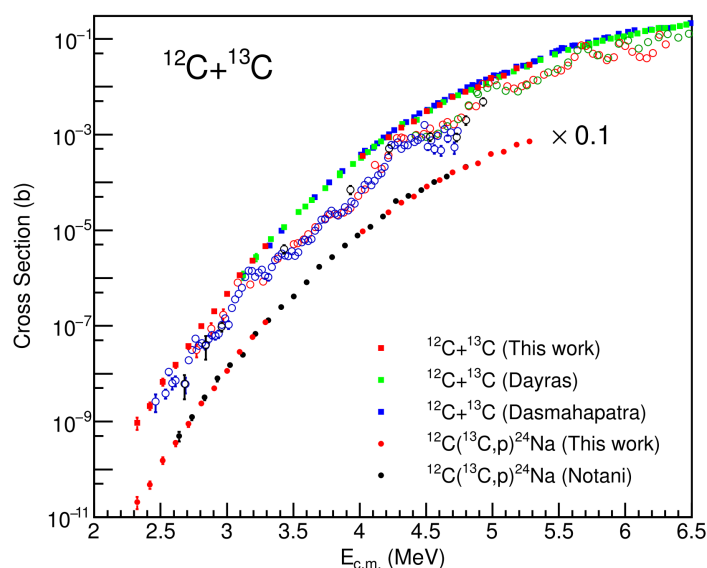


Figura 5.7 Secțiunile eficace ale $^{12}\text{C}(^{13}\text{C},p)^{24}\text{Na}$ obținute în această lucrare (roșu). Acestea sunt primele măsurători care au atins regiunea energetică $E_{c.m.} < 2,6$ MeV. Secțiunile eficace totale de fuziune ale $^{12}\text{C} + ^{13}\text{C}$ din [57, 58] sunt, de asemenea, reprezentate sub formă de pătrate verzi și, respectiv, albastre. Secțiunile eficace totale de fuziune ale $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ sunt, de asemenea, prezentate ca cercuri deschise [14].

Ca și concluzie, corelația puternică dintre secțiunile eficace de fuziune ale $^{13}\text{C}+^{13}\text{C}$ și ale $^{13}\text{C}+^{12}\text{C}$ oferă oportunitatea de a constrânge limita superioară pentru secțiunile eficace de fuziune din $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ la energii mai mici. Cu toate acestea, o astfel de limită

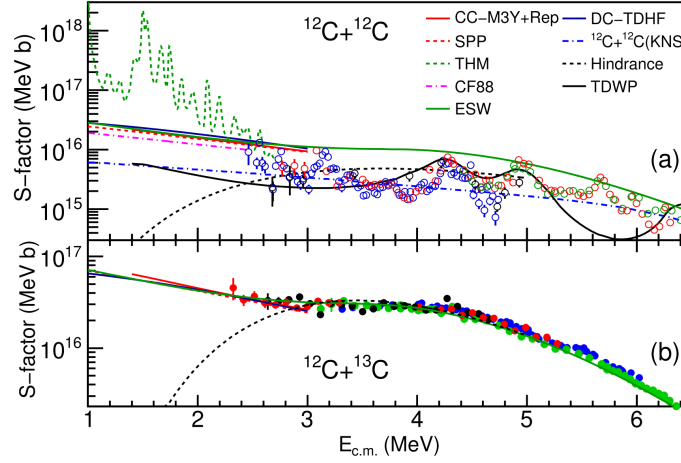


Figura 5.8 Factorii astrofizici ai $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ și $^{12}\text{C}+^{13}\text{C}$ la energii sub barieră. Datele obținute în această teză sunt prezentate sub forma unor cercuri umplute cu roșu. Predicțiile pentru $^{12}\text{C}+^{13}\text{C}$ de către CC-M3Y+Rep, DC-TDHF, SPP sunt normalizate la datele noastre (sub 3 MeV). Aceiași factori de normalizare sunt aplicați și la $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$. Limita superioară $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ este reprezentată de linia verde continuă [14].

superioară pentru energiile stelare este afectată de variațiile mari dintre diferitele modele. Noua noastră măsurătoare a secțiunii eficace de fuziune $^{13}\text{C}+^{12}\text{C}$ până la $E_{c.m.} = 2,323$ MeV este în dezacord cu predicția modelului Hindrance și este prima dovadă decisivă care exclude existența factorului astrofizic S maxim prezis pentru $^{13}\text{C}+^{12}\text{C}$ de către acest model fenomenologic. De asemenea, confirmă tendința de creștere exponențială a factorului S spre energii mai mici, prezisă de modelele de potențial CC-M3Y+Rep, DC-TDHF, KNS, SPP și ESW [52, 55, 62–64].

5.2 Modelele teoretice

Descrierea secțiunilor eficace de fuziune a ionilor grei $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ la energii sub barieră a fost o provocare de lungă durată pentru teoria reacțiilor nucleare [65]. Tendința de creștere a factorului S spre energii mai mici este confirmată de diverse modele fenomenologice și microscopice, cum ar fi DC-TDHF, TDWP) SPP, KNS [55, 68, 63, 62] și de calcule de canale cuplate, cum ar fi CC-M3Y+Rep (Fig. 5.8 (a)). Cu toate acestea, modelul hindrance, un model fenomenologic global bazat pe sistematica observată în sistemele cu $64 \leq A \leq 30$, prezice că factorul astrofizic $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ atinge maximum la $E_{c.m.} = 3,68 \pm 0,38$ MeV [69, 54, 70]. Aceste modele sunt descrise în teză.

Capitolul 6

Reacția $\alpha+^{64}\text{Zn}$: analiza datelor și rezultatele

Acest capitol se bazează pe un articol în care sunt autor principal [2]. Acceleratorul TANDETRON de 3 MV, laboratorul NAG și laboratorul μBq au fost folosite pentru a studia reacția $\alpha+^{64}\text{Zn}$. Am folosit aceeași procedură experimentală și de analiză a datelor ca în cazul reacției $^{13}\text{C}+^{12}\text{C}$. Motivația în studiul acestei reacții, pe lângă testarea performanțelor instalației noastre, a fost faptul că nucleosinteza elementelor mai grele decât fierul este particulară, deoarece sinteza lor necesită energie, astfel încât producerea lor nu poate fi sursa care "alimentează" o stea [17].

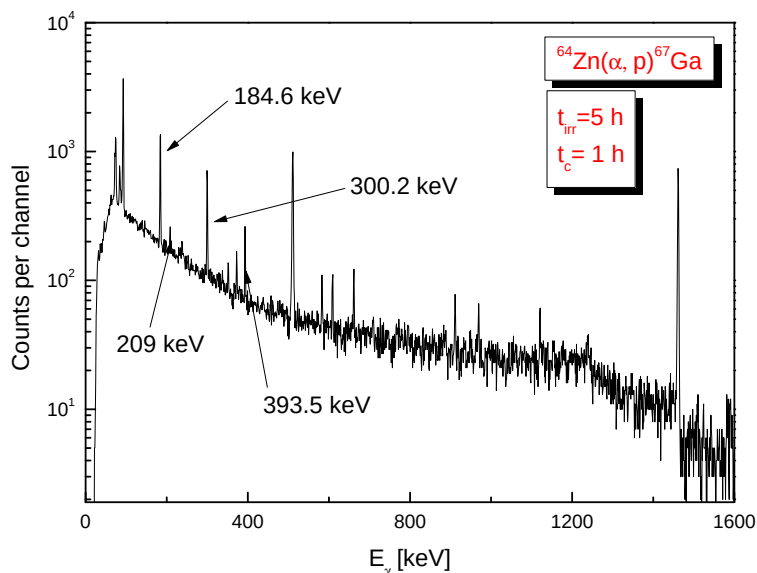


Figura 6.1 Spectrul γ pentru o țintă care a fost iradiată timp de 5 ore la o energie a fasciculului de 6,8 MeV. Sunt indicate cu săgeți vârfurile de interes [2].

