



UNIVERSITATEA DIN BUCUREȘTI
Facultatea de Fizică
Scoala Doctorală de Fizică



Alexandra-Ionela CHILUG (ȘTEFĂNESCU)

INDIRECT MEASUREMENTS FOR NUCLEAR
ASTROPHYSICS: PROTON BREAKUP REACTION AT
INTERMEDIATE ENERGIES

REZUMATUL TEZEI DE DOCTORAT

Conducător științific
Prof. Dr. Alexandrina
PETROVICI

București, 2023

Abstract

Fizica nucleară pentru astrofizică reprezintă o parte importantă în programele tuturor marilor laboratoare din lume. Numeroase îmbunătățiri au fost aduse instalațiilor mari în scopul studierii reacțiilor nucleare importante implicate în sinteza elementelor în timpul proceselor Big Bang și al evoluției stelare.

Un obiectiv principal al experimentelor de fizică nucleară cu fascicule de ioni radioactivi (RIB) la energii intermediare-înalte este de a elucidă structura și interacțiunea nucleelor exotice departe de valea de stabilitate β , atât din zona nucleelor bogate în protoni, cât și a celor bogate în neutroni din tabelul nuclizilor. Deși experimentele sunt realizate la energii înalte (adesea relativiste), datele pot fi utilizate pentru a evalua mărimile fizice relevante pentru astrofizica nucleară de joasă energie. Acest lucru se realizează prin utilizarea unor metode indirecte, cum ar fi: disocierea nucleară, foto-disocierea Coulomb, metoda Calului Troian sau metoda coeficientului de normalizare asimptotică (ANC). Unele dintre aceste metode au fost aplicate cu succes în lucrări anterioare detaliate în referințele [1–5]. Studiul îndepărtării unui proton la energii intermediare într-o reacție de tipul $X \rightarrow Y + p$ poate fi utilizat pentru a evalua factorul astrofizic S și/sau rata de reacție pentru captura radiativă a protonului $Y(p, \gamma)X$. **Subiectul central al acestei teze este studiul experimental al disocierii nucleului ${}^9\text{C}$ în câmp nuclear și Coulombian, o reacție care va fi folosită pentru a extrage factorul astrofizic, S_{18} , pentru reacția ${}^8\text{B}(p, \gamma){}^9\text{C}^*$ importantă în arderea hidrogenului în mediul stelar.**

Multe dintre studiile cu metode indirecte sunt realizate cu ajutorul fasciculelor de ioni radioactivi (RIB). Este nevoie de măsurători exclusive foarte eficiente pentru a compensa intensitățile scăzute, calitatea și puritatea slabe ale RIB secundare (în comparație cu experimentele cu fascicule primare). Din cauza energiilor relativiste implicate, produșii de reacție sunt mășurați de obicei în cinematică puternic orientată înainte. Această cinematică dictează cerințele de detecție a particulelor și de procesare a semnalelor, de exemplu, granularitate fină, citirea datelor cu o densitate mare de semnale electronice precum și o rată de procesare mare. Pentru a extrage energia relativă, precum și unghiul de împrăștiere, reconstituirea traiectoriilor particulelor care intră și ies este esențială pentru a reconstrui cinematica reacției. În mod specific, pentru determinarea exactă a energiei de excitație a unui nucleu care se dezintegrează în canalul de ieșire, unghiul relativ dintre fragmentele rezultate din dezintegrare trebuie să fie măsurate cu o rezoluție excelentă.

Această teză se referă în principal la pregătirea și analiza datelor experimentului NP1412-SAMURAI29 (S29), care a fost primul experiment realizat cu fascicule radioactive bogate în protoni la RIBF SAMURAI, în RIKEN, Japonia. În plus, teza conține și o temă secundară care de asemenea este de interes pentru astrofizică: o parte teoretică concentrată pe predicția ratelor

de dezintegrare β în mediile terestre și stelare specifice proceselor rp în exploziile cu emisie de raze X.

Disocierea unui fascicul de nuclee de ^9C , bogate în protoni, la energia de 160 AMeV a fost studiată pe o țintă de carbon (disociere nucleară, o măsurătoare inclusivă) și pe o țintă grea, Pb, pentru a studia foto-disocierea sa Coulombiană (măsurătoare exclusivă). Metoda utilizată în cadrul experimentului constă în măsurarea unghiurilor relative înainte ca particulele să intre într-un analizor magnetic. Această abordare evită dificultățile asociate cu amestecarea informațiilor privind direcția și momentul de mișcare de către câmpul magnetic. Totuși, o complexitate a acestei strategii o reprezintă faptul că deplasarea celor două particule (adesea un proton și un produs de reacție greu) are loc la unghiuri similare în direcția înainte, ce nu pot fi măsurate în detectori diferiți. Însă, nu este cazul măsurătorilor în care produșii de reacție sunt transportați printr-un câmp magnetic.

În timpul experimentului S29, a fost implementat și montat un nou sistem de detectori din siliciu împreună cu electronica asociată, capabilă să atingă o amplificare dinamică mare de $\simeq 10^4$ prin utilizarea a două ASIC-uri înlănțuite în cascadă (DGCSP și HINP16), chiar după țintă, cu scopul de a efectua măsurători cinematice complete. **În cadrul acestei teze, au fost efectuate pregătirile, testele în fascicul ale sistemului (la instalația NIRS- HIMAC din Chiba, Japonia) și analiza datelor pentru acești detectori nou implementați.** Performanțele obținute de acest sistem de detectori de siliciu în timpul experimentului au fost publicate recent în Ref. [6].

O contribuție importantă la experimentul S29, descrisă în teză, este analiza datelor experimentale, inclusiv adaptarea codului de analiză pentru a procesa noile semnale ale detectorilor de siliciu și pentru a analiza detectorii camere de drift pentru protoni (PDC). Ambele sisteme de detecție (senzorii de siliciu și PDC-urile) au fost utilizate pentru prima dată în timpul unui experiment de fizică. De asemenea, ca parte a procedurii de analiză, **s-au determinat parametrii experimentali, precum rezoluția și eficiența detectorilor,** care vor fi necesari ulterior pentru a compara rezultatele experimentale cu predicțiile modelului teoretic precum **și o simulare Geant4 adecvată evaluării eficienței experimentale geometrice de detecție în coincidență ca funcție de energia relativă** dintre reziduurile de reacție **și unghiul de împrăștiere al proiectilului pe ținta de plumb.**

Teza raportează determinarea distribuțiilor de impuls și a secțiunilor transversale pentru cazul disocierii nucleare ^9C pe o țintă ușoară (precum ^{12}C). În plus, se prezintă **determinarea secțiunilor transversale diferențiale pentru foto-disocierea nucleului de ^9C în câmpul Coulomb** al unei ținte grele (precum ^{208}Pb): $\frac{d\sigma}{d\Theta}$, $\frac{d\sigma}{dE}$ și $\frac{d^2\sigma}{dEd\Theta}$ prin utilizarea metodei masei invariante. Pentru studiul disocierii nucleare, scopul a fost de a efectua măsurători inclusive pentru a determina componenta nerezonantă a secțiunii transversale și factorul astrofizic S al procesului său invers, captura radiativă a protonului pe ^8B . Acest rezultat de astrofizică va fi obținut mai târziu, după ce vor fi finalizate calculele teoretice. Pentru studiul disocierii coulombiene, măsurătorile exclusive au fost realizate cu scopul de a verifica dacă predicțiile teoretice detaliate ale disocierii coulombiene sunt capabile să redea datele experimentale. Pentru experimentul S29, s-a asumat dezavantajul utilizării detectorilor de siliciu instalați în calea fasciculului, asociat cu înrăutățirea rezoluției

de determinare a mărimilor fizice și cu scăderea statisticilor de coincidență, pentru a permite măsurarea celor mai mici unghiuri posibile de emisie ale reziduurilor de reacție.

De asemenea, pentru nucleele parazite existente în fascicolul secundar, cum ar fi ^8B și ^7Be , **au putut fi identificate canalele de emisie -1p și -2p.**

Teza este organizată după cum urmează: primul capitol prezintă o imagine de ansamblu a sintezei elementelor după momentul Big Bang-ului și în nucleosinteza stelară și sunt descrise relevanța și motivația fiecărui subiect de teză pentru astrofizică. În capitolul 2 sunt introduse pe scurt bazele teoretice și experimentale necesare înțelegerii rezultatelor tezei. Cea de-a doua temă a disertației este detaliată în al treilea capitol, unde sunt evidențiate structura exotică și dinamica nucleelor cu numărul de masă $A \approx 70$ relevante pentru interacțiunile slabe din procesul rp în mediul stelar în timpul exploziilor cu emisie de raze X. Experimentul SAMURAI29 este descris în capitolul 4, în timp ce analiza datelor și rezultatele experimentale sunt detaliată în capitolele 5 și, respectiv, 6. Ultimul capitol al tezei prezintă concluziile tezei.

Mulțumiri

În primul rând, aş vrea să îi mulțumesc soțului meu iubit care m-a încurajat și m-a susținut în toate activitățile mele și care a acceptat că are alături o soție dependentă de muncă.

Aş dori să îmi exprim recunoștința profundă și sinceră față de îndrumătorul meu, dr. Livius Trache, care mi-a îndrumat pașii în cercetare în ultimii 8 ani și care a dat dovadă de multă răbdare lucrând cu mine. De asemenea, îi sunt recunoscătoare pentru încrederea pe care mi-a acordat-o, lăsându-mă să mă ocup de experimentul din Japonia.

Îi sunt profund recunoscătoare prietenului și coordonatorului, dr. Valerii Panin, care m-a învățat cum să organizez un experiment atât de complex și care a avut răbdarea să mă învețe cum să pregătesc simulările în Geant4 și să analizez datele experimentale cu ROOT. Teza este în această formă datorită a tot ceea ce am învățat de la el în ultimii 5 ani, la RIKEN și la GSI.

Aş dori să mulțumesc călduros și sincer conducătorului oficial al tezei, dr. Petrovici Alexandrina, care mi-a inițiat pașii în fizica teoretică. De asemenea, îi sunt recunoscătoare pentru că a avut răbdare cu mine să învăț în pași mici despre modelele de structură nucleară și mi-a oferit timpul necesar pentru a mă ocupa de partea experimentală. Discuțiile cu dumneaei m-au făcut să înțeleg cum să relaționez observabilele teoretice cu ceea ce putem măsura experimental.

Aş dori să mulțumesc, cu mare recunoștință, profesorului dr. Tohru Motoyoshi, dr. Hideaki Otsu și dr. Junki Tanaka, care m-au ajutat în procesul de analiză al datelor, explicându-mi ce mărimi experimentale ar trebui să determin și cum ar trebui să arate rezultatele pentru a dovedi că experimentul a fost realizat cu succes. Datorită verificărilor lor atente asupra procesului de analiză, sunt încrezătoare în rezultatele prezentate.

Îi sunt profund recunoscătoare profesorului Tomohiro Uesaka, care m-a acceptat ca parte a grupului său din RIKEN în timpul celor două burse IPA și m-a făcut să mă simt integrată în activitățile lor de cercetare.

Mulțumirile mele se îndreaptă către Dana Tudor, dr. Alexandra Spiridon, dr. Antti Saastamoinen, dr. Hidetada Baba, dr. Yasuhiro Togano, dr. Laszlo Stuhl, dr. Toshio Kobayashi și dr. Yuki Kubota, care m-au ajutat foarte mult în realizarea experimentului. Fără contribuția lor, experimentul nu ar fi avut loc.

Îi mulțumesc călduros Danei Tudor pentru că a fost o prietenă adevărată, care a avut răbdarea să suporte toate văicărelile mele despre viață, în general.

Am o recunoștință deosebită pentru bunica și părinții mei deoarece au avut încredere în mine, chiar dacă nu înțeleg întru totul ceea ce fac.

Aş dori să le mulțumesc călduros și sincer surorilor mele Maria și Livia, care îmi sunt mereu alături și mă susțin.



Figura 1: Membrii colaborării experimentului SAMURAI29.

Surse de finanțare

Munca depusă în cadrul acestei lucrări de teză a fost susținută financiar de: Unitatea Executivă pentru Finanțarea Învățământului Superior, a Cercetării, Dezvoltării și Inovării (UEFISCDI), România, prin proiectul Nr. PN-III-P4-ID-PCE-2016-0743; de către Ministerul Cercetării, Inovării și Digitalizării, România prin proiectele PN 19 42 01 02 (2016-2018) și PN 19 06 01 02 (2019-2022). Suport financiar a fost oferit de asemenea și din proiectele: "Nuclear Astrophysics with Indirect-methods and Rare Ion Beams (NAIRIB)" Nr. Ctr.02- PN III/ 5/5.2/FAIR-RO (2016-2019) și "Nuclear Astrophysics in FAIR RO" Nr. Ctr.06 - PN III/ 5/5.2/FAIR-RO.

Au fost oferite două burse "International Program Associate" (IPA) pentru studenții doctoranzi de la RIKEN, în laboratorul Spin-Isospin, pentru o perioadă totală de 18 luni. Aceste burse au acoperit cheltuielile aferente șederii mele în Japonia.

Cuprins

1	Introducere în Astrofizică Nucleară	1
1.1	Nucleosinteza Big Bang și stelară	1
1.1.1	Nucleosinteza primordială (BBN)	2
1.1.2	Nucleosinteza stelară	3
1.2	Reacții de captură de protoni pe ioni ușori: cazul reacției ${}^8B(p, \gamma){}^9C^*$ în mediul stelar	5
1.3	Procesul rp influențat de dezintegrarea β^+ și ratele cEC ale nucleelor de masă medie bogate în protoni	6
2	Fizică nucleară pentru astrofizică	9
2.1	Cadrul teoretic	9
2.1.1	Rate de reacție în stele	9
2.1.2	Reacții directe	10
2.1.3	Procese de interacțiune slabă relevante pentru procesul rp în timpul exploziilor de raze X	11
2.2	Metode experimentale în Astrofizică Nucleară	12
2.2.1	Metode directe	12
2.2.2	Metode indirecte	14
3	Relevanța proceselor de interacție slabă pentru procesele rp în mediul exploziilor cu emisie de raze X	17
3.1	Modelul <i>complex Excited VAMPIR</i> dincolo de aproximația de câmp mediu	17
3.2	Structura exotică și dinamica nucleelor cu $A \approx 70$ aflate în jurul liniei $N=Z$ în cadrul modelului complex Excited VAMPIR	18
3.3	Predicții teoretice și compararea cu datele experimentale	19
4	Aranjamentul experimental SAMURAI29	23
4.1	Transportul fascicolului de-a lungul BigRIPS	23
4.1.1	Fragmentarea fasciculului primar și selecția fasciculului de 9C	23
4.1.2	Sistemele de detecție de-a lungul separatorului BigRIPS	24
4.2	Sistemul de detecție SAMURAI	25
4.3	Performanțele sistemului de silicii GLAST	26
4.3.1	Electronica DGCSP și HINP16	28
4.3.2	Performanțe	29

5	Procedura de analiză a datelor	33
5.1	Selecția evenimentelor pentru fiecare tip de proces studiat	33
5.2	Reconstrucția impulsului	36
5.3	Cinematica reacției și metoda masei invariante	37
5.4	Funcția de răspuns experimentală	39
6	Rezultate experimentale	41
6.1	Disocierea Coulomb	41
6.2	Disocierea nucleară	43
6.3	Cazul reacției ${}^9\text{C} \rightarrow p + p + {}^7\text{Be}$	43
6.4	Rezoluții experimentale	46
6.4.1	Rezoluția unghiulară	46
6.4.2	Rezoluția de reconstrucție a impulsului	46
6.4.3	Rezoluția energiei relative	47
7	Concluzii	49
	Bibliography	52
8	Lista contribuțiilor proprii	57
8.1	Lucrări publicate în reviste	57
8.1.1	Reviste cotate ISI	57
8.1.2	Reviste non-ISI	58
8.2	Lucrări prezentate la conferințe	59
8.2.1	Conferințe internaționale	59
8.2.2	Poster	60
8.3	Stagii de cercetare internaționale	60

Introducere în Astrofizică Nucleară

Acest capitol prezintă nucleosinteza elementelor și importanța în astrofizică a studiilor care fac obiectul acestei teze. Evident, se bazează pe înțelegerea actuală și reflectă paradigma pe care o folosim în prezent pentru a descrie/înțelege elementele chimice ca rămășițe ale evoluției Universului.