După cum s-a stabilit în urma testelor și a experimentelor anterioare, acceleratorul TandetronTM de 3 MV al IFIN-HH și-a demonstrat capacitățile pentru măsurători directe pentru astrofizica nucleară. Testele au demonstrat că are o gamă de energie adecvată,

stabilitate, curenți mari și că este competitiv la nivel internațional pentru reacțiile induse de ^4He și de fascicule de ioni ușori pentru astrofizică nucleară [12, 2]. Procedura excelentă folosită în cazul $^{13}\text{C}+^{12}\text{C}$ de a iradia țintele și apoi de a le transfera și măsura fie local, fie la Slănic, în timpul iradierii următoarei ținte, ne-a determinat să căutăm noi reacții nucleare adecvate pentru acest tip de măsurători. Având în vedere motivația astrofizică și facilitățile de care dispune institutul nostru, am decis să studiem $\alpha+^{64}\text{Zn}$.

Ca și ținte am folosit foite de Zn natural de înaltă puritate (99%) cu o grosime de 1 mm de la GoodFellow [71]. În timpul experimentului am iradiat țintele de zinc natural cu fascicule alfa cu energii cuprinse între 5,4-8 MeV, în sistemul laboratorului, în pași de 0,2 și de 0,25 MeV. Timpul de fasciculului a fost de 140 h, iar curentul fasciculului a variat de la 0,2 la 0,7 μA . Țintele iradiate au fost măsurate atât în laboratorul microBequerel, cât și în laboratorul grupului nostru NAG (Nuclear Astrophysics Group). Razele gamma (a se vedea figura 6.1) au fost detectate cu HPGe (detectori de germaniu hiper-pur) cu o eficiență relativă de 120% și, respectiv, 100% [2].

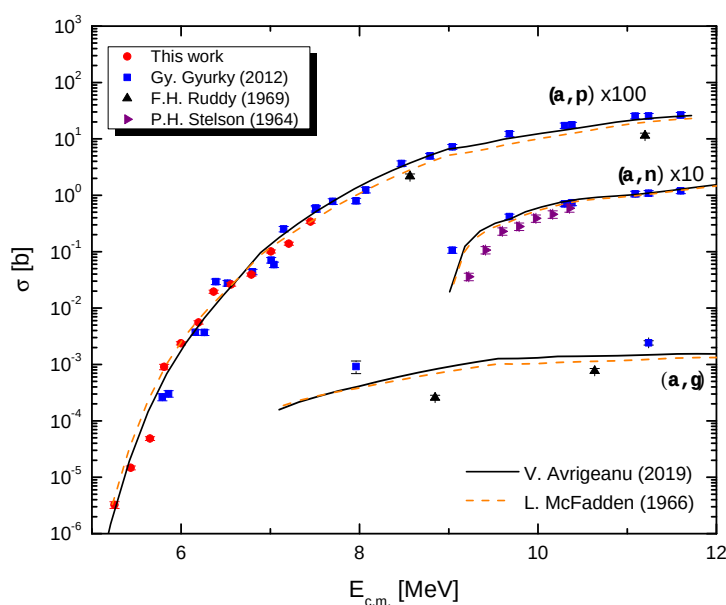


Figura 6.2 Secțiunile eficace pentru reacțiile $^{64}\text{Zn}(\alpha, p)^{67}\text{Ga}$ (din această lucrare), $^{64}\text{Zn}(\alpha, \gamma)^{68}\text{Ge}$ și $^{64}\text{Zn}(\alpha, n)^{67}\text{Ge}$. Datele obținute în acest studiu sunt reprezentate cu cercuri roșii [2]. Datele din experimente anterioare din Ref. [72] sunt reprezentate cu pătrate albastre, iar cele din Ref. [73, 74] cu triunghiuri negre și, respectiv, mov. Predicțiile teoretice $\alpha+^{64}\text{Zn}$ pentru fiecare dintre canalele deschise sunt din Ref. [75, 76].

Activitățile țintelor măsurate în laboratoarele menționate mai sus au permis determinarea celei mai mici secțiuni eficace pentru această reacție, de ordinul a 30 nb [2]. Fig. 6.2 prezintă secțiunea eficace experimentală pentru $^{64}\text{Zn}(\alpha, p)^{67}\text{Ga}$ (rezultată din această lucrare) în comparație cu rezultatele experimentelor anterioare de la [72, 73], precum și secțiunea transversală pentru canalul n și γ de la [72–74]. Din comparația directă cu predicțiile teoretice ale [75, 76] rezultă că există o bună concordanță între teorie și experiment [2].

Capitolul 7

Concluzii

În această teză am urmărit să demonstrez că măsurătorile directe pot fi efectuate cu succes și în mod fiabil, utilizând acceleratorul tandem de mici dimensiuni pentru iradiere și laboratorul de fond ultra-scăzut situat în subteranul minei de sare Slănic-Prahova pentru măsurătorile de dezactivare (după cum se detaliază în capitolele 4, 5 și 6). IFIN-HH operează și deține ambele instalații. Activitatea noastră demonstrează și concluzionează că acceleratorul este adecvat pentru studii care implică reacții induse de particule alfa și ioni ușori. După iradiere, o parte din ținte au fost transportate la mina de sare, care se află la 120 de kilometri distanță de IFIN-HH Măgurele-București. Țintele, iradiate la energii mai mari, au fost măsurate local în laboratoarele GammaSpec și NAG [1]. Condițiile naturale din mina de sare determină acest nivel scăzut al radiațiilor de fond: aici nu există contaminanți radioactivi în sare, iar pereții sunt compacți, fără crăpături prin care ar putea pătrunde radon. Deoarece mina de sare se află la doar 210 m (~ 600 mwe) sub suprafață, razele cosmice nu sunt prea inhibitate, însă fondul produs de acestea nu este important pentru acest tip de măsurători. Această metodă, prezentată în detaliu în teză, este eficientă numai în situațiile în care timpul de înjumătățire al radio-izotopului rezultat are durată de viață mai mare de 1-2 h, adică comparabile cu timpul de transfer al țintelor. Se pot utiliza diferite tehnici pentru timpi de înjumătățire mai scurți cum ar fi coincidențele beta-gamma.

În concluzie, avantajele acestei facilități sunt:

- un accelerator compact, stabil, de mare intensitate, potrivit pentru α , inclusiv pentru ioni ușori;
- un laborator în mină de sare utilizat pentru măsurători de dezactivare;
- posibilitatea de determinare a valorilor absolute ale secțiunilor eficace;

Pentru cazul $^{13}\text{C}+^{12}\text{C}$, care a fost cel mai adecvat test al procedurii, au putut fi măsurate activități de până la 3 mBq cu o secțiune eficace de aproximativ 100 pb [1]. Ca urmare, posibilitatea de a constrânge limita superioară a secțiunilor eficace de fuziune $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ la energii mai mici a fost îmbunătățită semnificativ prin corelația ridicată

dintre secțiunile eficace de fuziune $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ și $^{13}\text{C}+^{12}\text{C}$. Această nouă măsurătoare a secțiunii eficace de fuziune $^{13}\text{C}+^{12}\text{C}$ până la $E_{c.m.} = 2,323 \text{ MeV}$ este în dezacord cu predicția modelului Hindrance. De asemenea, confirmă tendința de creștere exponențială a factorului S spre energii mai mici, prezisă de modelele de potențial CC-M3Y+Rep, DC-TDHF, KNS, SPP și ESW [52, 55, 62–64]. Rezultatele noastre susțin concluziile analizei THM [77] și ale calculelor de fuziune găsite la [78].

În cazul celei de-a doua reacții, $^{64}\text{Zn} (\alpha, p)^{67}\text{Ga}$, cea mai mare secțiune eficace obținută a fost de 3,4 mb, reușind totodată să măsurăm cea mai mică valoare obținută vreodată pentru această reacție, de 30 nb, corespunzând energiei $E_{c.m.} = 5,25 \text{ MeV}$ [2].

Aceste rezultate, obținute în timpul studiilor mele de doctorat și discutate în prezenta teză, se adaugă la datele nucleare existente care urmează să fie utilizate în modelarea detaliată a Nucleosintezei.

Capitolul 8

Lista de contribuții

8.1 Lucrări publicate în reviste științifice

8.1.1 ISI

1. **D. Tudor**, L. Trache, A.I. Chilug, I.C. Stefanescu, A. Spiridon, M. Straticiuc, I. Burducea, A. Pantelica, R. Margineanu, D.G. Ghita, D. G. Pacesila, R. F. Andrei, C. Gomoiu, N.T. Zhang, X.D. Tang, A facility for direct measurements for nuclear astrophysics at IFIN-HH - a 3 MV tandem accelerator and an ultra-low background laboratory, Nuclear Inst. and Methods in Physics Research, A 953, 163178 (2020).

First author

Article Influence Score: 0.399

Impact factor: 1.4

2. N.T. Zhang, **D. Tudor**, X.Y. Wang, H. Chen, Z.J. Chen, W.P. Lin, W.Y. Xin, and S.W. Xu, A.I. Chilug, I.C. Stefanescu, M. Straticiuc, I. Burducea, D.G. Ghita, R. Margineanu, C. Gomoiu, A. Pantelica, D. Chesneanu, L. Trache, X.D. Tang, B. Bucher, L.R. Gasques, K. Hagino, S. Kubono, Y.J. Li, C.J. Lin, A.S. Umar, Y. Xu, Constraining the $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ astrophysical S-factors with the $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ measurements at very low energies, Physics Letter B 801, 135170 (2020).

Corresponding author

Article Influence Score: 1.18

Impact factor: 4

3. A.I. Stefanescu, V. Panin, L. Trache, T. Motobayashi, H. Otsu, A. Saastamoinen, T. Uesaka, L. Stuhl, J. Tanaka, **D. Tudor**, I.C. Stefanescu, A.E. Spiridon, K. Yoneda, H. Baba, Z. Halasz, M. Kurokawa, Y. Togano, M. Sasano, S. Ota, Y. Kubota, D.S. Ahn, T. Kobayashi, Z. Elekes, N. Fukuda, H. Takeda, D. Kim, E. Takada, H. Suzuki, Y. Shimizu, H.N. Liu, Y.L. Sun, T. Isobe, J. Gibelin, P.J. Li, J. Zenihiro, F.M. Marques, M.N. Harakeh, H. Murakami, G.G. Kiss, N. Zhang, A. Kurihara, M. Yasuda, T. Nakamura, S. Park, Z. Yang, T. Harada, M. Nishimura, H. Sato, I.S. Hahn, K.Y. Chae, J.M. Elson, and L.G. Sobotka, Silicon tracker array for RIB experiments at SAMURAI, Eur. Phys. J. A 58, 223 (2022).

Author

Article Influence Score: 0.809

Impact factor: 3

4. L. Stuhl, M. Sasano, J. Gao, Y. Hirai, K. Yako, T. Wakasa, D. S. Ahn, H. Baba, A. I. Chilug, S. Franchoo, Y. Fujino, N. Fukuda, J. Gibelin, I. S. Hahn, Z. Halasz, T. Harada, M. N. Harakeh, D. Inomoto, T. Isobe, H. Kasahara, D. Kim, G. G. Kiss, T. Kobayashi,

Y. Kondo, Z. Korkulu, S. Koyama, Y. Kubota, A. Kurihara, H. N. Liu, M. Matsumoto, S. Michimasa, H. Miki, M. Miwa, T. Motobayashi, T. Nakamura, M. Nishimura, H. Otsu, V. Panin, S. Park, A. T. Saito, H. Sakai, H. Sato, T. Shimada, Y. Shimizu, S. Shimoura, A. Spiridon, I. C. Stefanescu, X. Sun, Y. L. Sun, H. Suzuki, E. Takada, Y. Togano, T. Tomai, L. Trache, **D. Tudor**, T. Uesaka, H. Yamada, Z. Yang, M. Yasuda, K. Yoneda, K. Yoshida, J. Zenihiro, N. Zhang, Study of spin-isospin responses of radioactive nuclei with the background-reduced neutron spectrometer, PANDORA, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B 463 (2020).

Author **Article Influence Score: 0.308** **Impact factor: 1.2**

5. T. Pohl, Y. L. Sun, A. Obertelli, J. Lee, M. Gomez-Ramos, K. Ogata, K. Yoshida, B.S. Cai, C.X. Yuan, B. A. Brown, H. Baba, D. Beaumel, A. Corsi, J. Gao, J. Gibelin, A. Gillibert, K. I. Hahn, T. Isobe, D. Kim, Y. Kondo, T. Kobayashi, Y. Kubota, P. Li, P. Liang, H. N. Liu, J. Liu, T. Lokotko, F.M. Marques, Y. Matsuda, T. Motobayashi, T. Nakamura, N.A. Orr, H. Otsu, V. Panin, S. Y. Park, S. Sakaguchi, M. Sasano, H. Sato, H. Sakurai, Y. Shimizu, A.I. Stefanescu, L. Stuhl, D. Suzuki, Y. Togano, **D. Tudor**, T. Uesaka, H. Wang, X. Xu, Z. H. Yang, K. Yoneda, J. Zenihiro, Multiple mechanisms in proton-induced nucleon removal at ~ 100 MeV/nucleon, Phys. Rev. Lett. 130, 172501 (2023).