Una dintre cele trei semnături ale modelului cosmologic Standard Big Bang, alături de expansiunea Universului și radiația cosmică de fond cu microunde (CMB), este Big Bang-ul sau nucleosinteza "primordială" [7].

Nucleosinteza Big Bang a avut loc în primele 20 de minute după Big Bang, când Universul a început să se răcească. În această etapă, densitatea și temperatura Universului au fost suficient de ridicate pentru ca reacțiile de fuziune să aibă loc și să permită sinteza nucleelor ușoare până la ${}^7\text{Li}$.

Datorită atracției gravitaționale și a procesului de răcire a Universului, după sinteza elementelor ușoare, se formează stelele, iar nucleosinteza continuă pentru a forma elemente mai grele până la fier prin reacții de fuziune. O parte din elementele ușoare formate în timpul nucleosintezei din Big Bang sunt utilizate în timpul nucleosintezei stelare prin reacții de fuziune pentru a sintetiza nucleele mai grele, prin urmare, prezența lor observată în mediul galactic dovedește că au fost produse în principal în timpul nucleosintezei primordiale.

Elementele mai grele decât fierul și până la uraniu sunt produse în timpul proceselor explozive ale stelelor mari. Mecanismele primare prin care sunt produse aceste elemente sunt captura radiativă a nucleelor ușoare (de neutroni, protoni și α) alternată cu fotodezintegrarea sau dezintegrarea β . Reacțiile de captură a protonilor conduc, de obicei, la producerea nucleelor bogate în protoni, iar reacțiile de captură a neutronilor sunt responsabile de formarea nucleelor bogate în neutroni. Reacțiile de captură α sunt implicate în producerea nucleelor apropiate de valea de stabilitate β .

În comparație cu nucleosinteza din Big Bang, care a avut loc cu miliarde de ani în urmă și s-a oprit, nucleosinteza stelară este un proces continuu. Exploziile de supernove, "noile stele" observate și razele gamma provenite din dezintegrarea nucleelor radioactive (cum ar fi ${}^{26}\text{Al}$, ${}^{44}\text{Ti}$, ${}^{56}\text{Fe}$) măsurate cu ajutorul detectoarelor montate pe sateliți sunt dovezi puternice că nucleosinteza stelară are loc în continuu [8].

1.1 Nucleosinteza Big Bang și stelară

În prezent, avem un model bun al evoluției Universului după Big Bang, care este testat prin comparație cu observațiile astronomice. Rata de expansiune a Universului

fiind sensibilă la densitatea de energie și la materia existentă. Pe măsură ce Universul a început să se extindă, densitatea fotonilor a scăzut, iar Universul a început să se răcească.

1.1.1 Nucleosinteza primordială (BBN)

Odată ce Universul s-a răcit până la temperatura $T \approx 10^{15}$ K, energia echivalentă fiind de $k_B T \simeq 100$ GeV, Modelul Standard al fizicii particulelor este capabil să prezică în mod corespunzător compoziția plasmei existente, iar din observațiile CMB și experimentele de laborator, modelul stabilește numărul de familii de neutrini, leptoni și quarci precum și antiparticulele lor.

Chiar dacă deuteriul este produs prin reacția de fuziune dintre protoni și neutroni ($n + p \rightarrow d + \gamma$), acesta este fotodezintegrat datorită numărului mare de fotoni față de protoni ($\simeq 10^9$). Nucleosinteza primordială a început atunci când energia fotonilor era mai mică decât energia de legătură a deuteriului, odată ce energia a atins $k_B T \leq 0.078$ MeV [7], prin urmare, la $\simeq 180$ s după Big Bang, deuteriul a început să se acumuleze.

Formarea celorlalte elemente ușoare (până la ${}^7\text{Li}$) începe odată ce deuteriul începe să se acumuleze. În Fig. 1.1 sunt ilustrate cele mai reprezentative reacții de nucleosinteză din Big Bang.

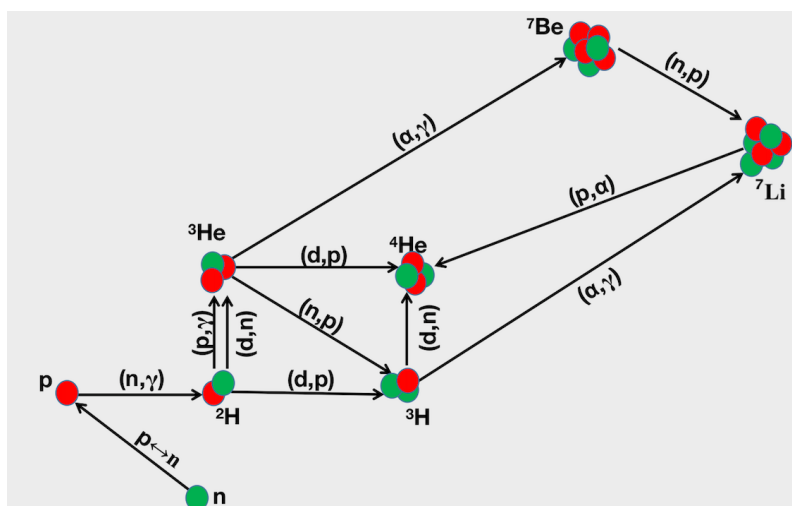


Figura 1.1: Reacții nucleare implicate în nucleosinteza primordială. [10]

Nucleosinteza primordială este completă pentru toate elementele ușoare atunci când Universul s-a răcit până la temperaturi prea scăzute pentru a depăși barierele Coulomb între nucleele existente și pentru a menține reacțiile de fuziune ulterioare, la $T \simeq 6 \times 10^7$ K [7], cu o energie corespunzătoare a fotonilor de 10 keV. Energiile de legătură ale nucleelelor mai grele decât deuteriul sunt mai mari decât energia de legătură a deuteriului și nu sunt dissociate odată formate.

La sfârșitul nucleosintezei primordiale, materia barionică observată constă în 24% ${}^4\text{He}$ și 75% de hidrogen (ca masă). Fuziunea ulterioară în elemente mai grele a fost împiedicată de lipsa nucleelelor cu numărul de masă $A=5$ și $A=8$.

Modelul Big Bang prezice corect numărul de familii de neutrini, quarci și leptoni, fixându-l la 3. El descrie evoluția raportului neutroni-protoni și prezice abun-

dența nucleelor ușoare în nucleosinteza Universului timpuriu în concordanță cu observațiile. În plus, fixează raportul final dintre materia barionică și fotoni [7]. Sursa de incertitudine a predicțiilor abundenței izotopilor provine din precizia măsurărilor de laborator ale reacțiilor termonucleare și a observațiilor.

Aproximativ 380 000 de ani mai târziu, fotonii s-au separat de materia existentă, Universul a devenit transparent la radiații și s-a răcit în continuare până la nivelul actual de $T \simeq 2.73$ K. Acest lucru este observat sub forma radiației cosmice de fond cu microunde (CMBR). Dar temperatura gazului din Univers nu este izotropă [11], iar perturbațiile densității de fond, crescute de atracția gravitațională, au dus la formarea structurilor în Univers. Atomii ușori produși din electroni și nucleele ușoare sintetizate în timpul Big Bang-ului constituie materia primă pentru formarea stelelor.

1.1.2 Nucleosinteza stelară

Forța de gravitație a comprimat materia din Univers și a dus la formarea norilor de gaz interstelar în care se nasc stelele după 400 de milioane de ani. Evoluția stelelor este dominată de echilibrul dintre contracția gravitațională și reacțiile de fuziune termonucleară din interiorul stelei. Forța gravitațională din timpul comprimării materiei determină creșterea densității și a temperaturii din interiorul stelei, care furnizează reacțiilor de fuziune nucleară energia necesară pentru a se produce. Temperaturile cele mai ridicate atinse în timpul contracției în stele depind în mare măsură de masa inițială a stelei, iar acest lucru stabilește, de asemenea, care sunt etapele de ardere ale fuziunii termonucleare care pot progresa pentru a sintetiza în continuare elementele chimice. Masa de referință pentru a compara stelele este masa Soarelui ($1 M_{\odot} \simeq 2 \times 10^{30}$ kg).

În timpul etapelor de ardere, nucleele ușoare produc elemente mai grele prin reacții de fuziune. Odată ce primul combustibil este epuizat, contracția gravitațională nu mai este echilibrată de presiunea internă indusă de reacțiile nucleare, temperatura și densitatea încep din nou să crească și este favorizată începerea unei noi etape de ardere, când elementele produse anterior devin combustibil pentru următoarea fuziune termonucleară. Elementele mai grele produse în timpul fiecărei etape de ardere alcătuiesc miezul stelei, iar elementele mai ușoare sunt împinse spre exterior în straturile care înconjoară miezul.

Fig. 1.2 arată că există cel mult 6 stadii de ardere prin care poate trece o stea masivă. Etapele de ardere nucleară sunt alternate de contracții gravitaționale care asigură condițiile necesare pentru ca procesele ulterioare să se aprindă. Energia eliberată în timpul unui ciclu de ardere este mai mică decât în etapa anterioară. Aceasta înseamnă că, atunci când combustibilul (materialul nuclear) este epuizat, nu se mai poate produce energie, iar forța gravitațională va duce la prăbușirea stelei [12].

Tabelul 1.1 rezumă procesele termonucleare care pot avea loc în stele, produsele de fuziune și temperatura necesară pentru a aprinde fiecare etapă de ardere.

Evoluția în timp a fiecărei etape de ardere într-o stea depinde în mare măsură de masa stelei. Luminozitatea stelei arată rata de epuizare a combustibilului nuclear. Stelele masive au o luminozitate mai mare și o durată de viață mai scurtă, deoarece își epuizează combustibilul mai repede decât stelele mai mici.

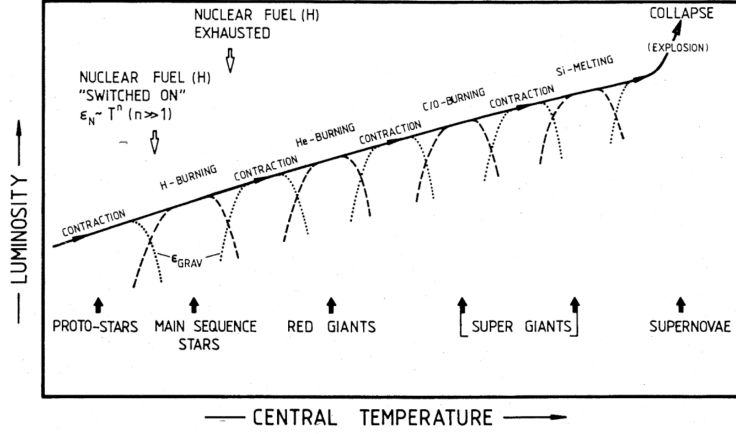


Figura 1.2: Etapele de ardere nucleară în stele alternează cu contracțiile gravitaționale care activează reacțiile nucleare. [12].

Tabelul 1.1: Procesele termonucleare care pot avea loc în stele [13].

Etapa de ardere	Elemente produse	Temperatura de declanșare
Hidrogen	He	$\simeq 1 \times 10^7 \text{K}$
Heliu	C, O	$\simeq 1 \times 10^8 \text{K}$
Carbon	O, Ne, Na, Mg	$\simeq 5 \times 10^8 \text{K}$
Neon	O, Mg	$\simeq 1 \times 10^9 \text{K}$
Oxigen	de la Mg la S	$\simeq 2 \times 10^9 \text{K}$
Siliciu	Fe și elemente apropiate ca masă	$\simeq 3 \times 10^9 \text{K}$

Stadiul de explozie al unei stele, în timpul căruia o cantitate mare de masă stelară este expulzată, se numește "supernovă". În timpul acestei faze, nucleosinteza stelară continuă în învelișurile exterioare ale stelei datorită temperaturilor ridicate induse de unda de șoc a exploziei. În această etapă violentă a evoluției stelare se produc nuclee grele, de la siliciu la nichel [10]. În următorul capitol al disertației sunt prezentate câteva rezultate preliminare ale unui studiu experimental al reacțiilor induse de α pe ^{58}Ni la energii relevante pentru scenariul supernovei.

În cazul stelelor supermasive cu metalicitate scăzută, procesul 3α , din procesul termonuclear de ardere al heliului, poate fi ocolit prin reacții din lanțurile pp fierbinți și ar putea fi produse elemente cu $A \geq 8$ necesare pentru declanșarea ciclurilor CNO [16]. Se presupune că această secvență de reacții în lanț pp fierbinte, $^7\text{Be}(p, \gamma)^8\text{B}(p, \gamma)^9\text{C}(\beta^+ \nu)^9\text{B}(p)^8\text{Be}(\alpha)^4\text{He}$, numită ramura pp-IV, este declanșată de captura radiativă a protonilor: $^8\text{B}(p, \gamma)^9\text{C}$, iar studiul experimental al acestei reacții este unul dintre subiectele tezei. **Motivația acestui studiu este detaliată în secțiunea 1.2 din acest capitol, iar rezultatele experimentale sunt detaliate în a doua parte a tezei.**

Faza de ardere a hidrogenului poate avea loc și în sistemele binare de stele, în materia bogată în hidrogen a discurii de acreție, ca o fază explozivă a hidrogenului la temperaturi și densități ridicate, prin procesul rp (proces de captare rapidă a protonilor) [17]. Procesul rp împreună cu procesele β (cum ar fi dezintegrarea β^+ și cEC (continuum electron capture)) sunt responsabile pentru producerea nucleelor

de masă medie, bogate în protoni. **Predicția ratelor de dezintegrare slabă în medii specifice pentru procesele rp în exploziile de raze X constituie unul dintre cele 2 subiecte ale acestei lucrări.**

Rata reacției $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ ce are loc în procesul termonuclear de ardere a miezului de carbon, influențează evoluția stelelor masive în ultimele lor faze de ardere și, în plus, se presupune că această reacție este principala sursă de producere a energiei pentru aprinderea supernovelor de tip Ia [18]. **De aceea, evaluarea ratei sale de reacție a fost motivația unui amplu program de studiu experimental și teoretic realizat la IFIN-HH, România. Câteva rezultate relevante ale acestui studiu sunt prezentate în capitolul următor, ca o ilustrare a metodelor directe aplicate pentru astrofizica nucleară.**

1.2 Reacții de captură de protoni pe ioni ușori: cazul reacției $^8\text{B}(p, \gamma)^9\text{C}^*$ în mediul stelar

După cum s-a precizat la începutul acestui capitol, reacțiile de captură de protoni produc nucleele bogate în protoni. De obicei, aceste reacții au loc în stele la energii foarte mici fiind împiedicate de bariera Coulomb între partenerii de reacție cu sarcină, de aceea este foarte dificil de măsurat aceste procese în laborator.

Izotopul ^9C este un nucleu exotic din punct de vedere al mecanismului de reacție. Acesta are unul dintre cele mai mari rapoarte protoni/neutroni: $\frac{Z}{N} = 2$, fiind foarte departe de valea de stabilitate față de dezintegrarea β , pe linia nucleelor protono-excedentare. Chiar dacă se presupune că structura nucleară a celei mai joase stări energetice este cea a unui neutron în orbitalul $1p_{3/2}$ cuplat la un miez de ^8C nelegat, procesele de separare de unu și doi protoni concurează canalul de emisie a neutronului de valență datorită energiilor de separare mult mai mici. Energia de separare a unui neutron este de 14.2 MeV, în timp ce S_{1p} și S_{2p} sunt de zece ori mai mici, de 1.3 MeV pentru un proton și, respectiv, 1.47 MeV pentru 2 protoni. În cadrul experimentului S29, a fost studiată doar separarea protonilor. Din acest punct de vedere, structura ^9C poate fi văzută ca un nucleu ^8B legat și un proton care orbitează în pătura $1p$. Se presupune că protonul se regăsește într-unul dintre cei doi orbitali $1p$ ($1p_{3/2}$ și $1p_{1/2}$), care la distanțe mari au un comportament radial similar și, prin urmare, secțiuni transversale de uniparticulă similare [19].

Subiectul principal al studiului experimental prezentat în această teză este reacția de separare a protonului din ^9C la energii intermediare pentru a obține informații despre procesul său invers, captura radiativă a protonului pe ^8B . Reacția $^8\text{B}(p, \gamma)^9\text{C}$ este importantă în lanțul pp-IV și în ramura rap-I, care sunt declanșate de captura de proton odată ce ^8B a fost produs și, prin urmare, rata sa de reacție trebuie să fie bine cunoscută.