Author **Article Influence Score: 3.228** **Impact factor: 9.319**

6. **D. Tudor**, A.I. Chilug, M. Straticiuc, L. Trache, D. Chesneanu, S. Toma, D. G. Ghita, I. Burducea, R. Margineanu, A. Pantelica, C. Gomoiu1, N.T. Zhang, X. Tang and Y.J. Li, Experimental study of the $^{12}\text{C}+^{13}\text{C}$ fusion reaction at deep sub-barrier energies, Journal of Physics: Conference Series 703, 012028 (2016).

Author **Article Influence Score:-** **Impact factor: 0.5**

7. L. Stuhl, M. Sasano, J. Gao, Y. Hirai, K. Yako, T. Wakasa, D. S. Ahn, H. Baba, A. Chilug, I. S. Franchoo, Y. Fujino, N. Fukuda, J. Gibelin, I. S. Hahn, Z. Halasz, T. Harada, M. N. Harakeh, D. Inomoto, T. Isobe, H. Kasahara, D. Kim, G. G. Kiss, T. Kobayashi, Y. Kondo, Z. Korkulu, S. Koyama, Y. Kubota, A. Kurihara, H. N. Liu, M. Matsumoto, S. Michimasa, H. Miki, M. Miwa, T. Motobayashi, T. Nakamura, M. Nishimura, H. Otsu, V. Panin, S. Park, A. T. Saito, H. Sakai, H. Sato, T. Shimada, Y. Shimizu, S. Shimoura, A. Spiridon, I. C. Stefanescu, X. Sun, Y. L. Sun, H. Suzuki, Y. Togano, T. Tomai, L. Trache, **D. Tudor**, T. Uesaka, H. Yamada, Z. Yang, M. Yasuda, K. Yoneda, K. Yoshida, J. Zenihiro, N. Zhang, Study of spin-isospin response of ^{11}Li neutron-drip-line nucleus with PANDORA, Journal of Physics Conference Series 1643, 189-194 (2020).

Author **Article Influence Score:-** **Impact factor: 0.5**

8. **D. Tudor**, A. I. Chilug, I. C. Stefanescu, A. Spiridon, M. Straticiuc, I. Burducea, L. Trache, and R. Margineanu, Experimental study of the $\alpha+^{64}\text{Zn}$ reaction in the Gamow region. AIP Conference Proceedings 2076, 060010 (2019).

First author **Article Influence Score:-** **Impact factor:-**

9. **D. Tudor**, A. I. Chilug, I. C. Stefanescu, M. Straticiuc, I. Burducea, L. Trache, I. M. Focsa, D. G. Ghita, R. Margineanu, A. Pantelica, C. Gomoiu, N. T. Zhang, X. Tang, and H. Chen,

Direct measurements for nuclear astrophysics using small accelerators and ultra low background laboratory

Activation measurements of $^{12}\text{C}+^{13}\text{C}$ fusion cross section at deep sub-barrier energies in IFIN-HH, AIP Conference Proceedings 1852, 080012 (2017).

First author

Article Influence Score:-

Impact factor:-

10. A. I. Chilug, V. Panin, **D. Tudor**, L. Trache, I. C. Stefanescu, A. E. Spiridon, A. Saastamoinen, H. Baba, Y. Togano, L. Stuhl, T. Kobayashi, H. Otsu, K. Yoneda, Y. Kubota, D. S. Ahn, N. Fukuda, H. Takeda, H. Suzuki, Y. Shimizu, T. Motobayashi, T. Uesaka, Z. Halasz, Z. Elekes, S. Ota, M. Sasano, H. N. Liu, Y. L. Sun, T. Isobe, P. J. Li, J. Gibelin, F. M. Marques, J. Zenihiro, G. Kiss, N. Zhang, M. N. Harakeh, H. Murakami, D. Kim, A. Kurihara, M. Yasuda, T. Nakamura, S. Park, Z. Yang, T. Harada, M. Nishimura, H. Sato, I. S. Hahn, K. Y. Chae, F. Carstoiu, A. N. Petrovici, Nuclear Breakup and Coulomb Dissociation of ^9C Nucleus Studied at RIBF RIKEN, JPS Conf. Proc. 32 (2020) 010057.

Author

Article Influence Score:-

Impact factor:-

11. A. I. Chilug, V. Panin, **D. Tudor**, L. Trache, I. C. Stefanescu, A. E. Spiridon, A. Saastamoinen, Z. Halasz, T. Motobayashi, T. Uesaka, K. Yoneda, H. Otsu, H. p Collaboration, Study of the C-9 Breakup Through 335 NP1412-SAMURAI29R1 Experiment, of AIP Conference Proceedings 2076, 060001 (2019).

Author

Article Influence Score:-

Impact factor:-

12. I. C. Stefanescu, L. Trache, A. I. Chilug, A. Spiridon, **D. Tudor**, A. Saastamoinen, E. Pollacco, Decay Spectroscopy As A Tool For Nuclear Astrophysics, AIP Conference Proceedings 2076, 060008 (2019).

Author

Article Influence Score:-

Impact factor:-

13. I. Stefanescu, A. Chilug, **D. Tudor**, L. Trache, M. Straticiuc, I. Burducea, I. M. Focsa, D. G. Ghita, N. Zhang, X. Tang, H. Chen, In-beam measurements of $^{13}\text{C}+^{12}\text{C}$ fusion reaction cross section at energies around and below Coulomb barrier, AIP Conference Proceedings 1852, 080011 (2017).

Author

Article Influence Score:-

Impact factor:-

14. P.J. Li, D. Beaumel, J. Lee, M. Assie, S. Chen, S. Franchoo, J. Gibelin, F. Hammache, T. Harada, Y. Kanada-En'yo, Y. Kubota, S. Leblond, P.F. Liang, T. Lokotko, M. Lyu, F. M. Marques, Y. Matsuda, K. Ogata, H. Otsu, E. Rindel, L. Stuhl, D. Suzuki, Y. Togano, T. Tomai, X.X. Xu, K. Yoshida, J. Zenihiro, T. Aumann, L. Achouri, H. Baba, G. Cardella, S. Ceruti, A. Chilug, A. Corsi, A. Frotscher, J. Gao, A. Gillibert, K. Inaba, T. Isobe, T. Kawabata, N. Kitamura, T. Kobayashi, Y. Kondo, A. Kurihara, H.N. Liu, H. Miki, T. Nakamura, A. Obertelli, N.A. Orr, V. Panin, M. Sasano, T. Shimada, Y.L. Sun, J. Tanaka, L. Trache, **D. Tudor**, T. Uesaka, H. Wang, H. Yamada, Z.H. Yang, and M. Yasuda, Direct evidence for the molecular structure of the neutron-rich nucleus ^{10}Be ground-state, submitted to Physical Review Letter.