Motivația care a declanșat studiul experimental al acestei reacții este faptul că din investigațiile experimentale și teoretice anterioare, valorile obținute pentru factorul astrofizic S la energii apropiate de 0, $S_{18}(0)$, sunt foarte dispersate.

Disocierea ^9C a fost măsurată în timpul experimentului NP1412-SAMURAI29 la RIKEN, în Japonia. Pregătirile, precum și rezultatele experimentale, sunt prezentate ca parte a acestei teze. O parte dintre rezultatele prezentate în teză reprezintă subiectele lucrărilor publicate ca Ref. [6; 24–26].

1.3 Procesul rp influențat de dezintegrarea β^+ și ratele cEC ale nucleelor de masă medie bogate în protoni

În timpul etapei de ardere explozivă a hidrogenului, nucleosinteza este dominată de ciclurile CNO la temperaturi sub $T \leq 3 \times 10^8 K$, iar peste această temperatură este dominată de procesul rp și de procesul αp [17]. Procesul rp constă într-o secvență de capturi rapide de protoni pe nuclee bogate în protoni, alternând cu procesele de dezintegrare β și cEC (Continuum Electron Capture) a nucleelor nou formate. Ținând cont de faptul că dezintegrarea β și cEC sunt procese lente, scara de timp a acestora afectează puternic durata procesului rp . Principalul mediu stelar în care procesul rp este deosebit de important este explozia cu emisie de raze X.

Exploziile cu emisie de raze X sunt aprinderi termonucleare emise în sisteme binare, formate dintr-o stea neutronică sau o gaură neagră și o stea parteneră. În timpul expansiunii stelei partenere, în urma evoluției sale, hidrogenul și/sau materia de heliu din învelișul exterior este transferat către steaua neutronică sau către gaura neagră. Ca urmare a momentului unghiular al stelei însoțitoare, materia transferată formează un disc de acreție în jurul stelei neutronice.

În materialul de acreție de la suprafața stelei neutronice, temperatura și densitatea cresc odată cu rata de acreție. Materialul de acumulare se încălzește până la $T \approx 10^8 K$ și stratul de hidrogen format începe să fuzioneze. În timp ce temperatura și densitatea mediului stelar cresc, se declanșează procesul 3α . După această etapă, se aprind ciclurile CNO și temperatura crește considerabil. La $T \approx 7 \times 10^8 K$ are loc o avalanșă termonucleară și un semnal în spectrul de emisie de raze X al exploziei este vizibil timp de ≈ 100 s cu un timp de creștere de ≈ 1 s, corespunzând arderii H și He, iar restul evoluției exploziei corespunde arderii nucleelor mai grele. Avalanșa termonucleară este indusă de întreruperea ciclurilor CNO produsă prin reacțiile de captură α pe ^{15}O sau pe ^{18}Ne . În continuare, este declanșată o secvență de procese (α, p) care produce izotopi bogați în protoni cu număr de masă atomică de până la $A \leq 40$, care devin nucleele de start ("seed") pentru procesul rp . Acumularea continuă a învelișului de H de la steaua însoțitoare determină declanșarea procesului rp . În timpul procesului rp se produc nuclee bogate în protoni cu $A \leq 100$ [27]. Această secvență de captură a protonilor se încheie cu ciclul Sn-Sb-Te, deoarece izotopii Te sunt nelegați față de emisia de particule α .

Odată ce materia bogată în H și He este epuizată, temperatura scade și explozia de raze X se oprește. După aceea, se acumulează un nou material bogat în hidrogen și heliu și ciclul exploziei de raze X este reluat. Frecvența de apariție depinde de rata de acreție.

Principalii parametri necesari pentru a caracteriza exploziile de raze X sunt profilul de luminozitate și abundențele elementelor produse. Datele de intrare nucleare pentru modelele de simulare ale acestui scenariu stelar, sunt ratele de reacție corespunzătoare fiecărui proces implicat în explozia de raze X.

Pentru a prezice în mod corespunzător ratele proceselor implicate în exploziile de raze X, proprietățile nucleelor trebuie să fie determinate cu o bună precizie: masa nucleelor, secțiunile transversale de reacție evaluate la energii relevante pentru mediul exploziilor de raze X, precum și dinamica și structura nucleelor bogate în

protoni.

În Secțiunea 2.1.3 sunt prezentate mărimile de fizică necesare pentru a evalua ratele de interacțiune slabă pentru nucleele exotice bogate în protoni implicate în procesul rp cu numărul de masă $A \simeq 70$, iar capitolul 3 va prezenta dinamica și structura nucleară a nucleelor de masă medie cu $Z = N + 2$ în cadrul modelului *complex Excited VAMPIR* [28; 29].

Fizică nucleară pentru astrofizică

Capitolul conține două secțiuni care fixează cadrele teoretice și abordarea experimentală necesare pentru dezvoltarea subiectelor tezei.

2.1 Cadrul teoretic

Evoluția nucleelor în timpul reacțiilor poate fi descrisă teoretic prin modelarea dinamicii sistemelor cuantice cu N-corpuri în timpul interacției tari (reacții de captură) și slabe (dezintegrări β și captură de electroni).

În ultimele decenii s-a dovedit că reacțiile nucleare sunt motorul activității stelelor și că aceste reacții sunt responsabile pentru generarea de energie în stele, pentru evoluția stelelor și pentru producerea de noi elemente și izotopi implicați în nucleosinteză.

2.1.1 Rate de reacție în stele

La energiile mici disponibile în mediul stelar, mult sub barierele Coulomb care apar între nuclee, factorul de penetrabilitate a particulelor prin bariera Coulomb dictează secțiunea eficace a reacțiilor implicate în nucleosinteză [30]. Astfel secțiunea transversală de reacție în mediile stelare este puternic descrescătoare odată cu scăderea energiei. Din acest motiv, pentru energii joase, secțiunea transversală poate fi scrisă într-un mod simplificat astfel:

$$\sigma(E) = \frac{1}{E} \exp(-2\pi\eta(E)) S(E). \quad (2.1)$$

unde secțiunea transversală depinde de geometria reacției (partea "nucleară") prin primii doi termeni, în timp ce ultimul termen, factorul astrofizic S, cuprinde caracteristicile nucleare ale nucleelor implicate în reacție [12].

Pentru reacțiile nerezonante, secțiunea eficace de interacțiune depinde ușor de energie, iar factorul S este aproape independent de energie.

Originea elementelor chimice și abundența lor sunt legate de rata de apariție a reacțiilor, iar acest lucru poate fi evaluat cu ajutorul mărimii fizice numită viteză de reacție, definită astfel:

$$\langle \sigma v \rangle = \left(\frac{8}{\pi \mu} \right)^{1/2} \left(\frac{1}{k_B T} \right)^{3/2} \int_0^\infty S(E) \exp \left(-\frac{E}{k_B T} - 2\pi\eta(E) \right) dE \quad (2.2)$$

unde T este temperatura mediului stelar, E este energia, k_B este constanta Boltzmann, $\eta(E)$ este parametrul Sommerfeld și S(E) este factorul astrofizic.

Rata de reacție a proceselor în care sunt populate rezonanțe, este dominată de contribuția rezonanțelor la secțiunea transversală de reacție iar viteza de reacție termonucleară va depinde de lărgimea parțială a rezonanței și de tăria rezonanței.

2.1.2 Reacții directe

Reacțiile nucleare constituie instrumentul adecvat pentru a produce fascicule radioactive (nuclee exotice), pentru a popula stările excitate ale nucleelor și pentru a le studia, în plus, reacțiile nucleare sunt cele mai bune modalități de a studia structura și dinamica nucleelor [10].

Izotopii radioactivi se caracterizează prin proprietăți neobișnuite, cum ar fi energii mici de separare a nucleonilor (nucleoni slab legați), rază medie mare și timpi de viață scurți. Cele mai utilizate reacții pentru a accesa proprietățile nucleelor instabile sunt: împrăștierea elastică și inelastică, reacțiile de disociere și reacțiile de transfer. Aceste procese au loc foarte rapid în timp ($\approx 10^{-22}s$) și mecanismul de reacție directă este de obicei accesibil la energii mai mari, prin urmare este favorizată cinematica la unghiuri înainte. Datorită dinamicii care guvernează acest tip de reacții, informația nucleară este accesată în coliziunile periferice și doar câțiva nucleoni sunt "deranjați" în aceste procese. Prin urmare, reacțiile directe pot fi utilizate ca instrumente spectroscopice pentru a studia proprietățile de uniparticulă ale nucleelor exotice.

Energia de ciocnire dictează mecanismul de reacție care va fi implicat și identifică descrierea teoretică adecvată care trebuie utilizată.

Un alt aspect important al reacțiilor directe este că acestea prezintă secțiuni transversale de reacție mari, iar acest fapt permite studierea nucleelor radioactive care, din păcate, pot fi produse numai cu intensități scăzute ale fasciculului ($\leq 10^6$ particule/s). În plus, dacă reacțiile sunt studiate la energii mari ale fasciculelor, se pot utiliza ținte groase și, în acest fel, chiar dacă se utilizează fascicule mai puțin intense, luminozitatea este în continuare ridicată.

De obicei, reacția de disociere este studiată la energii mari ale proiectilului și se poate utiliza aproximația eikonală de tip Glauber. Secțiunea transversală Glauber este obținută ca o suprapunere necoerentă a tuturor contribuțiilor parametrilor de impact. Profilul potențialului de interacție dintre miezul rezultat în urma disocierii proiectilului și țintă, precum și potențialul nucleon-țintă sunt caracterizate prin matricea S a reacției dependentă de parametrii de impact.

Reacția de disociere este un proces ce are loc într-un singur pas, în timpul căruia unul sau doi nucleoni sunt separați ca efect al interacțiunii dintre un proiectil în mișcare și o țintă staționară. În cazul în care se utilizează o țintă ușoară (nucleu cu număr de sarcină atomică Z mic), interacțiunea este dominată de forțele nucleare, în timp ce atunci când se utilizează o țintă cu număr atomic mare Z (ținte grele, cum ar fi Au sau Pb), interacțiunea Coulomb domină procesul de disociere.

Pentru a favoriza mecanismul de reacție directă, se studiază disocierea la parametri de impact mari, atunci când doar ultimul nucleon slab legat este îndepărtat, iar nucleul rezidual, fragmentul greu, se găsește în canalul de ieșire neafectat de procesul de disociere. Supraviețuirea fragmentului după interacțiune, dovedește că reacția de disociere este un proces periferic, în caz contrar, în cazul parametrilor de impact mici, miezul ar fi fragmentat datorită interacțiunii de absorbție în țintă.

Reacția de disociere constituie un instrument adecvat pentru a extrage detalii spectroscopice legate de structurile de uni-particule, cum ar fi numerele cuantice care definesc o funcție de undă specifică stărilor de uniparticulă și factorul spectroscopic, C^2S sau coeficientul de normalizare asimptotică, ANC.

2.1.3 Procese de interacțiune slabă relevante pentru procesul rp în timpul exploziilor de raze X

După cum s-a menționat în capitolul anterior, procesul rp este încetinit de interacțiunile slabe, cum ar fi dezintegrarea β^+ și cEC și, prin urmare, ratele acestora afectează scara de timp a procesului rp .

Captura electronilor are loc prin tranziție de tip Gamow-Teller, în timp ce la procesul β^+ pot contribui atât tranzițiile Fermi cât și cele de tip Gamow-Teller [31].

La rata totală a procesului de interacție slabă, datorită temperaturilor și densităților ridicate disponibile în mediul stelar, contribuie și stările excitate populate termic ale nucleului părinte (indexate cu "i"), caracterizate de spinul J_i și de E_i - energia stării excitate inițială corespunzătoare. În plus, trebuie luate în considerare toate stările excitate finale posibile (indexate cu "j") din nucleul fiică.

Pentru o stare dată din nucleul părinte și luând în considerare contribuția tranziției Fermi și/sau Gamow-Teller, timpul de înjumătățire al stării de dezintegrare poate fi evaluat cu ecuația 2.3 însumând peste toate stările finale din nucleul fiică:

$$\frac{1}{T_{1/2}} = \frac{1}{K} \sum_{E_f} f(Z, E_f) [B_{if}(F) + B_{if}(GT)] \quad (2.3)$$

coeficientul K este constant, $K=6146$ s, iar $f(Z, E_f)$ sunt integralele Fermi [32] ce depind de numărul atomic al fiicei Z și de energia stării finale, E_f , iar B_{if} sunt probabilitățile reduse de tranziție Fermi (F) și Gamow-Teller (GT) de la starea inițială în nucleul mamă $|\xi_i J_i\rangle$ la starea finală în nucleul fiică $|\xi_f J_f\rangle$.

Pornind de la regula de aur a lui Fermi, rata procesului de dezintegrare slabă se calculează cu ajutorul ecuației 2.4. Aici, indicele " α " etichetează dezintegrarea β^+ sau procesul cEC.

$$\lambda^\alpha = \frac{\ln 2}{K} \sum_i \frac{(2J_i + 1)e^{-E_i/(kT)}}{G(Z, A, T)} \sum_j B_{ij} \phi_{ij}^\alpha \quad (2.4)$$

unde $G(Z, A, T)$ este funcția de partiție a nucleului părinte și ϕ_{ij}^α este integrala din spațiul fazelor pentru fiecare tip de proces.

Rata de interacție slabă depinde de spinul și paritatea schimbate între starea inițială a părintelui și starea finală a fiicei și este influențată de efectele de structură nucleară asociate cu amestecul de izospin și coexistența de formă.

2.2 Metode experimentale în Astrofizică Nucleară

Reacțiile responsabile de sinteza elementelor implică nuclee instabile. Astfel, pentru a obține date experimentale, este necesară utilizarea de fascicule de ioni radioactivi. Prin metode directe, unele experimente au putut fi realizate până în prezent prin utilizarea de ținte radioactive, pentru situațiile în care duratele de viață ale nucleelor implicate erau suficient de lungi și acestea puteau fi produse. În plus, măsurătorile directe sunt uneori dificil de realizat, deoarece reacțiile trebuie studiate la energii joase, unde, de obicei, secțiunile eficace sunt foarte mici. Câteva astfel de rezultate pot fi observate în proiectul la care am participat și care a fost prezentat în Ref. [33; 34].

2.2.1 Metode directe

Se pot folosi metode directe pentru a măsura ratele de reacție ale proceselor de nucleosinteză. Acest lucru face posibilă studierea în laborator a acelorași reacții responsabile de nucleosinteză. Prin utilizarea metodei de activare a țintei groase și prin măsurarea spectrului de excitație al canalelor de reacție deschise în timpul iradierii în fascicul, au fost studiate două reacții importante în diferite scenarii stelare, iar rezultatele experimentale ale acestora sunt prezentate pe scurt mai jos.

Primul caz de studiu este reacția $^{12}\text{C}+^{13}\text{C}$, importantă pentru a obține informații privind secțiunea eficace a reacției de fuziune $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$. Această reacție este cea mai importantă reacție din etapa de ardere a carbonului în stelele masive, iar rata sa influențează evoluția acestor stele.

Secțiunea transversală a canalului de evaporare de un proton din ^{25}Mg , rezultat în urma fuziunii $^{12}\text{C}+^{13}\text{C}$, măsurată în fereastra de energie efectivă Gamow este prezentată în Fig. 2.1a. Factorul astrofizic S extras din datele experimentale este ilustrat în Fig. 2.1b, în comparație cu predicțiile teoretice. Rezultatele prezentate în aceste două figuri au fost publicate în Ref. [34].

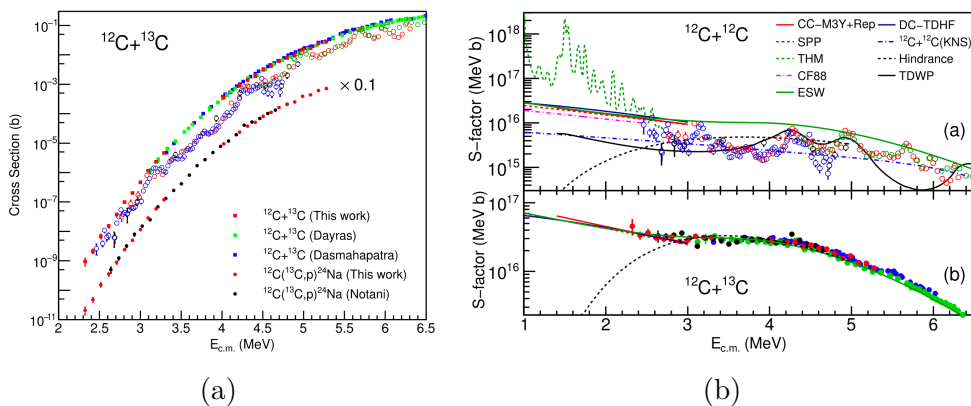


Figura 2.1: Fig. 2.1a arată secțiunea transversală a canalului $^{12}\text{C}(^{13}\text{C},p)^{24}\text{Na}$ măsurată la IFIN-HH (cercuri roșii pline), comparată cu rezultatele experimentelor anterioare. În Fig. 2.1b, este ilustrat factorul astrofizic S obținut pentru reacțiile de fuziune $^{12}\text{C}+^{13}\text{C}$ și $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$. [34]

Un alt proces astrofizic important este sinteza elementelor chimice în timpul etapei de evoluție stelară a supernovei. Din testele de sensibilitate cu privire la reacțiile care au un impact important asupra abundenței izotopilor finali, s-a observat că rata reacției $^{58}\text{Ni}(\alpha, \gamma)^{62}\text{Zn}$ influențează abundențele izotopilor ^{62}Ni , ^{63}Cu și ^{64}Zn în supernovele de tip Ia. În partea de sus a Fig. 2.2, este ilustrată secțiunea transversală a reacției $^{58}\text{Ni}(\alpha, \gamma)^{62}\text{Zn}$ măsurată la energii sub bariera Coulomb. În plus, în partea de jos a figurii este prezentat factorul S astrofizic calculat.

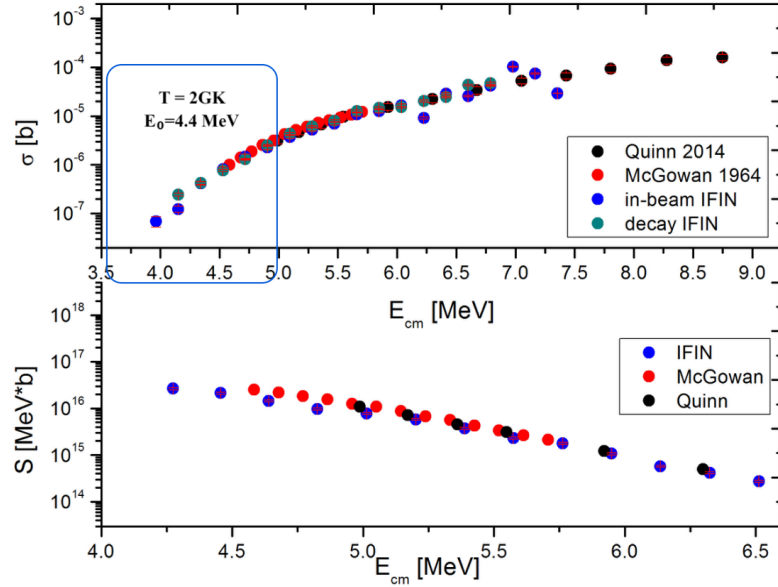


Figura 2.2: Factorul astrofizic S pentru reacția $^{58}\text{Ni}(\alpha, \gamma)^{62}\text{Zn}$, determinat la energii de interes astrofizic pentru scenarii de supernovă. [35]

Ambele tipuri de studii au putut fi efectuate datorită facilităților disponibile la IFIN-HH [33], cum ar fi acceleratorul Tandem de 3MV care furnizează fascicule stabile de intensitate mare și laboratorul de fond ultra-redus al IFIN-HH din mina de sare Slănic, unde se pot efectua măsurători de dezactivare cu detectori HPGe de înaltă eficiență.

2.2.2 Metode indirecte

Scopul metodelor indirecte este de a oferi instrumentele adecvate pentru a caracteriza reacțiile care au loc în stele, care, din cauza secțiunilor transversale mult prea mici, nu pot fi studiate prin metode directe.

Soluția propusă este de a studia aceste procese prin alte mijloace, cum ar fi reacțiile lor inverse la energii de zeci - sute de MeV/u și de a evalua mărimile astrofizice relevante, pentru energii în intervalul zeci - sute de keV/u.

În cadrul experimentului SAMURAI29 s-au aplicat 2 metode indirecte: disocierea nucleară și fotodisocierea Coulomb.

Metoda disocierii nucleare se aplică pentru a studia nucleele slab legate, în care se presupune că unul sau doi nucleoni orbitează în jurul unui nucleu la distanțe mari. Din secțiunea transversală de separare a nucleonilor care orbitează, se poate determina secțiunea transversală a procesului său invers, reacția de captură. Metoda utilizează formalismul ANC [36], aplicat de obicei în studiile privind reacția de transfer, pentru a relaționa secțiunea transversală de captură radiativă cu secțiunea transversală de disociere.

Procesul de disociere nucleară eșantionează întreaga componentă radială a funcției de undă, de la suprafața miezului până la distanțe mari, secțiunea transversală de reacție fiind mai mare la distanțe mici de miez și, deoarece partea externă a funcției de undă poate fi descrisă corespunzător cu o funcție Whittaker, datorită comportamentului său asimptotic la infinit, din proporționalitatea celor două funcții se poate obține ANC (coeficientul de normalizare asimptotică) [36].

În cazul ${}^9\text{C}$, ultimul proton este separat din orbitalii $1p_{3/2}$ sau $1p_{1/2}$. Se presupune că cei doi orbitali, la distanțe mari în jurul miezului, au un comportament radial similar și, prin urmare, pot fi caracterizați prin aceeași secțiune transversală și același ANC uniparticulă, b_p [19]. Astfel, secțiunea transversală de disociere a unui singur proton poate fi scrisă ca suma secțiunilor transversale ale celor doi orbitali care contribuie la reacție:

$$\begin{aligned}\sigma_{-1p} &= [SF(1p_{3/2}) + SF(1p_{1/2})] \sigma_{sp}(1p_j) \\ &= \frac{C_{p_{3/2}}^2 + C_{p_{1/2}}^2}{b_p^2} \sigma_{sp}(1p_j) \\ \rightarrow \sigma_{sB(p,\gamma){}^9\text{C}} &= (C_{p_{3/2}}^2 + C_{p_{1/2}}^2) \cdot w(E_p) \\ &= C_p^2 \cdot w(E_p)\end{aligned}\tag{2.5}$$

Cu ANC determinat experimental, se poate evalua secțiunea transversală de captură radiativă.

Momentul cinetic orbital al ultimului proton poate fi identificat în timpul experimentelor prin măsurarea impulsului paralel al miezului. Comparând predicția teoretică cu datele experimentale pentru lățimea și forma distribuției de impuls, se poate indica orbitalul nucleonului.

Metoda de excitare Coulomb este utilizată în astrofizica nucleară ca metodă indirectă de determinare a secțiunilor transversale de captură radiativă. Ea are ca scop investigarea tranzițiilor electromagnetice de la un sistem de două particule legate la stări de continuum la energii mici, induse de fotonii virtuali produși de proiectilul care se deplasează în câmpul unei ținte grele, cu număr atomic mare [37];

[38]. Metoda poate fi aplicată cu succes pentru a studia disocierea în câmpul Coulomb a proiectilelor cu energii intermediare și înalte, procese de coliziune caracterizate de parametri de impact mari, pentru care efectele induse de câmpul nuclear sunt neglijabile.

Metoda este descrisă ca o aplicație pentru studiul capturii radiative: ${}^8B(p, \gamma){}^9C$, care este unul dintre obiectivele principale ale experimentului prezentat în teză. Prin urmare, abordarea prin excitare coulombiană propune studierea procesului inversat în timp al capturii radiative, reacția de fotodisociere a cărei secțiune transversală va fi potențată de câmpul coulombian și nu îngreunată ca în cazul primului proces. Se presupune că nucleul 9C accelerat la energii înalte poate fi excitat de fotonii induși de câmpul Coulomb al unei ținte grele, cum ar fi Pb și disociat într-un proton și un miez de 8B .

Secțiunile transversale ale celor două procese sunt relaționate prin *detailed balance theorem* [37], adaptată pentru procesul ${}^8B(p, \gamma){}^9C$ astfel:

$$\sigma_{foto.}({}^9C + \gamma \rightarrow {}^8B + p) = \frac{(2j_8 + 1)(2j_1 + 1)}{2(2j_9 + 1)} \cdot \frac{k^2}{k_\gamma^2} \cdot \sigma_{capt.}({}^8B + p \rightarrow {}^9C + \gamma) \quad (2.6)$$

unde j_i sunt spinii stărilor protonului, 8B și a 9C ; k^2 este numărul de undă în canalul (p+ 8B), în timp ce k_γ^2 este numărul de undă al fotonului [37].

Relevanța proceselor de interacție slabă pentru procesele rp în mediul exploziilor cu emisie de raze X

Acest capitol detaliază rezultatele prezentate anterior în lucrarea [39] și se concentrează pe descrierea realistă a dezintegrărilor β de tip Gamow-Teller și Fermi, a izotopilor cu numărul de masă $A = 70$ și $A = 74$, cu $Z = N + 2$ (^{70}Kr și ^{74}Sr), implicați în procesul rp , în condiții de explozie de raze X, cum ar fi temperaturi de aproximativ $10^9 - 10^{10}\text{K}$ și densități în intervalul $10^5 - 10^7\text{g/cm}^3$.

În condiții de mediu stelar (cum ar fi cele din scenariile de explozie a razelor X), procesul de dezintegrare β poate avea loc și din stările excitate ale nucleelor populate termic, stări caracterizate de energii și spini mici. Prin urmare, este necesară o descriere realistă a celor mai joase stări energetice ale nucleului părinte și ale stărilor nucleului fiică populate în fereastra de dezintegrare β disponibilă. Pentru a îndeplini acest obiectiv, este necesară evaluarea corectă a distribuțiilor de tărie a tranzițiilor de dezintegrare β și a timpilor de viață ale nucleelor implicate în procesul rp . Modelul variațional VAMPIR (**V**ariation **A**fter **M**ean field **P**rojection **I**n **R**ealistic model space) [28; 29] poate descrie în mod independent și realist stările inițiale și finale ale nucleelor implicate în procesele mediate de interacția slabă.

3.1 Modelul *complex Excited VAMPIR* dincolo de aproximația de câmp mediu

Modelul *complex Excited VAMPIR*, funcționează într-un spațiu de model mare, format dintr-un set ortogonal, cu o dimensiune M finită, de stări sferice uniparticulă, care sunt stările proprii ale unui hamiltonian de oscilator armonic:

$$|i\rangle \equiv |\tau n l j m\rangle \quad (3.1)$$

unde τ = proiecția izospinului, n = numărul cuantic radial, l = momentul unghiular, j = momentul unghiular total și m = proiecția lui j .

Interacțiunea dintre nucleoni, în interiorul unui nucleu, este descrisă de operatorul hamiltonian de mai multe corpuri (*many-body*) ca funcție de operatorii fundamentali de creare și anihilare, definit astfel:

$$\hat{H} = \sum_{ik} t(ik) c_i^\dagger c_k + \frac{1}{4} \sum_{ikrs} v(ikrs) c_i^\dagger c_k^\dagger c_s c_r \quad [28] \quad (3.2)$$

Primul termen al hamiltonianului, de tip *one-body*, $t(ik) \equiv \langle i|t|k \rangle$ reprezintă elementul de matrice al operatorului energie cinetică. Cu $\{c_i^\dagger, c_k^\dagger, \dots\}_M$ și $\{c_i, c_k, \dots\}_M$ sunt reprezentați operatorii de creare și anihilare ai particulelor corespunzătoare stărilor de uniparticulă, M indică numărul total de orbitali luați în considerare, ($M = M_p + M_n$), însumând orbitalii de protoni și neutroni.

Al doilea termen al hamiltonianului, termenul de tip *two-body*, constă în elementele de matrice antisimetrizate de două corpuri ale interacțiunii efective, $v(ikrs) \equiv \langle ik|\hat{v}|rs - sr \rangle$.

Utilizând principiul variațional, câmpul mediu indus de ceilalți A-1 nucleoni prezenți în nucleu, resimțit de nucleon poate fi extras din Hamiltonian și este implementat printr-un set de operatori de cuasi-particule care sunt combinații liniare de operatori de creare și anihilare ai stărilor uniparticulă. Baza originală de stări uniparticulă este conectată la noua bază de cuasi-particule prin transformarea HFB (Hartree-Fock-Bogoliubov). Această transformare amestecă stările uniparticulă de neutroni și protoni, precum și stările cu parități și momente unghiulare diferite, astfel toate simetriile Hamiltonianului fiind violate, impunându-se doar simetria axială și simetria la inversia temporală. Pentru a determina funcțiile de undă, înaintea aplicării principiului variațional, simetriile distruse sunt restaurate prin tehnici de proiecție. Prin aceste tehnici, se fixează spinul și paritatea stării căutate, precum și numărul de nucleoni și momentul unghiular.

Principiul variațional presupune minimizarea funcționalei de energie prin varierea parametrilor ce descriu determinanții HFB utilizați:

$$E^s[F_1^s] = \frac{\langle F_1^s | \hat{H} \hat{\Theta}_{00}^s | F_1^s \rangle}{\sqrt{\langle F_1^s | \hat{\Theta}_{00}^s | F_1^s \rangle}} \rightarrow |\psi(F_1^s); sM\rangle = \frac{\hat{\Theta}_{00}^s | F_1^s \rangle}{\sqrt{\langle F_1^s | \hat{\Theta}_{00}^s | F_1^s \rangle}} \quad (3.3)$$

Astfel se obține configurația optimă a stării yrast pentru spin și paritate fixată într-un nucleu dat (s). Stările excitate corespunzând simetriei s sunt obținute printr-un șir de calcule variaționale în cadrul modelului *complex Excited VAMPIR* impunând ca funcțiile de undă obținute să fie ortogonale și normalizate.

Secvențe independente de calcule variaționale trebuie efectuate pentru toate stările părinte și fiică implicate în procesul de dezintegrare β .

Cu ajutorul funcțiilor de undă obținute pentru fiecare stare considerată, se pot determina diferite observabile, cum ar fi, de exemplu, elementele de matrice nucleare ale tranzițiilor Fermi sau Gamow-Teller. În plus, se poate evalua momentul spectroscopic de cuadrupol (Q_{sp}) care "măsoară" deformarea unui nucleu într-o anumită stare.

3.2 Structura exotică și dinamica nucleelor cu $A \approx 70$ aflate în jurul liniei $N=Z$ în cadrul modelului complex Excited VAMPIR

Nucleele cu numărul de masă $A \approx 70$ au un dublu impact: sunt esențiale pentru secvența de procese rp și pot oferi informații despre simetrii și interacțiuni fundamentale. Proprietățile de dezintegrare β sunt strâns legate de structura lor nucleară și, prin urmare, este necesară o tratare realistă a stărilor din nucleele părinte și fiică

pentru a obține o descriere exactă a distribuțiilor de tărie β . Evaluarea acestor distribuții este mai dificilă pentru nucleele cu $A \simeq 70$ deoarece acestea prezintă o structură și o dinamică exotică generată de coexistența și amestecul puternic de forme, amestecul de izospin și corelațiile perechilor concurente în canalele cu $T=0$ și $T=1$. Deoarece aceste nuclee sunt situate departe de valea de stabilitate β , studiile experimentale ale proprietăților lor de dezintegrare sunt foarte dificil de realizat. Așadar sunt necesare predicții teoretice pentru mediul stelar.

Pentru a descrie proprietățile acestor nuclee exotice, sunt necesare metode teoretice avansate, iar aceste probleme de structură necesită utilizarea unor spații de model mari și a unor modele ce merg dincolo de aproximația de câmp mediu.

Această secțiune prezintă structura particulară a nucleelor $A = 70$ și $A = 74$, cu $Z=N+2$, cum ar fi ^{70}Kr și ^{74}Sr , caracterizate cu modelul *complex* Excited VAMPIR.

Pentru nucleele din regiunea de masă $A \simeq 70$, spațiul modelului pentru protonii și neutronii de valență este definit de orbitalii $1p_{1/2}$, $1p_{3/2}$, $0f_{5/2}$, $0f_{7/2}$, $1d_{5/2}$ și $0g_{9/2}$ deasupra unui miez inert de ^{40}Ca .