8.2 Prezentări la conferințe

8.2.1 Conferințe internaționale

1. **D. Tudor**, A. Spiridon, L. Trache, A.I. Chilug, I.C. Stefanescu, M. Straticiuc, I. Burducea, BEGA: a β - γ coincidence system to measure cross sections for short-lived activities, 16th Rußbach School on Nuclear Astrophysics, Russbach-Austria, 10-16 March (2019).
<https://indico.ph.tum.de/event/4158/>
2. **D. Tudor**, A.I. Chilug, I.C. Stefanescu, M. Straticiuc, I. Burducea, L. Trache, I.M. Focsa, D.G. Ghita, R. Margineanu, A. Pantelica, C. Gomoiu1, N.T. Zhang, X. Tang, H. Chen, Measurements of $^{13}\text{C}+^{12}\text{C}$ and $^4\text{He}+^{64}\text{Zn}$ fusion cross section at deep sub-barrier energies in IFIN-HH, Nuclear physics in stellar explosions Workshop, Atomki, Debrecen-Hungary, 12-14 August (2018).
<http://w3.atomki.hu/astro2018/>
3. **D. Tudor**, A.I. Chilug, I.C. Stefanescu, A. Spiridon, M. Straticiuc, I. Burducea, L. Trache, R. Margineanu, Experimental study of the $\alpha+^{64}\text{Zn}$ reaction in the Gamow region, Carpathian Summer School of Physics, Sinaia-Romania, 1-14 July (2018).
<http://cssp18.nipne.ro>
4. **D. Tudor**, A.I. Chilug, I.C. Stefanescu, M. Straticiuc, I. Burducea, L. Trache, I.M. Focsa, D.G. Ghita, R. Margineanu, A. Pantelica, C. Gomoiu1, N.T. Zhang, X. Tang, H. Chen, Cross section measurements at sub-barrier energies in IFIN-HH, 15th Rußbach School on Nuclear Astrophysics, Russbach-Austria, 18-24 March (2018).
<https://indico.ph.tum.de/event/3845/>
5. **D. Tudor**, A.I. Chilug, I.C. Stefanescu, L. Trache, M. Straticiuc, I. Burducea, D. G. Ghita, A. Pantelica, R. Margineanu, C. Gomoiu, Experimental study of the $^{64}\text{Zn}(\alpha, p)^{67}\text{Ga}$ fusion reaction at deep sub-barrier energies, The 14th Russbach School on Nuclear Astrophysics, Russbach-Austria, 12-18 March (2017).
<https://indico.ph.tum.de/event/3686/>
6. **D. Tudor**, A.I. Chilug, L. Trache, I.C. Stefanescu, M. Straticiuc, I. Burducea, I. Focsa, R. Margineanu, A. Pantelica, D. Ghita, C. Gomoiu, N.T. Zhang, X. Tang, H. Chen, 8. Activation measurements of $^{13}\text{C}+^{12}\text{C}$ fusion cross section at deep sub-barrier energies in IFIN-HH, Carpathian Summer School of Physics, Sinaia-Romania, 26 June-9 July (2016).
<http://cssp16.nipne.ro>
7. **D. Tudor**, A.I. Chilug, L. Trache, M. Straticiuc, I. Burducea, R. Margineanu, A. Pantelica, D. Ghita, C. Gomoiu, I. Stroescu, I.C. Stefanescu, N.T. Zhang, X. Tang, H. Chen, Measurement of $^{13}\text{C}+^{12}\text{C}$ fusion cross section at deep sub-barrier energies in IFIN-HH (I) Activation Measurements, The 13th Russbach School on Nuclear Astrophysics, Russbach-Austria, 6-12 March (2016).
<https://indico.ph.tum.de/event/3470/>

8. **D. Tudor**, A.I. Chilug, M. Straticiuc, L. Trache, D. Chesneanu, S. Toma, D. G. Ghita, I. Burducea, R. Margineanu, A. Pantelica, C. Gomoiu, N.T. Zhang, X. Tang and Y.J. Li, Experimental study of the $^{13}\text{C}+^{12}\text{C}$ fusion reaction at deep sub-barrier energies, The 8th European Summer School on Experimental Nuclear Astrophysics, Santa Tecla-Italy, 13-20 September (2015).
<https://agenda.infn.it/event/8678/>

8.2.2 Conferințe naționale

1. **D. Tudor**, A.I. Chilug, I.C. Stefanescu, L. Trache, M. Straticiuc, I. Burducea, R. Margineanu, A. Pantelica, D. Ghita, C. Gomoiu, I. Stroescu, I. Stefanescu, N.T. Zhang, X. Tang, H. Chen, (2017) Measurement of $^{13}\text{C}+^{12}\text{C}$ fusion cross section at deep sub-barrier energies in IFIN-HH Activation measurements, Annual Scientific Conference at Faculty of Physics, Bucharest-Romania.
<http://www.fizica.unibuc.ro/SSFFB/Abstract.php?AbstractID=2146957670>

8.2.3 Stagii de cercetare

1. În perioada 24/10/2017 - 08/11/2017 vizită la Institutul de Fizică Modernă (IMP), Academia Chineză de Științe (CAS) din Lanzhou, China. Scopul vizitei a fost acela de a discuta rezultatele experimentale obținute în urma studiului reacției de fuziune dintre $^{13}\text{C}+^{12}\text{C}$ și de a redacta împreună lucrări de cercetare. Experimentul menționat a fost studiat în colaborare cu grupul condus de Dr. Xiaodong Tang la acceleratorul de 3 MV al IFIN-HH în 2016.
2. În perioada 26/11/2017 - 10/12/2017 vizită la HIMAC (Heavy Ion Medical Accelerator in Chiba), Japonia. Scopul vizitei a fost acela de a participa la testarea detectorilor de siliciu împreună cu sistemul de achiziție. Aceștia au fost utilizați în cadrul experimentului de la SAMURAI, RIBF RIKEN în mai 2018 în studiul reacției de rupere a protonului din ^{9}C .
3. Stagiul de cercetare timp de trei luni începând cu 2 aprilie 2018 la Spin-Isospin Laboratory din cadrul Nishina Center for Accelerator-Based Science, RIKEN, Japonia. Acest stagiul de cercetare a fost sprijinit de Dr. Uesaka Tomohiro prin intermediul programului IPA (International Program Associate) pentru studenți. Grupul nostru (NAG) a condus propunerea NP1412-SAMURAI29R1, experiment care a fost aprobat de RIBF PAC (Radioactive Isotope Beam Facility Proposal Advisory Committee) în dec. 2014 și a fost subiectul principal de studiu în teza de doctorat a colegei mele Chilug (Ștefănescu) Alexandra. Propunerea noastră a fost de a studia reacția de rupere a protonilor din ^{9}C la RIBF, parte a Centrului RIKEN Nishina, cu ajutorul spectrometrului SAMURAI. Experimentul a avut loc în timpul campaniei de primăvară împreună cu alte trei experimente. Deoarece configurația experimentală utilizată în această campanie a fost complexă, a implicat mai multe tipuri de detectori, în acest stagiul m-am ocupat de pregătirea scintilatorilor de plastic (numiți HODOSCOPES) și anume: alinierea, calibrarea, setarea pentru fiecare dintre

experimentele campaniei și startul tuturor experimentelor. A doua sarcină pe care am avut-o a fost de a efectua și analiza măsurătorile PGM (măsurători fotogrammetrice).

No.	Year	Publicații ISI	AIS*
1	2016	Journal of Phys. Conference Series 703 https://dx.doi.org/10.1088/1742-6596/703/1/012028	-
2	2020	Journal of Phys. Conference Series 1643 https://dx.doi.org/10.1088/1742-6596/1643/1/012107	-
3	2020	Nucl. Inst. and Methods Phys. Res. B 463 https://doi.org/10.1016/j.nimb.2019.05.057	0.308
4	2020	Nucl. Inst. and Methods in Phys. Res. A 953 https://doi.org/10.1016/j.nima.2019.163178	0.399
5	2020	Physics Letter B 801 https://doi.org/10.1016/j.physletb.2019.135170	1.18
6	2022	Eur. Phys. Journal A 58 https://doi.org/10.1140/epja/s10050-022-00873-w	0.807
7	2017	AIP Conference Proceedings 1852 080012 https://aip.scitation.org/doi/10.1063/1.4984886	-
8	2017	AIP Conference Proceedings 1852 080011 https://aip.scitation.org/doi/10.1063/1.4984885	-
9	2019	AIP Conference Proceedings 2076 060010 https://aip.scitation.org/doi/10.1063/1.5091653	-
10	2019	AIP Conference Proceedings 2076 060008 https://aip.scitation.org/doi/10.1063/1.5091651	-
11	2019	AIP Conference Proceedings 2076 060001 https://aip.scitation.org/doi/10.1063/1.5091644	-
12	2020	JPS Conf. Proc. 32 010057 https://journals.jps.jp/doi/abs/10.7566/JPSCP.32.010057	-
13	2022	Direct evidence for the molecular structure of the neutron-rich nucleus ^{10}Be ground-state	Trimis la PRL
14	2023	Phys. Rev. Lett. 130, 172501 https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.130.172501	3.228

*Article Influence Scores (AIS) de la jcr.clarivate.com.

8.2.4 Alte

1. Membru activ în comitetul de organizare al Carpathian Summer School of Physics 2016 and 2018.

Bibliografie

- [1] D. Tudor, L. Trache, A. Chilug, I. Stefanescu, A. Spiridon, M. Straticiuc, I. Burducea, A. Pantelica, R. Margineanu, D. Ghita, D. Pacesila, R. Andrei, C. Gomoiu, N. Zhang, and X. Tang, “A facility for direct measurements for nuclear astrophysics at IFIN-HH - a 3 MV tandem accelerator and an ultra-low background laboratory,” Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A 953 (2020) 163178 .
- [2] D. Tudor, A. I. Chilug, I. C. Stefanescu, A. Spiridon, M. Straticiuc, I. Burducea, L. Trache, and R. Margineanu, “Experimental study of the $\alpha + {}^{64}\text{Zn}$ reaction in the Gamow region,” AIP Conference Proceedings 2076, (2019) 060010.
- [3] J. José and C. Iliadis, “Nuclear astrophysics: the unfinished quest for the origin of the elements,” Rep. Prog. Phys. 74 (2011) 096901.
- [4] B. Fields, P. Molaro, and S. Sarkar, “Big Bang Nucleosynthesis,” Prog. Theor. Exp. Phys. 083C01 (2020) 451-456.
- [5] C. E. Rolfs and W. S. Rodney, *Cauldrons in the cosmos: Nuclear astrophysics*, University of Chicago Press, 1988 .
- [6] C. Iliadis, *Nuclear Physics of Stars*, WILEY-VCH Verlag GmbH and Co. KGaA, Weinheim, 2007.
- [7] E. M. Burbidge, G. R. Burbidge, W. A. Fowler, and F. Hoyle, “Synthesis of the elements in stars,” Rev. Mod. Phys., 29 (1957) 547-650.
- [8] S. E. Woosley, A. Heger, and T. A. Weaver, “The evolution and explosion of massive stars,” Rev. of Mod. Phys. 74 (2002) 1015-1071.
- [9] G. Vladuca, *Elemente de Fizica Nucleara, vol II (1990)*, Ed. Univ. Buc.
- [10] E. Gadioli and P. E. Hodgson, *Pre-Equilibrium Nuclear Reactions Clarendon Press; 1st edition (April 23, 1992)*.
- [11] U. Greife, C. Arpesella, C. Barnes, F. Bartolucci, E. Bellotti, C. Broggini, P. Corvisiero, G. Fiorentini, A. Fubini, G. Gervino, F. Gorris, C. Gustavino, M. Junker, R. Kavanagh, A. Lanza, G. Mezzorani, P. Prati, P. Quarati, W. Rodney, C. Rolfs, W. Schulte, H. Trautvetter, and D. Zahnow, “Laboratory for Underground Nuclear Astrophysics (LUNA),” Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A 350 (1994) 327-337.
- [12] I. Burducea, M. Straticiuc, D. G. Ghită, D. V. Moșu, C. I. Călinescu, N. C. Podaru, D. J. W. Mous, I. Ursu, and N. V. Zamfir, “A new ion beam facility based on a 3 MV TandetronTM at IFIN-HH, Romania,” Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Sect. B 359 (2015) 12-19.
- [13] R. Margineanu, C. Simion, S. Bercea, O. Dului, D. Gheorghiu, A. Stochioiu, and M. Matei, “The Slanic-Prahova (ROMANIA) underground low-background radiation laboratory,” Appl. Radiat. Isot. 66 (2008) 1501-1506.

Bibliografie

- [14] N. Zhang, X. Wang, D. Tudor, B. Bucher, I. Burducea, H. Chen, Z. Chen, D. Chesneanu, A. Chilug, L. Gasques, D. Ghita, C. Gomoiu, K. Hagino, S. Kubono, Y. Li, C. Lin, W. Lin, R. Margineanu, A. Pantelica, I. Stefanescu, M. Straticiuc, X. Tang, L. Trache, A. Umar, W. Xin, S. Xu, and Y. Xu, “Constraining the $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ astrophysical S-factors with the $^{12}\text{C}+^{13}\text{C}$ measurements at very low energies,,” Phys. Lett. B 801 (2020) 135170.
- [15] M. Notani, H. Esbensen, X. Fang, B. Bucher, P. Davies, C. L. Jiang, L. Lamm, C. J. Lin, C. Ma, E. Martin, K. E. Rehm, W. P. Tan, S. Thomas, X. D. Tang, and E. Brown, “Correlation between the $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$, $^{12}\text{C}+^{13}\text{C}$, and $^{13}\text{C}+^{13}\text{C}$ fusion cross sections,” Phys. Rev. C 85 (2012) 014607.
- [16] G. Gyürky, J. Farkas, Z. Halász, Z. Fülöp, E. Somorjai, T. Szücs, P. Mohr, and A. Wallner, “Experimental study of α -induced reactions on Zn for the astrophysical γ -process,” IOP Publishing 337 (2012) 012009.
- [17] G. Gyürky, Z. Halász, T. Szücs, G. G. Kiss, and Z. Fülöp, “An ERC starting grant project on p-process nucleosynthesis concluded,” IOP Publishing 665 (2016) 0120033.
- [18] G. Gamow, “Expanding Universe and the Origin of Elements,” Phys. Rev. 70, 572 (1946) 572-573 .
- [19] R. A. Alpher, H. Bethe, and G. Gamow, “The Origin of Chemical Elements,” Phys. Rev. 73 (1948) 803-804.
- [20] A. D. Dolgov and Y. B. Zeldovich, “Cosmology and elementary particles,” Rev. Mod. Phys. 53 (1981) 1-41.
- [21] J. Yang, M. S. Turner, G. Steigman, D. N. Schramm, and K. A. Olive, “Primordial nucleosynthesis : a critical comparison of theory and observation,” Ap. J. 281 (1984) 493-511.
- [22] J. Bernstein, L. S. Brown, and G. Feinberg, “Cosmological helium production simplified,” Rev. Mod. Phys. 61 (1989) 25-39.
- [23] F. Hoyle, “The synthesis of the elements from hydrogen,” Mon. Not. R. Astron. Soc. 106 (1946) 21.
- [24] A. Spiridon, “A determination of the $^{27}\text{Si}(p,\gamma)$ reaction rate using its mirror and its importance in x-ray burst nucleosynthesis,” A Dissertation by ALEXANDRA ELENA SPIRIDON. <https://hdl.handle.net/1969.1/173272>.
- [25] I. Iben, *Stellar Evolution Physics, University of Illinois, Urbana-Champaign, 2012.*
- [26] National Research Council, *Origin and Evolution of Earth: Research Questions for a Changing Planet*, isbn = "978-0-309-11717-3. Washington, DC: The National Academies Press, 2008.
- [27] H. Schatz, A. D. Becerril Reyes, and et al, “Horizons: Nuclear astrophysics in the 2020s and beyond,” arXiv (2022).
- [28] “Nuclide chart taken from:,” <https://people.physics.anu.edu.au/~ecs103/chart/>. Accessed: 25-05-2022.
- [29] “Image credit for the x-ray burst:,” NASA/CXC/M.Weiss. Accessed: 25-05-2022.