Funcțiile de undă obținute prin procedura variațională în cadrul modelului VAMPIR evidențiază o amestecare de forme prolate-oblate semnificativă, care scade odată cu creșterea spinului. Contribuțiile configurațiilor deformate oblate și prolate la funcțiile de undă finale ale celor mai joase stări analoage ale tripletelor izovectoriali $A=70$ și $A=74$ sunt enumerate în Tabelul 3.1. Se poate observa că structura acestor nuclee este caracterizată de amestecul oblate-prolate, forma prolate fiind dominantă în cazul tripletului $A=74$. În cazul multipletului $A=70$, amestecul prolate-oblate este mai puternic decât în stările corespunzătoare ale tripletului izovector $A=74$.

Tabelul 3.1: Amestecul oblate-prolate în cele mai joase stări izobar analoage ale tripletelor izovectoriale cu $A=70$ și $A=74$. [39]

$I[\hbar]$	^{70}Se	^{70}Br	^{70}Kr
0^+	o-52%, p-48%	o-29%, p-71%	o-27%, p-73%
2^+	o-41%, p-59%	o-30%, p-70%	o-25%, p-75%
4^+	o-45%, p-55%	o-27%, p-73%	o-21%, p-79%
6^+	o-18%, p-82%	o-11%, p-89%	o-9%, p-91%
$I[\hbar]$	^{74}Kr	^{74}Rb	^{74}Sr
0^+	o-16%, p-84%	o-13%, p-87%	o-20%, p-80%
2^+	o-6%, p-94%	o-4%, p-96%	o-11%, p-89%
4^+	o-3%, p-97%	o-2%, p-98%	o-8%, p-92%
6^+	o-2%, p-98%	o-1%, p-99%	o-6%, p-94%

3.3 Predicții teoretice și compararea cu datele experimentale

În condițiile mediului stelar de temperatură și densitate ridicate ($T \approx 10^9 K$ și $\rho \approx 10^6 g/cm^3$), relevante pentru procesul rp, contribuția stărilor yrast 0^+ și 2^+ , populate termic, trebuie să fie luată în considerare la rata totală de interacțiune slabă.

În această secțiune sunt prezentate ratele evaluate pentru procesul de dezintegrare β în mediile stelare, precum și timpul de înjumătățire terestră și stelară a izotopilor ^{70}Kr și ^{74}Sr , calculate cu ajutorul modelului *complex Excited VAMPIR*.

Cazul tripletului izovector $A=70$: $^{70}\text{Kr} \rightarrow ^{70}\text{Br} \rightarrow ^{70}\text{Se}$

În Fig. 3.1 sunt desenate țăriile acumulate ale dezintegrărilor Gamow-Teller ale stărilor din ^{70}Kr , relevante pentru scenariul procesului rp, către 1^+ , 2^+ și 3^+ în nucleul ^{70}Br . Predicția VAMPIR subliniază faptul că dezintegrarea stării ^{70}Kr 0_{gs}^+ este cea mai intensă. O contribuție importantă are și dezintegrarea primei stări excitate 0^+ , dar și cea de la 2_{yrast}^+ la 3^+ în ^{70}Br .

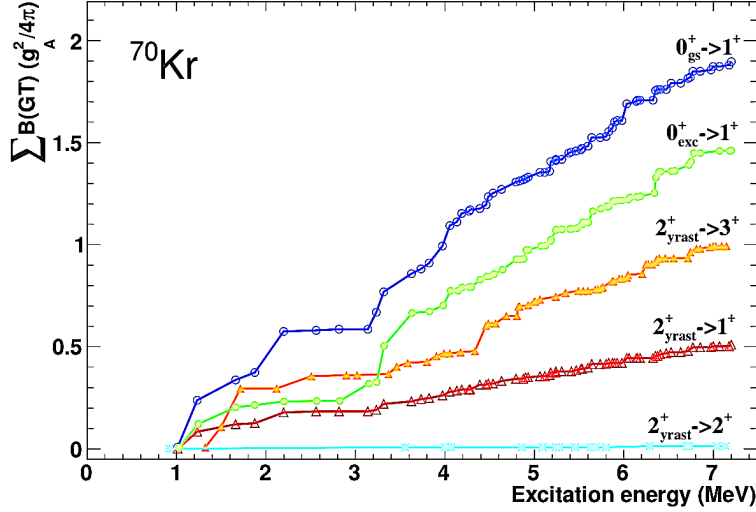


Figura 3.1: Țăriile acumulate ale dezintegrării Gamow-Teller ale stărilor 0_{exc}^+ și 2_{yrast}^+ din ^{70}Kr , relevante pentru scenariul procesului rp. [40]

În Fig. 3.2 este ilustrată rata totală de dezintegrare beta calculată în cadrul modelului VAMPIR pentru cazurile de temperatură și densitate ale procesului rp. Rezultatele arată contribuția la rata totală a ratei de dezintegrare a stărilor din ^{70}Kr , cum ar fi 0_{gs}^+ și 2_{yrast}^+ , care ar putea fi populate în condiții stelare și evoluția acestora în funcție de temperaturi și densități.

Cazul tripletului izovector $A=74$: $^{74}\text{Sr} \rightarrow ^{74}\text{Rb} \rightarrow ^{74}\text{Kr}$

A fost studiată coexistența și amestecul de configurații cu deformații diferite în nucleele tripletului cu $A = 74$. De asemenea, dinamica interacțiunii slabe a acestora a fost investigată prin caracterizarea dezintegrărilor Fermi și Gamow-Teller și prin calcularea ratelor de dezintegrare β pentru condițiile de mediu stelar ale procesului rp.

În Fig. 3.3 sunt desenate distribuțiile țăriilor acumulate ale dezintegrărilor Gamow-Teller ale ^{74}Sr . S-a obținut că dezintegrarea primei stări excitate 0^+ are cea mai mare contribuție, în timp ce dezintegrarea 2_{yrast}^+ la stările 2^+ are cea mai mică contribuție la dezintegrarea ^{74}Sr .

S-au calculat ratele de interacțiune slabă ale dezintegrării ^{74}Sr în condiții de proces rp și s-au prezis contribuțiile dezintegrărilor Fermi și Gamow-Teller la rata totală. În Fig. 3.4 este ilustrată rata de dezintegrare β^+ descompusă în contribuțiile Fermi și Gamow-Teller pentru stările posibile de populat în condiții de temperatură

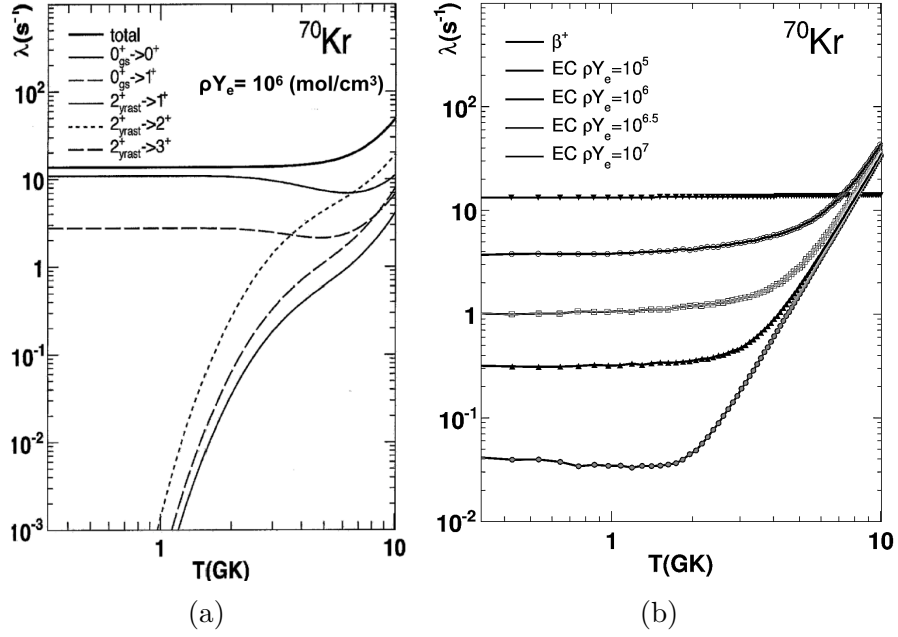


Figura 3.2: *Fig. a) prezintă rata totală de dezintegrare, descompusă în contribuțiile stărilor 0^+_{gs} și 2^+_{yrast} din ^{70}Kr , în funcție de temperatură, la densitate fixă, iar în Fig. b) sunt ilustrate ratele de dezintegrare a stării fundamentale 0^+ și a stării 2^+_{yrast} a ^{70}Kr , descompusă în contribuțiile procesului β^+ și cEC, în funcție de temperatură pentru densități specificate.*

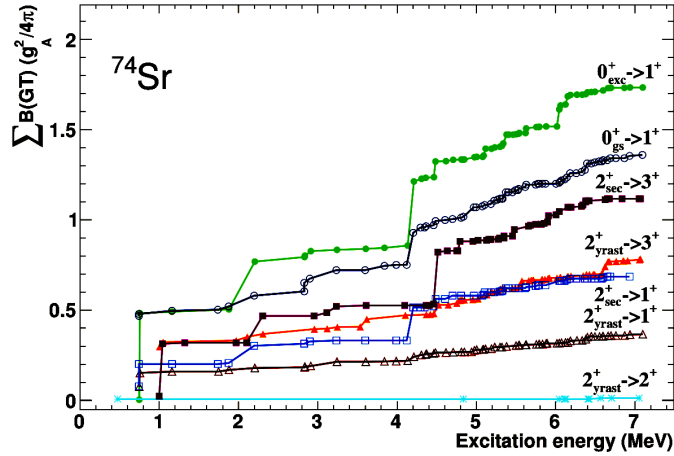


Figura 3.3: *Distribuțiile de tărie acumulate ale tranzițiilor Gamow-Teller ale stărilor joase din nucleul ^{74}Sr . [40]*

și densitate de explozie a razelor X. Conform previziunilor modelului VAMPIR, dezintegrarea Fermi $0^+ \rightarrow 0^+$ și dezintegrarea Gamow-Teller $0^+ \rightarrow 1^+$ a stării de bază au cea mai mare contribuție la rata de dezintegrare β^+ a ^{74}Sr . La o temperatură mai mare de $T = 1 \times 10^9 \text{K}$, celelalte stări de dezintegrare încep să aibă o contribuție comparabilă.

Unul dintre obiectivele modelului *complex Excited VAMPIR* este de a prezice în mod corespunzător timpul de înjumătățire terestră al izotopilor, pentru a-l compara

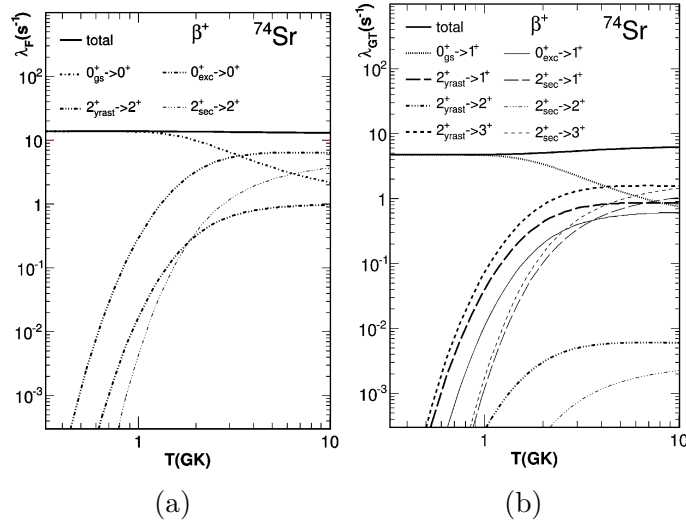


Figura 3.4: Contribuțiile ratelor de dezintegrare Feermi (figura din stânga) și Gamow-Teller (figura din dreapta) β la rata totală de interacțiune slabă a ^{74}Sr în funcție de temperatură [39]

cu valorile experimentale. Odată obținută concordanța dintre predicțiile teoretice și datele experimentale, modelul poate fi utilizat în continuare pentru a prezice în mod realist timpul de înjumătățire al nucleelor pentru diferite medii astrofizice.

Timpul de înjumătățire terestră a nucleului ^{74}Sr a fost calculat în cadrul modelului *complex Excited VAMPIR* și s-a obținut o bună concordanță cu valoarea experimentală. Rezultatele prezise sunt prezentate în Tabelul 3.2. Dezintegrarea Fermi este principalul proces de dezintegrare al stării fundamentale a ^{74}Sr .

Tabelul 3.2: Timpul de înjumătățire terestră al stării fundamentale din ^{74}Sr , prezis în cadrul modelului *complex Excited VAMPIR* și descompus în contribuțiile dezintegrărilor Fermi și Gamow-Teller. [39]

	Gamow-Teller	Fermi	VAMPIR (total)	Experiment
$T_{1/2}[\text{ms}]$	137	48	36	27(8)

Aranjamentul experimental SAMURAI29

Ideea principală a experimentului NP1412-SAMURAI29 a fost de a realiza măsurători exclusive și complete ale produșilor de reacție rezultați din disocierea izotopului de ^9C folosind sistemul de detecție și magnetul supraconductor numit SAMURAI [41], plasat în zona planului focal F13 la ieșirea din separatorul BigRIPS.

Întregul aranjament experimental este descris în detaliu în acest capitol. Unele informații referitoare la sistemul de detectori pregătit pentru acest experiment a fost prezentat anterior în Ref. [24–26].

Unul dintre cele mai importante sisteme de detecție utilizate pentru experimentul S29 este sistemul de detectori de siliciu plasat după țintă, pentru a reconstrui traiectoriile produșilor de reacție care apar în urma disocierii ^9C . Un efort major a fost dedicat pregătirii acestui sistem de detecție, de aceea o parte considerabilă a acestui capitol este dedicată descrierii sistemului de detectori de siliciu utilizat. În consecință, sunt schițate specificațiile tehnice ale detectorilor de siliciu, este prezentată electronica de *front-end* și sunt evidențiate performanțele sistemului descris, așa cum au fost observate în experimentele de testare de la HIMAC (Chiba, Japonia) și în timpul experimentelor realizate la SAMURAI.

4.1 Transportul fascicolului de-a lungul BigRIPS

4.1.1 Fragmentarea fascicolului primar și selecția fascicolului de ^9C

În timpul campaniei de experimente SAMURAI 18Oxygen 2018, fasciculul primar intens, bogat în neutroni, format din ioni ^{18}O cu o energie de 230 MeV/u, a lovit o țintă primară rotativă groasă ^9Be în planul focal F0 al separatorului BigRIPS. Aici, la ținta de producție (PT în Fig. 4.1), fasciculul primar a fost fragmentat în zbor, iar fasciculele secundare de nuclee au fost separate cu ajutorul sistemelor magnetice BigRIPS. În Fig. 4.1 este desenată linia de transport pentru fasciculul primar și, respectiv, secundar, inclusiv secvența de ciclotroane utilizată în timpul experimentului NP1412 – SAMURAI29R1 pentru accelerarea ^{18}O .

Separatorul BigRIPS este caracterizat de o acceptanță largă obținută cu deschiderile mari ale dipolilor supraconductori implicați în lanțul magnetic, iar separarea în zbor a fascicolului de ioni radioactivi se face în două etape de-a lungul BigRIPS. În prima parte a separatorului BigRIPS, se produc și se separă fasciculele radioactive secundare (între planele focale F0 și F2), iar în a doua etapă (de la F2 la F7) fasciculele secundare sunt identificate și selectate în modul eveniment cu eveni-

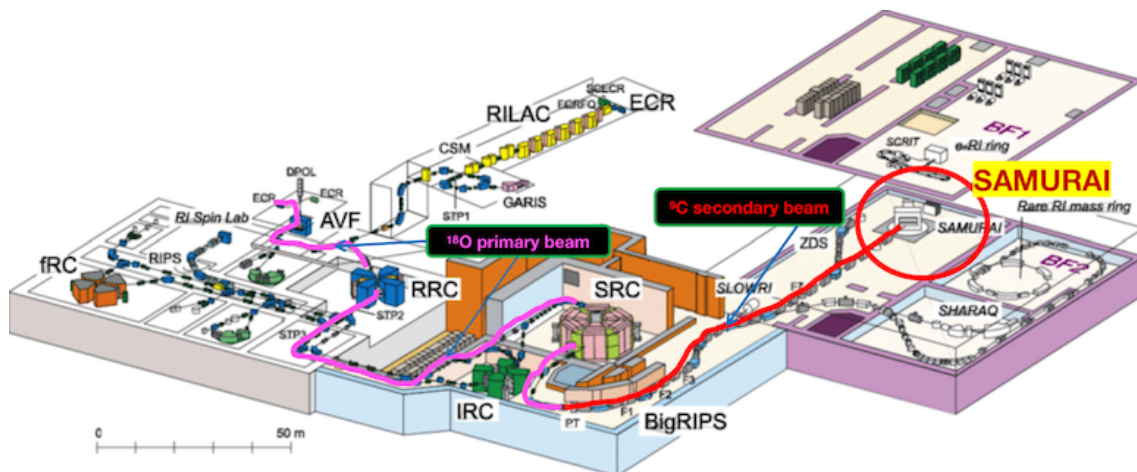


Figura 4.1: Traectoria fascicului primar de-a lungul ciclotroanelor de la RIKEN RIBF. Cu linia mov este desenat fasciculus primar ^{18}O , iar cu linia roșie este marcat fasciculus secundar. Zona roșie arată zona experimentală SAMURAI, în planul focal F13..