- [30] “Image credit for the supernova remnant;,” NASA/CXC/MIT/L.Lopez et al; Infra-red: Palomar; Radio: NSF/NRAO/VLA.
Accessed: 25-05-2022.
- [31] A. Ornelas, P. Mohr, G. Gyürky, Z. Elekes, Z. Fülöp, Z. Halász, G. G. Kiss, E. Somorjai, T. Szücs, M. P. Takács, D. Galaviz, R. T. Güray, Z. Korkulu, N. Özkan, and C. Yalçın, “ α scattering and α -induced reaction cross sections of ^{64}Zn at low energies,” *Phys. Rev. C* 94 (2016) 055807.
- [32] K. Heyde, *BASIC IDEAS AND CONCEPTS IN NUCLEAR PHYSICS AN INTRODUCTORY APPROACH THIRD EDITION*, Institute of Physics, London 2004.
- [33] I. J. Thompson and F. M. Nunes, *Nuclear Reactions for Astrophysics*. Cambridge University Press, 2009.
- [34] C. A. Bertulani and P. Danielewicz, *Introduction to Nuclear Reactions (1st ed.)*. CRC Press, 2004.
- [35] S. Ryan and A. Norton, *Stellar Evolution and Nucleosynthesis*, Cambridge University Press, 2010.
- [36] “Basic Nuclear Physics – 3, Nuclear Cross Sections and Reaction Rates,” <https://www.ucolick.org/~woosley/ay220-15/lectures/lecture5.4x.pdf>.
- [37] P. Richard, *Atomic Physics: Accelerators: v.7 (Methods of Experimental Physics)*, Academic Press Inc., 1980.
- [38] R. Van De Graaff, “Tandem electrostatic accelerators,” *Nucl. Instrum. and Methods* 8 (1960) 195-202.
- [39] I. J. Kim, G. M. Sun, H. D. Choi, and Y. D. Bae, “Calculation of effective angular correlation in the hpge spectroscopy of ^{60}Co γ -rays,” *Nuclear Engineering and Technology* 34 (2002) 22-29.
- [40] M. Marta, E. Trompler, D. Bemmerer, R. Beyer, C. Broggini, A. Caciolli, M. Erhard, Z. Fülöp, E. Grosse, G. Gyürky, R. Hannaske, A. R. Junghans, R. Menegazzo, C. Nair, R. Schwengner, T. Szücs, S. Vezzú, A. Wagner, and D. Yakorev, “Resonance strengths in the $^{14}\text{N}(p, \gamma)^{15}\text{O}$ and $^{14}\text{N}(p, \alpha\gamma)^{12}\text{C}$ reactions,” *Phys. Rev. C* 81 (2010).
- [41] A. Pantelica, M. Freitas, A. Ene, and E. Steinnes, “Soil pollution with trace elements at selected sites in Romania studied by instrumental neutron activation analysis,” *Radiochimica Acta* 101 (2013) 45-50.
- [42] L. Trache, D. Filipescu, and A. Raduta, “Nuclear Astrophysics and Astroparticle Physics, NAG group.” https://tandem.nipne.ro/astroparticles_astrophysics.php.
- [43] B. Mitrica, R. Margineanu, S. Stoica, M. Petcu, I. M. Brancus, A. Jipa, I. Lazanu, O. Sima, A. Haungs, H. Rebel, M. Petre, G. Toma, A. Saftoiu, and A. Apostu, “Estimation of m.w.e (meter water equivalent) depth of the salt mine of Slanic Prahova, Romania,” *AIP Conf. Proc.* 1304 (2010) 331-335.
- [44] D. Tudor, A. I. Chilug, I. C. Stefanescu, M. Straticiuc, I. Burducea, L. Trache, I. M. Focsa, D. G. Ghita, R. Margineanu, A. Pantelica, C. Gomoiu, N. T. Zhang, X. Tang, and H. Chen, “Activation measurements of $^{13}\text{C}+^{12}\text{C}$ fusion cross section at deep sub-barrier energies in IFIN-HH,” *AIP Conf. Proc.* 1852 (2017) 080012.