- modificat din Ref. [42]

ment, utilizând metoda $\delta E\text{-ToF-B}\rho$ și sunt transmise către zonele experimentale plasate în aval.

Prima parte a pregătirii experimentului a constat în simularea în LISE++ [43] a transportului fasciculelor secundare și în Geant4 a traiectoriilor produșilor de reacție din interacția cu ținta secundară plasată la F13. Aceste simulări au fost efectuate pentru diferite energii ale fasciculusului secundar: 300, 200 și 172 AMeV. Dar, în timpul experimentului, fasciculusul de ^9C transmis la ținta secundară a avut 161 AMeV, energia fiind redusă din cauza necesității unei purități ridicate și pentru aceasta au fost introduse atenuatoare de energie suplimentare (pene) pentru a îmbunătăți separarea nucleelor din fascicol.

Au fost efectuate o serie de simulări LISE++ pentru a găsi setările adecvate pentru separatorul BigRIPS pentru producerea fasciculusului secundar de ^9C (care este un nucleu bogat în protoni) pornind de la un nucleu bogat în neutroni ca fasciculus primar, așa cum este nucleul ^{18}O . Fasciculusul primar a lovit ținta de producție de Be natural de 2 mm și apoi a fost produs și separat ^9C prin tehnica de separare în zbor.

Dintre fragmentele induse de fasciculusul de ^{18}O , numai nucleele din jurul ^9C sunt transmise cu setările de selecție pentru planurile focale ale BigRIPS prezentate în Tabelul 4.1 și utilizate în timpul experimentului S29.

4.1.2 Sistemele de detecție de-a lungul separatorului BigRIPS

Pentru a identifica particulele din fasciculele secundare și pentru a reconstrui distribuțiile de impuls ale acestora, au fost montați mai mulți detectori în planurile focale F3, F5 și F7 de-a lungul liniei fasciculusului. Deoarece F3 și F7 sunt plane focale acromatice, iar F5 este momentum - dispersiv, pentru monitorizarea trans-

Tabelul 4.1: *BigRIPS focal plane settings for S29 experiment.*

	^9C beam	defocused proton beam
F0 primary target	2.059-mm of ^9Be	2.059-mm of ^9Be
D1 dipole	$B\rho = 3.3800$ Tm	$B\rho = 2.0344$ Tm
F1 wedge	7.934mm of Al @ -9.845 mrad	
F1 horizontal slits	$\pm 13\text{mm}$	$\pm 2\text{mm}$
D2 dipole	$B\rho = 3.1276$ Tm	$B\rho = 1.9834$ Tm
F2 horizontal slits	$-6\text{mm} / +3\text{mm}$	$\pm 10\text{mm}$
F2 vertical slits	$\pm 20\text{mm}$	$\pm 20\text{mm}$
D3 dipole	$B\rho = 3.0691$ Tm	$B\rho = 1.9735$ Tm
D4 dipole	$B\rho = 3.0691$ Tm	$B\rho = 1.9735$ Tm
F5 horizontal slits	$\pm 20\text{mm}$	$\pm 15\text{mm}$
F5 wedge	2.0mm of Al @ -1.6 mrad	
D5 dipole	$B\rho = 2.9920$ Tm	$B\rho = 1.9601$ Tm
D6 dipole	$B\rho = 2.9920$ Tm	$B\rho = 1.9601$ Tm
F7 horizontal slits	$-6.5\text{mm} / +3.5\text{mm}$	$\pm 5.0\text{mm}$
STQ15-STQ16	$B\rho = 2.9312$ Tm	$B\rho = 1.9500$ Tm
STQ17-STQ18	$B\rho = 2.8729$ Tm	$B\rho = 0$ Tm (powered off)
STQ18-STQ25	$B\rho = 2.8729$ Tm	$B\rho = 0$ Tm (powered off)
Run duration	51 h	3 h

misiei fascicolului de-a lungul separatorului BigRIPS a fost instalată câte o pereche de PPAC-uri ("Parallel Plate Avalanche Counter") la fiecare plan focal, iar pentru informațiile de timp au fost instalați doi scintilatori din plastic la F3 și F7. În timpul măsurătorilor de fizică, impulsul fascicolului secundar a fost determinat din măsurătorile de ToF.

4.2 Sistemul de detecție SAMURAI

Configurația de detecție utilizată pentru a atinge obiectivele experimentului, în timpul măsurătorilor fizice, a fost compusă din două părți: spectrometrul magnetic SAMURAI și un nou sistem de detectori de siliciu plasați între țintă și intrarea magnetului SAMURAI. Prin utilizarea acestei configurații de detecție a fost posibilă efectuarea de măsurători inclusive și exclusive ale disocierii izotopului de ^9C .

În Tabelul 4.2 sunt enumerate principalele caracteristici ale fasciculelor secundare transmise în zona experimentală F13 în cadrul experimentului SAMURAI29 pentru studiul reacției de separare a protonului din ^9C .

Spectrometrul SAMURAI este compus din magnetul supraconductor SAMURAI [41], caracterizat de o deschidere în poziție mare care rezolvă un interval mare de impuls precum și un sistem standard de detectori utilizați în majoritatea experimentelor. Scopul utilizării magnetului SAMURAI în timpul experimentelor este pentru a asigura separarea traiectoriilor produșilor de reacție astfel încât aceștia să fie detectați în coincidență.

Detectorii standard SAMURAI utilizați în cadrul experimentului S29, pornind

Tabelul 4.2: *Principalele caracteristici ale fasciculelor secundare utilizate în cadrul experimentului SAMURAI29 pentru studiul disocierii ^9C .*

	Nuclear breakup	Coulomb dissociation	Empty target run
Primary beam:		$^{18}\text{O}^{8+}$	
Primary beam energy:		$\approx 228 \text{ MeV/u}$	
Primary beam intensity:		$\approx 3800 \text{ enA}$	
Primary target:		$2.059 \text{ mm } ^9\text{Be}$	
Secondary beam:		^9C	
Secondary beam energy on target :		160 MeV/u	
Secondary beam intensity :	$1.9 \times 10^4 \text{ Hz}$	$3.8 \times 10^4 \text{ Hz}$	$3.7 \times 10^4 \text{ Hz}$
Secondary target :	$425 \mu\text{m } ^{12}\text{C}$	$150 \mu\text{m } ^{208}\text{Pb}$	empty frame
Time of measurement :	5 hours	44 hours	3 hours

de la intrarea fascicolului în zona SAMURAI, sunt: doi scintilatori din plastic utilizați pentru declanșarea achiziției de date și pentru măsurarea pierderii de energie și sincronizarea temporală (SBT1&SBT2), două camere de drift pentru a reconstrui spațiul fazelor al fasciculului secundar de ^9C incident pe țintă (BDC1&BDC2), două perechi de detectori GLAST din siliciu, o cameră de drift (FDC0) utilizată pentru reconstrucția spațiului fazelor a fragmentelor rezultate, două hodoscoape formate din scintilatori plastic (HODF24 & HODP16), amplasate la fereastra de ieșire din magnetul SAMURAI pentru măsurarea timpului de zbor și a pierderii de energie a produșilor de reacție, precum și două camere de drift utilizate pentru reconstrucția traiectoriilor protonilor rezultați (PDC1&PDC2).

În Fig. 4.2 este prezentată configurația experimentului SAMURAI29. Cu linia roșie este desenată traiectoria fasciculului secundar, liniile verzi sunt folosite pentru a arăta traiectoriile protonilor, cu cyan sunt marcate traiectoriile fragmentelor ^8B și cu liniile negre sunt desenate traiectoriile așteptate ale ^7Be . La fel ca în toate experimentele din campania ^{18}O , magnetul SAMURAI a fost utilizat pentru a analiza rigiditatea produșilor de reacție.

4.3 Performanțele sistemului de silicii GLAST

Această secțiune este subiectul unei lucrări publicate și identificată ca Ref. [6].

În cazul studiilor de fizică nucleară efectuate în timpul experimentelor la energii intermediare și înalte este esențial să se asigure o electronică de procesare a semnalelor de mare densitate a datelor. Deoarece aceste investigații sunt efectuate la energii mari ale fasciculului, unghiurile de emisie ale particulelor sunt mici, fiind favorizată cinematica la unghiuri înainte. Pentru a măsura astfel de unghiuri mici avem nevoie de detectori cu granularitate mare și cu o bună rezoluție în poziție.

Abordarea propusă în cadrul experimentului S29 necesită un sistem de detectori și un sistem de procesare a semnalelor cu interval dinamic de amplificare mare, astfel încât să poată fi detectați atât protonii, cât și ionii grei produși în reacție. De exemplu, în cazul studiilor de disociere coulombiană, măsurătorile distribuției unghiulare sunt esențiale pentru a separa contribuțiile multipolarităților E1 și E2

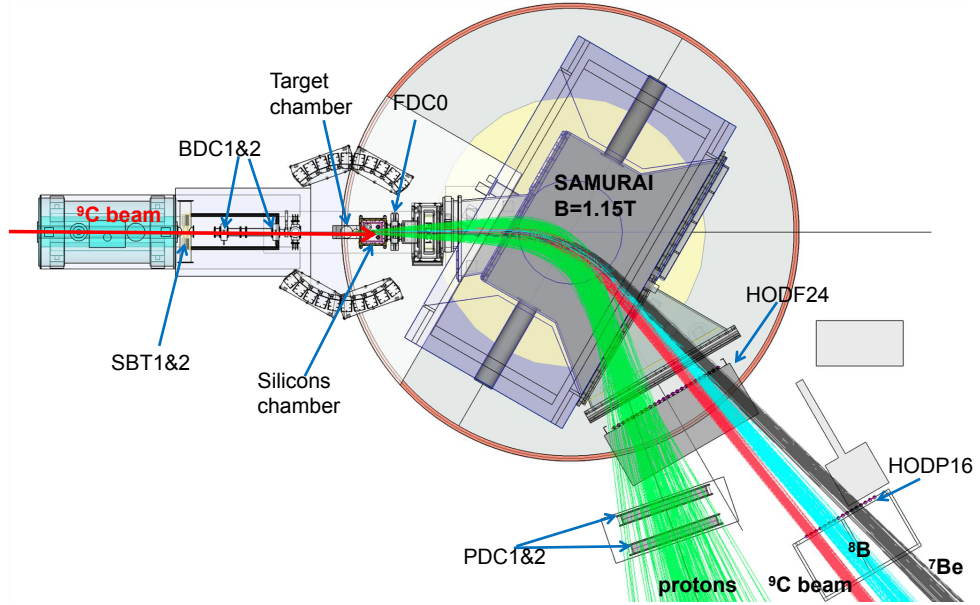


Figura 4.2: *Schița zonei experimentale SAMURAI configurată pentru experimentul SAMURAI29. În plus, sunt ilustrate și traiectoriile produșilor de reacție. Imagine prezentată în Ref. [25]*

la secțiunea transversală totală de disociere. Aceasta implică o bună determinare atât a direcției proiectilului care intră în țintă, cât și a direcției celor doi sau mai mulți produși de disociere care apar. O altă cerință experimentală importantă este măsurarea distribuției de impuls, care oferă informații cu privire la mecanismele de reacție și structura particulelor, acesta fiind principalul obiectiv experimental al studiilor de disociere. Pe scurt, sistemul de detecție și electronica de procesare a semnalelor trebuie să aibă un domeniu dinamic de amplificare mare, să poată gestiona rate de numărare ridicate și să fie replicate la un cost redus, astfel încât să permită procesarea unui număr mare de canale. De asemenea, sistemul trebuie să fie suficient de versatil pentru a putea gestiona varietatea de experimente RIB preconizate [6].

Sistemul de detecție prezentat satisface aceste cerințe și a fost proiectat pentru a fi utilizat în experimentele cu spectrometrul SAMURAI [41]. Sistemul constă din 4 detectori în benzi de siliciu (SSD) cu suprafață activă mare, echipat cu preamplificatoare ASIC frontale cu capacități de amplificare dublă și electronica de citire externă a semnalelor bazată pe tehnologia HINP [44]. Acest sistem de detecție este conceput pentru a completa configurația experimentală de la SAMURAI, cu accent pe experimentele cu RIB-uri bogate în protoni. Distanța dintre stripurile (benzile) SSD asigură o rezoluție în poziției la nivel sub-milimetric, în timp ce amplificarea dinamică mare a electronicii ($\sim 3.000 - 10.000$) permite măsurători simultane ale protonilor și ionilor grei produși în aceeași reacție.

Principalele caracteristici tehnice ale senzorilor GLAST sunt enumerate în Tabelul 4.3, iar descrierea tehnică completă a acestor detectori poate fi găsită în Refs. [45; 46].

Pentru a obține poziția 2D (x,y) a particulelor, fiecare doi detectori (1D) de siliciu sunt roțiți alternativ cu 90° și împart același cadru PCB cu contactele electrice

Tabelul 4.3: *Characteristics of the GLAST-type sensors.*

Properties	Specifications
Active area	$87.55 \times 87.55 \text{ mm}^2$
n-type substrate thickness	$325 \text{ }\mu\text{m}$
Readout pitch size	$228 \times 3 = 684 \text{ }\mu\text{m}$
Final number of p^+ strips per layer	$384 / 3 = 128$
Full depletion voltage	-90 V
Width of implant strip	$56 \text{ }\mu\text{m}$
Interstrip capacitance	$< 7 \text{ pF}$

lipite pe fiecare parte a acestuia, creând o configurație spate în spate.

Sistemul de detecție complet este format din două perechi de SSD dispuse perpendicular pe linia de fascicul și centrate, ca în Fig. 4.3. În scopul compactării mecanice și electrice a întregului ansamblu, fiecare pereche este rotită cu 45° în jurul axei fasciculului. Prima pereche este plasată la 30 cm după țintă, iar distanța dintre cele două perechi este, de asemenea, de 30 cm. Detectorii sunt montați în calea fasciculului, între ținta secundară și intrarea în magnetul SAMURAI, pentru a reconstrui traiectoriile particulelor emise la unghiuri mici de împrăștiere în jurul valorii de 0 grade. Detalii suplimentare pot fi găsite în Ref. [26].

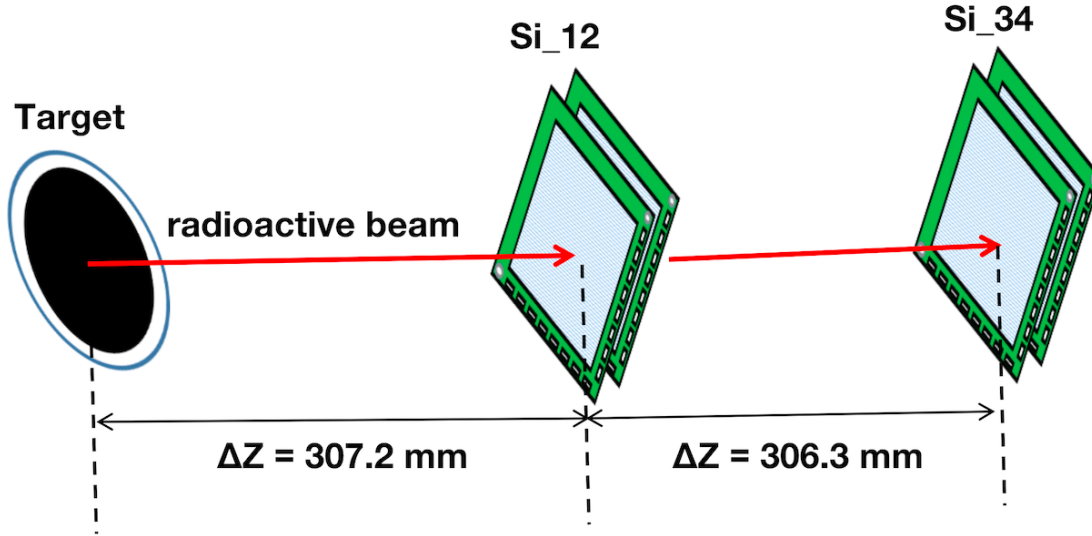


Figura 4.3: *Schema aranjamentului experimental al sistemului de detectori de siliciu amplasați după țintă.* [6]

4.3.1 Electronica DGCSP și HINP16

Soluția pentru electronica front-end este dictată de cerința de proiectare de a instrumenta un număr mare de canale de semnale și de cerințele privind amplificarea dinamică mare. Pentru a rezolva cea de-a doua cerință, sistemul a fost proiectat pentru a detecta atât protoni rapizi, cât și fragmente până la Sn ($Z = 50$) cu energii

cinetice între 100 și 350 AMeV. Astfel, sistemul este capabil să măsoare pierderi de energie de la 100 – 200 keV până la câteva sute de MeV.

Având în vedere numărul mare de semnale de la cele patru SSD, a fost necesară utilizarea unui sistem electronic foarte compact care să utilizeze tehnologia circuitelor integrate specifice aplicațiilor (ASIC), astfel încât semnalele de protoni și de ioni grei să poată fi procesate în mod simultan.

Acest lucru a fost realizat prin intermediul unei sistem electronic personalizat constând într-un nou ASIC cu preamplificatoare sensibile la sarcină cu dublă amplificare, denumit DGCSP, fiind completat de către cipurile ASIC denumite HINP16.

Cel de-al doilea ASIC din electronica de procesare a semnalelor, dezvoltat de grupurile Washington University și Southern Illinois University [44], are preamplificatoare interne care pot fi evitate, pentru a accesa direct logica și electronica de procesare liniară a semnalelor. Ramura logică are un discriminator cu fracție constantă (CFD), iar cea liniară are doi formatori de semnale (care funcționează în paralel), fiecare ramură fiind echipată cu un circuit de detecție și înregistrare a semnalelor.

Cu acest preamplificator nou dezvoltat, cu amplificare duală, semnalele de energie mici (min. 100 keV) și mari (până la 900 MeV) sunt procesate selectiv în ramurile de amplificare mare și mică ale circuitului și se realizează un interval dinamic mare de amplificare de până la 10^4 .

În total, sunt utilizate 32 de preamplificatori DGCSP pentru a procesa 1024 de semnale ($4 \text{ detectori} \times 128 \text{ de benzi} \times 2 \text{ ieșiri}$); fiecare detector de siliciu a fost deservit de 8 plăci DGCSP. Acești preamplificatori sunt asamblați într-o structură compactă de tip stivă și montați așa cum se arată în Fig. 4.4. Rotirea senzorilor de siliciu cu 45° , permite ca preamplificatorii să fie montați aproape de detectori și să fie operați în interiorul camerei de vid. Amplificatorul DGCSP poate oferi o amplificare dinamică mare de aproximativ 10^4 datorită designului cu două canale, două amplificări și două ieșiri. Această amplificare dinamică vine cu prețul dublării numărului de canale descendente necesare, ceea ce amplifică necesitatea unui ASIC pentru cel de-al doilea etaj furnizat de HINP16.

Pentru a citi și controla cipurile HINP, au fost utilizate 2 plăci de bază HINP (MB), fiecare conținând 16 preamplificatori HINP și, astfel, 512 canale au fost deservite de fiecare dintre cele două MB. Software-ul sistemului HINP permite utilizatorului să activeze/dezactiveze fiecare canal de intrare (corespunzător unui strip de detector) a cipului HINP16 din masca de discriminare, să seteze pragul individual pentru fiecare canal, să selecteze polaritatea semnalului de intrare în CSA, să seteze un mod de amplificare global pentru fiecare preamplificator HINP și să inspecteze semnalele de la CSA și de la formatorul de semnale. De asemenea, placa de bază poate distribui un semnal de impuls de intrare de test către toți preamplificatorii, în conformitate cu polaritatea setată.

4.3.2 Performanțe

Fig. 4.5 arată performanța ramurei cu amplificare mică a ASIC-ului DGCSP, cuplat la un detector de siliciu care a fost iradiat cu un fascicul secundar de ioni grei produs în urma fragmentării fascicului primar de ^{132}Xe la 200 AMeV și o intensitate de 1.2 kHz. Energia depusă în stratul de siliciu este marcată cu ΔE și ToF reprezintă

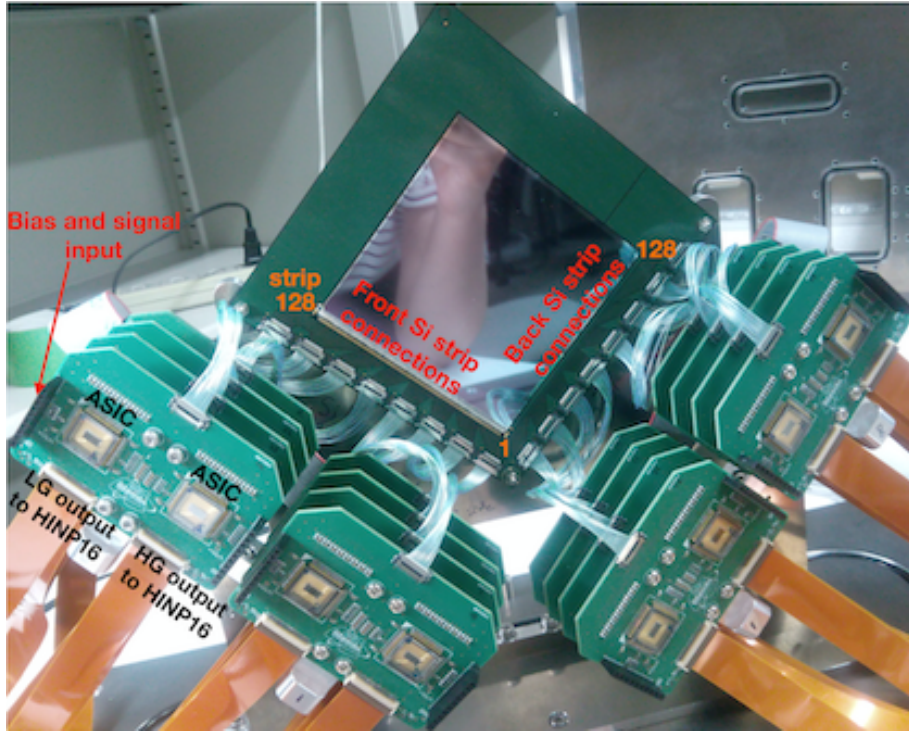


Figura 4.4: O pereche de detectori de siliciu roțiți la 45° și montați pe cadrul de susținere echipat cu preamplificatorii cu amplificare duală (DGCSP).

timpul de zbor al ionilor prin separatorul de fragmente. Rezoluția ΔE este de aproximativ 1% pe domeniul dinamic larg acoperit de ramura LG (până la 1 GeV). Selectând evenimentele din caseta roșie și proiectând pe axa energiei, se realizează graficul 1D de identificare a particulelor (PID), Fig. 4.5 partea dreaptă.

În Fig. 4.6 este ilustrată măsurarea ΔE cu ramura HG a preamplificatorilor, pentru fascicule de protoni, la două energii diferite. Energiile incidente ale protonilor au fost selectate pentru a fi similare cu cele așteptate în cele două experimente de disociere de la SAMURAI. Pentru protonii de 230 MeV (150 MeV), energia cedată în stratul de siliciu este de aproximativ 200 keV (300 keV). Aceste teste au confirmat faptul că acest sistem electronic a atins domeniul de amplificare dinamic necesar și pragul de detecție de energii joase de până la 100 keV.

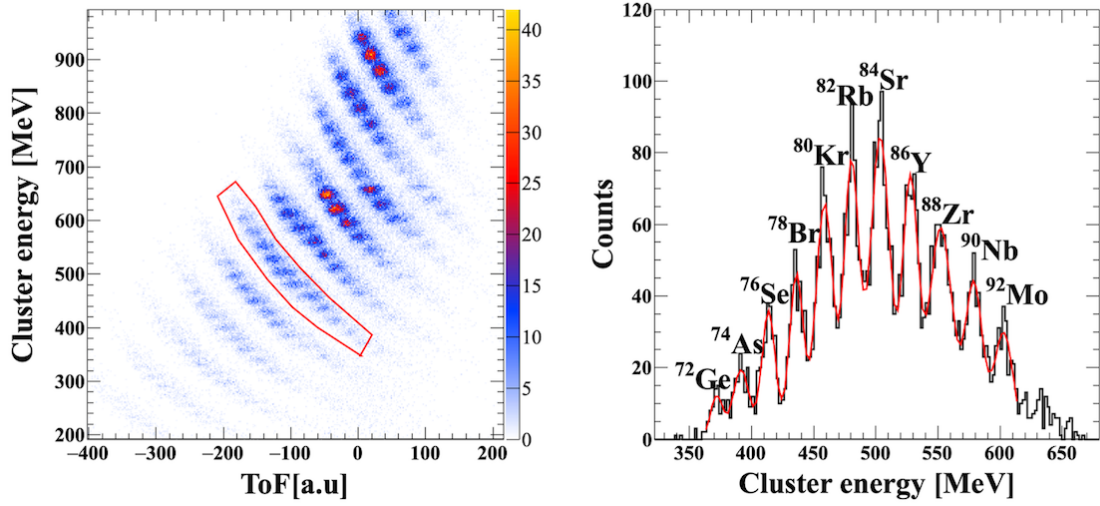


Figura 4.5: Rezultatele experimentale pentru canalul DGCSP cu amplificare mică obținute în timpul experimentului de test de la HIMAC. În figura din stânga este prezentat PID bidimensional al fascicului și cu tăietura grafică roșie sunt selectate nucleele cu $A/Q = 2.19$. Figura din dreapta rezultă atunci când datele din poarta indicată de caseta roșie sunt proiectate pe axa energiei.

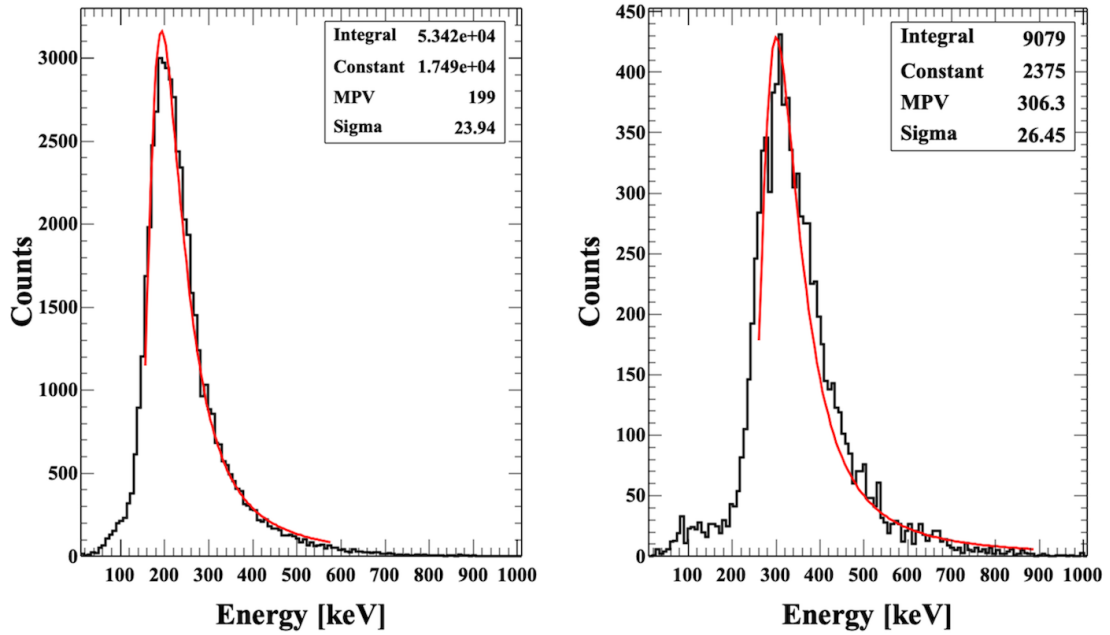


Figura 4.6: Semnale de protoni măsurate cu canalul HG în timpul experimentului de testare HIMAC. În figura din stânga (dreapta) sunt pentru protoni cu 230 MeV (150 MeV).

Procedura de analiză a datelor

Scopul acestui capitol este de a prezenta analiza offline a datelor experimentului SAMURAI29. Prin urmare, este prezentată procedura experimentală de accesare a observabilelor necesare pentru a constrânge modelele teoretice legate de mecanismul de reacție.

5.1 Selecția evenimentelor pentru fiecare tip de proces studiat

Mărimile fizice care au fost introduse în Capitolul 2 și care sunt importante pentru a descrie reacția de separare a unui sau a mai multor nucleoni dintr-un proiectil, sunt obținute experimental prin măsurători inclusive, în care se măsoară doar fragmentul mai greu, sau prin măsurători exclusive, în care se măsoară chiar și nucleonii separați. În timpul experimentului S29, au fost utilizate ambele tipuri de abordări. Măsurarea exclusivă a fost posibilă în principal datorită utilizării detectorilor SSD amplasați după țintă și datorită faptului că electronica asociată acestora a fost capabilă să măsoare protonii, ca un rezultat important al intervalului dinamic mare de amplificare.

În Fig. 5.1 este ilustrată identificarea nucleelor prezente în fasciculul secundar, unde "SBT_QRaw [adc]" este energia necalibrată măsurată cu SBT1 și SBT2 și "TOF_F13_F7 [ns]" este diferența de timp dintre scintilatorii montați în planele focale F7 și F13. În figură se poate observa că puritatea ^9C este de 91% în fasciculul secundar. Contaminanții sunt ^8B , ^7Be și ^6Li și au fost utilizați pentru a studia alte reacții de separare a protonilor ca o validare suplimentară cu literatura de specialitate a rezultatelor acestui experiment și a procedurii de analiză.

După identificarea și selectarea proiectilelor cu ajutorul PID-ului realizat cu scintilatorii plastici (F7 și SBT), se identifică și produșii de reacție, ținând cont de tipul de măsurare realizat. Pentru măsurătorile inclusive, doar fragmentul este identificat în detectorii montați după țintă, în timp ce pentru măsurătorile exclusive (precum canalul de difracție în cazul disocierii nucleare) nucleonul și miezul trebuie măsurate în coincidență.

Scopul experimentului a fost de a măsura reacția de separare a protonului din ^9C în câmpuri nucleare și Coulomb. Dar și canalele de separare a doi și trei protoni sunt importante pentru studiile privind mecanismul de reacție. Prin urmare, fragmentele care trebuie să fie identificate și măsurate sunt ^8B , ^7Be și ^6Li .

Identificarea fragmentelor la poziția fiecărui hodoscop a fost realizată prin măsurarea timpului de zbor (de la țintă la fiecare hodoscop) și a pierderii de energie în bările scintilatoare. Deoarece nu s-a folosit niciun detector de poziție pentru frag-

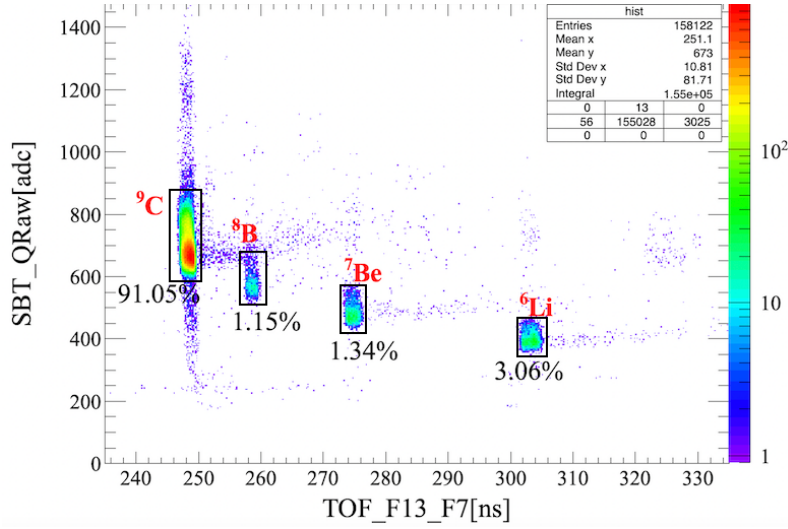


Figura 5.1: Identificarea ionilor din fascicul în planul focal F13, măsurători fizice pe o țintă de Pb. Pe axa X se află ToF între planul focal F7 și F13, iar pe axa Y este energia medie cedată (necalibrată) de către nuclee în scintilatorii SBT1 și SBT2. Pe grafic este menționată compoziția fasciculului secundar de cocktail.

mente la ieșirea din magnetul SAMURAI pentru a determina numărul de sarcină atomică și A/Q pentru ionii grei, selecția nucleelor se face doar prin selecția pierderii de energie și TOF. În Fig. 5.2, identificarea particulelor este ilustrată în bara 19 a detectorului HODF24.