- [45] P. Kirkpatrick and I. Miyake, “a Generating Voltmeter for the Measurement of High Potentials,” *Rev. Sci. Instrum.* 3 (1932) 1-8.
- [46] J. B. Marion, “Accelerator Calibration Energies,” *Rev. Mod. Phys.* 34 (1966) 660-668.
- [47] D. Dordea, M. Nedelcu, J. Gorie, and I. Necsoiu, “The Salt Mountain,” *GEOEX-PRO*, Vol. 10, No. 6 (2013) 80-81.
- [48] R. Mărgineanu, B. Mitrică, A. Apostu, and C. Gomoiu, “Traces of radioactive ^{131}I in rainwater and milk samples in Romania,” *Environ. Res. Lett.* 6 (2011) 034011.
- [49] I. C. Stefanescu, A. I. Chilug, D. Tudor, L. Trache, M. Straticiuc, I. Burducea, I. Focsa, D. G. Ghită, N. T. Zhang, X. Tang, and H. Chen, “In-beam measurements of $^{13}\text{C}+^{12}\text{C}$ fusion reaction cross section at energies around and below Coulomb barrier,” *AIP Conf. Proc.* 1852 (2017) 080011.
- [50] A. I. Chilug, D. Tudor, L. Trache, M. Straticiuc, I. Burducea, I. Focsa, D. G. Ghită, N. T. Zhang, X. Tang, and H. Chen, “Experiments in IFIN-HH to determine reaction cross sections for the $^{13}\text{C}+^{12}\text{C}$ system through direct measurements at very low energies,” Presentation at 17th Russbach School on Nuclear Astrophysics.
- [51] National Nuclear Data Center, “Chart of Nuclides.” <http://www.nndc.bnl.gov/chart/>.
- [52] M. Assunção and P. Descouvemont, “Role of the hoyle state in $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ fusion,” *Phys. Lett. B* 4 (2013) 355-359.
- [53] H. Esbensen, X. Tang, and C. L. Jiang, “Effects of mutual excitations in the fusion of carbon isotopes,” *Phys. Rev. C* 84 (2011) 064613.
- [54] C. L. Jiang, K. E. Rehm, B. B. Back, and R. V. F. Janssens, “Expectations for ^{12}C and ^{16}O induced fusion cross sections at energies of astrophysical interest,” *Phys. Rev. C* 75 (2007) 015803.
- [55] A. S. Umar, V. E. Oberacker, and C. J. Horowitz, “Microscopic sub-barrier fusion calculations for the neutron star crust,” *Phys. Rev. C* 85 (2012) 055801.
- [56] C. L. Jiang, K. E. Rehm, B. B. Back, and R. V. F. Janssens, “Expectations for ^{12}C and ^{16}O induced fusion cross sections at energies of astrophysical interest,” *Phys. Rev. C* 75 (2007) 015803.
- [57] R. Dayras, R. Stokstad, Z. Switkowski, and R. Wieland, “Gamma-ray yields from $^{12}\text{C}+^{13}\text{C}$ reactions near and below the coulomb barrier,” *Nuclear Physics A* 265 (1976) 153-188.
- [58] B. Dasmahapatra, B. Čujec, and F. Lahlou, “Fusion cross sections for $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$, $^{12}\text{C}+^{13}\text{C}$ and $^{13}\text{C}+^{13}\text{C}$ at low energies,” *Nuclear Physics A* 384 (1982) 257-272.
- [59] A. Koning and D. Rochman, “Modern Nuclear Data Evaluation with the TALYS Code System,” *Nuclear Data Sheets* 113 (2012) 2841-2934.
- [60] M. Herman, R. Capote, B. Carlson, P. Obložinský, M. Sin, A. Trkov, H. Wienke, and V. Zerkin, “Empire: Nuclear reaction model code system for data evaluation,” *Nuclear Data Sheets* 108 (2007) 2655-2715.
- [61] H. Esbensen, X. Tang, and C. L. Jiang, “Effects of mutual excitations in the fusion of carbon isotopes,” *Phys. Rev. C* 84 (2011) 064613.

- [62] E. F. Aguilera, P. Rosales, E. Martinez-Quiroz, G. Murillo, M. Fernández, H. Berdejo, D. Lizcano, A. Gómez-Camacho, R. Policroniades, A. Varela, E. Moreno, E. Chávez, M. E. Ortíz, A. Huerta, T. Belyaeva, and M. Wiescher, “New γ -ray measurements for $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ sub-coulomb fusion: Toward data unification,” *Phys. Rev. C* 73 (2006) 064601.
- [63] L. R. Gasques, E. F. Brown, A. Chieffi, C. L. Jiang, M. Limongi, C. Rolfs, M. Wiescher, and D. G. Yakovlev, “Implications of low-energy fusion hindrance on stellar burning and nucleosynthesis,” *Phys. Rev. C* 76 (2007) 035802.
- [64] E. Vogt, *The Statistical Theory of Nuclear Reactions*, pp. 261–342. Boston, MA: Springer US, 1968.
- [65] C. A. Barnes, S. Trentalange, and S. C. Wu, “Treatise on heavy-ion science,” Plenum Press, New York, vol. 6 Ch. 1 (1985), 3–60.
- [66] J. R. Patterson, H. Winkler, and C. S. Zaidins, “Experimental Investigation of the Stellar Nuclear Reaction $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ at Low Energies,” *Astrophysical Journal* 157 (1969) 367.
- [67] G. R. Caughlan and W. A. Fowler, “Thermonuclear reaction rates v,” *Atomic Data and Nuclear Data Tables*. Atomic Data and Nuclear Data Tables 40 (1988) 283-334.
- [68] A. Diaz-Torres and M. Wiescher, “Characterizing the astrophysical S factor for $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ fusion with wave-packet dynamics,” *Phys. Rev. C* 97 (2018) 055802.
- [69] C. L. Jiang, B. B. Back, H. Esbensen, R. V. F. Janssens, K. E. Rehm, and R. J. Charity, “Origin and consequences of $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ fusion resonances at deep sub-barrier energies,” *Phys. Rev. Lett.* 110 (2013) 072701.
- [70] C. L. Jiang, D. Santiago-Gonzalez, S. Almaraz-Calderon, K. E. Rehm, B. B. Back, K. Auranen, M. L. Avila, A. D. Ayangeakaa, S. Bottoni, M. P. Carpenter, C. Dickerson, B. DiGiovine, J. P. Greene, C. R. Hoffman, R. V. F. Janssens, B. P. Kay, S. A. Kuvín, T. Lauritsen, R. C. Pardo, J. Sethi, D. Seweryniak, R. Talwar, C. Ugalde, S. Zhu, D. Bourgin, S. Courtin, F. Haas, M. Heine, G. Fruet, D. Montanari, D. G. Jenkins, L. Morris, A. Lefebvre-Schuhl, M. Alcorta, X. Fang, X. D. Tang, B. Bucher, C. M. Deibel, and S. T. Marley, “Reaction rate for carbon burning in massive stars,” *Phys. Rev. C* 97 (2018) 012801.
- [71] Goodfellow GmbH, Hamburg, Germany. <https://www.goodfellow.com/uk/en-gb/displayitemdetails/p/zn00-fl-000115/zinc-foil>.
- [72] G. Gyürky, P. Mohr, Z. Fülöp, Z. Halász, G. G. Kiss, T. Szücs, and E. Somorjai, “Relation between total cross sections from elastic scattering and α -induced reactions: The example of ^{64}Zn ,” *Phys. Rev. C* 86 (2012) 041601.
- [73] F. Ruddy and B. Pate, “Formation and decay of the compound nucleus ^{68}Ge : (I). experiment and the independence hypothesis,” *Nucl. Phys. A* 127(1969) 305-322.
- [74] P. H. Stelson and F. K. McGowan, “Cross Sections for (α, n) Reactions for Medium-Weight Nuclei,” *Phys. Rev.* 133 (1964) B911-B919.
- [75] V. Avrigeanu and M. Avrigeanu, “Role of consistent parameter sets in an assessment of the α -particle optical potential below the Coulomb barrier,” *Phys. Rev. C* 99 (2019) 044613.

Bibliografie

- [76] L. McFadden and G. R. Satchler, “Optical-model analysis of the scattering of 24.7 MeV alpha particles,” Nucl. Phys. 84 (1966) 177-200.
- [77] A. Tumino, C. Spitaleri, M. La Cognata, S. Cherubini, G. L. Guardo, M. Gulino, S. Hayakawa, I. Indelicato, L. Lamia, H. Petrascu, R. G. Pizzone, S. M. R. Puglia, G. G. Rapisarda, S. Romano, M. L. Sergi, R. Spartá, and L. Trache, “An increase in the $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ fusion rate from resonances at astrophysical energies,” Nature 557 (2018) 687-690.
- [78] A. Bonasera and J. B. Natowitz, “Calculation of the $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ sub-barrier fusion cross section in an imaginary time-dependent mean field theory,” American Physical Society (APS) 102 (2020) .