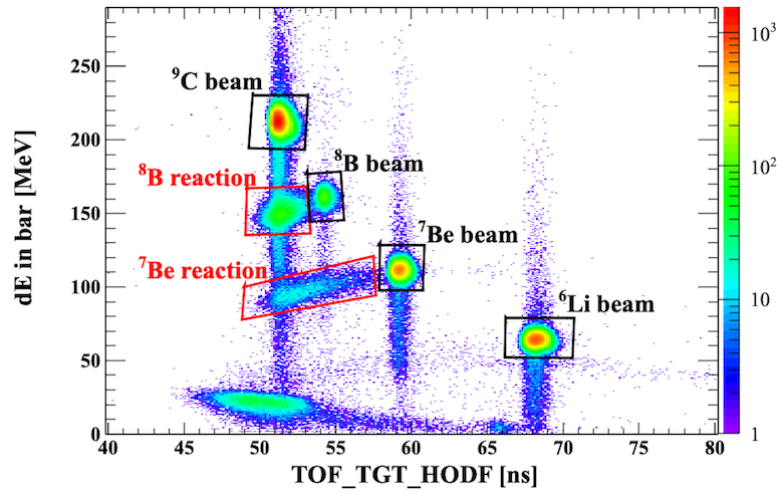


Figura 5.2: Identificarea particulelor în bara 19 din HODF24. În chenarele negre sunt marcate proiectilele care nu au reacționat, iar cu roșu sunt evidențiate fragmentele produse în timpul reacției, cum ar fi ^8B și ^7Be care rezultă în urma separării protonului din ^9C .

Fig. 5.3 prezintă un spectru de energie acumulat pentru canalul de separare a unui proton din ^9C , prin măsurarea în coincidență a protonului și a miezului de ^8B . Aceste date utilizează primul strat de siliciu și necesită selecția produșilor de reacție și în ceilalți detectori de la SAMURAI.

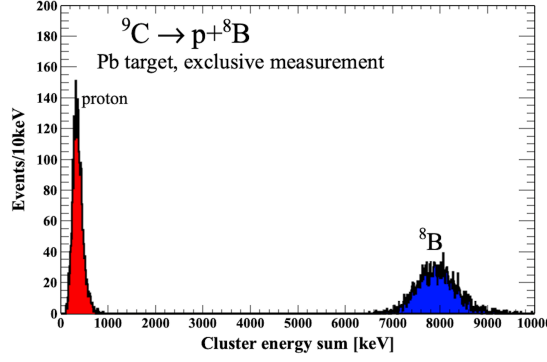


Figura 5.3: Protonul și ^8B măsurate în coincidență în primul strat de SSD.

Unul dintre principalele avantaje ale utilizării sistemului de detectori de siliciu amplasați imediat după țintă, înainte de curbarea traiectoriilor prin magnetul SAMURAI, este posibilitatea reconstrucției punctului de vertex al reacției.

Fig. 5.4 prezintă distribuția evenimentelor de disociere de-a lungul axei fasciculului, rezultate în urma reconstrucției pozițiilor produșilor de reacție. Această reconstrucție a vertexurilor de reacție ajută la eliminarea evenimentelor nedorite (de background) provenite din interacțiunea fasciculului cu materialele detectorilor amplasați în calea sa, de exemplu, aerul din fața țintei și prima pereche de detectori de siliciu care pot produce ei înșiși reacții nucleare. Liniile verticale de pe grafic sunt utilizate pentru a marca poziția măsurată a ferestrei de vid montată la intrarea în camera țintei, poziția țintei în interiorul camerei de vid și poziția primei perechi de detectori de siliciu. În plus, a existat un spațiu de aer de 80 cm pe linia fasciculului în amonte de camera țintei [6].

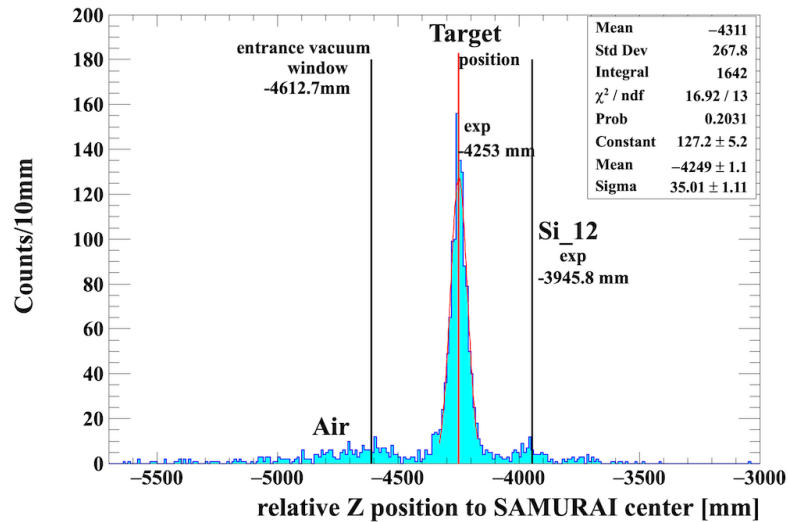


Figura 5.4: Reconstrucția vertexului de reacție în jurul țintei. Poziția este reprezentată în raport cu centrul spectrometrului magnetic SAMURAI. [6]

5.2 Reconstrucția impulsului

Impulsul proiectilului înainte de țintă a fost evaluat pe baza măsurărilor de timp de zbor (TOF) cu scintilatorii din plastic amplasați în planele focale F7 și F13 de-a lungul separatorului BigRIPS și este ilustrat în Fig. 5.5.

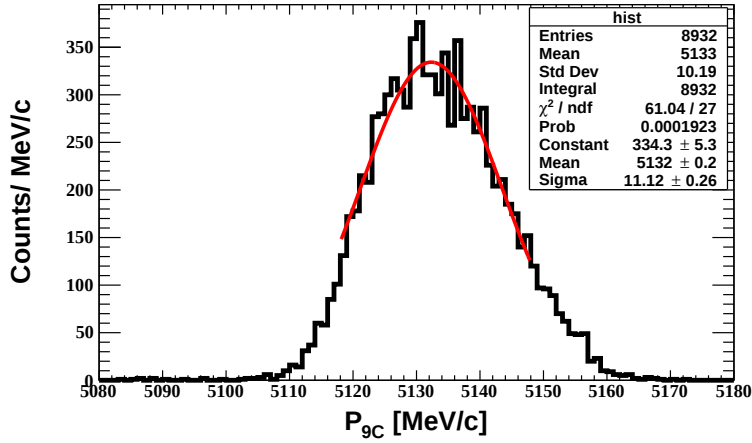


Figura 5.5: Impulsul fascicului de ^9C în mijlocul țintei de carbon.

Pozițiile măsurate în detectorii amplasați la intrarea și ieșirea din magnetul SAMURAI au fost folosite pentru a determina rigiditatea magnetică a fiecărui produs de reacție prin simulări Monte Carlo cu pachetul Geant4 [47]. Mai mult, înainte de experiment, simulările Geant4 au fost utilizate pentru a stabili pozițiile optime ale detectorilor de la ieșirea din magnetul SAMURAI, pentru a obține acceptanța geometrică maximă.

În Fig. 5.6 sunt ilustrate separarea produsilor de reacție în câmpul magnetic și traiectoriile acestora la ieșirea din SAMURAI, ca rezultat al simulărilor Monte Carlo realizate în Geant4.

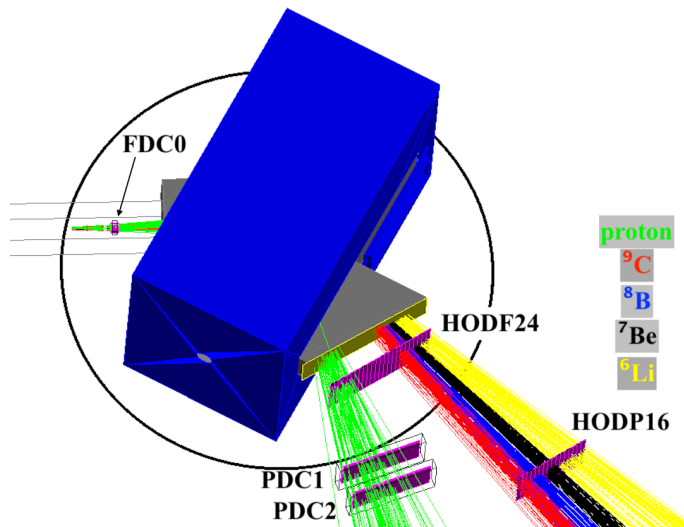


Figura 5.6: Simulare Geant4 de curbare a traiectoriilor particulelor prin spectrometrul SAMURAI.

Rigiditatea magnetică a fiecărui produs de reacție este simulată prin utilizarea clasei "TMultiDimFit" din ROOT [48]. Folosind această procedură, se evaluează $B\rho$ ca o funcție de polinoame multidimensională (MDF) ai cărei termeni sunt pozițiile și unghiurile măsurate cu detectorii montați la intrarea și la ieșirea din dipolul SAMURAI. Ulterior, funcția simulată este aplicată datelor experimentale și, interpolând în intervalul simulat pentru fiecare parametru (unghi sau poziție în detectori), se evaluează $B\rho$.

Folosind procedura de reconstrucție a momentului descrisă mai sus, a fost reconstruită distribuția de impuls a protonului, fiind ilustrată în Fig. 5.7. Aceasta este reconstruită pentru cazul disocierii ${}^9\text{C}$ pe o țintă de Pb.

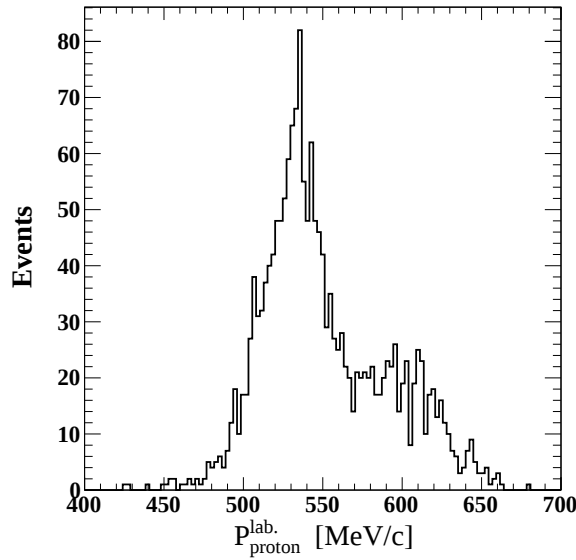


Figura 5.7: Distribuția de impuls a protonilor produși în urma disocierii ${}^9\text{C}$ pe țintă de Pb.

5.3 Cinematica reacției și metoda masei invariante

Cu excepția caracteristicilor stării finale a țintei, vitezele fasciculului și ale produselor de reacție precum și unghiurile de împrăștiere au putut fi evaluate în analiza datelor offline, datorită combinației dintre sistemul de detectori de siliciu și spectrometrul SAMURAI utilizat în timpul experimentului.

Cu ajutorul camerelor de drift plasate înaintea țintei, s-a determinat unghiul fiecărui nucleu de ${}^9\text{C}$ incident din fascicul. Utilizând detectorii de siliciu, am determinat unghiurile de emisie ale produșilor de reacție (nuclee ${}^8\text{B}$ și protoni) după disociere. Fig. 5.8 prezintă distribuțiile unghiulare reconstruite ale particulelor emergente și, de asemenea, a fost reconstruit unghiul de împrăștiere a ${}^9\text{C}$ excitat chiar înainte de disociere (Fig. 5.9).

Conform dinamicii procesului de disociere, energia relativă dintre proton și nucleul de ${}^8\text{B}$ dă mărimea vitezei lor relative. Cele două componente comparabile

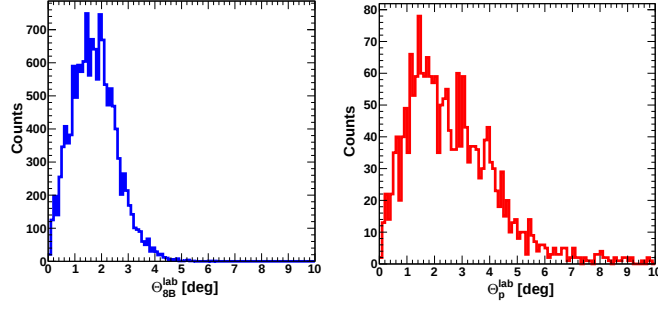


Figura 5.8: Distribuția unghiulară a particulelor emergente, în laborator: unghiul de emisie al 8B (albastru) și al protonului (roșu), rezultate din disocierea lui 9C pe o țintă de Pb.

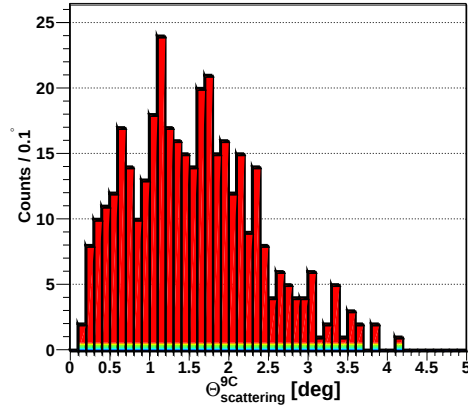


Figura 5.9: Distribuții unghiulare de împrăștiere ale $^9C^*$ pe ținta de Pb.

ale distribuției vitezei relative reprezintă o dovadă a disocierii în două corpuri, iar sfera cinematică asociate poate fi reconstruită, precum este ilustrat în Fig. 5.10.

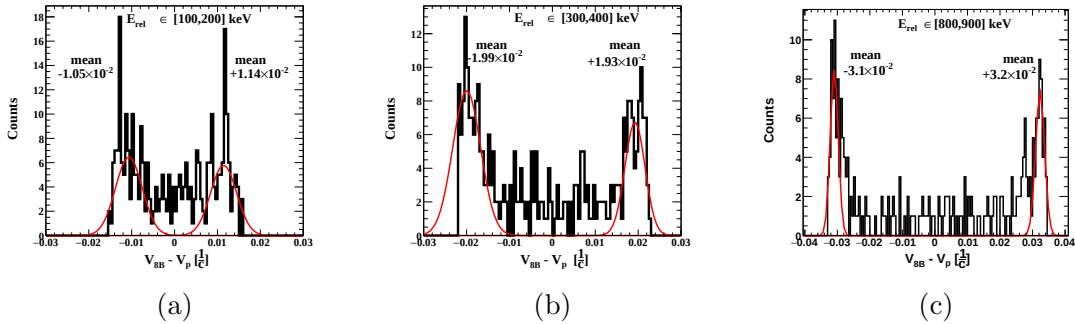


Figura 5.10: Distribuția vitezei relative a protonului și a 8B în laborator.

5.4 Funcția de răspuns experimentală

La evaluarea eficienței experimentale totale, trebuie luate în considerare trei aspecte: eficiența analizei, eficiența intrinsecă a detectorilor și unghiul solid sub-întins al fiecărui detector (eficiență geometrică).

Eficiența geometrică a instalației experimentale poate fi evaluată cu ajutorul simulărilor Monte Carlo efectuate în Geant4. Întregul ansamblu de detectori este reprodus în simulări și se evaluează eficiența de coincidență a detectorilor. Eficiența experimentală depinde în mare măsură de dinamica reacției. Energia relativă a produșilor de reacție și unghiul de împrăștiere a proiectilului sunt factorii principali care influențează acceptanța. În Fig. 5.11 este ilustrată funcția de răspuns experimentală simulată pentru canalul de separare a unui proton din ${}^9\text{C}$ pe o țintă de plumb.

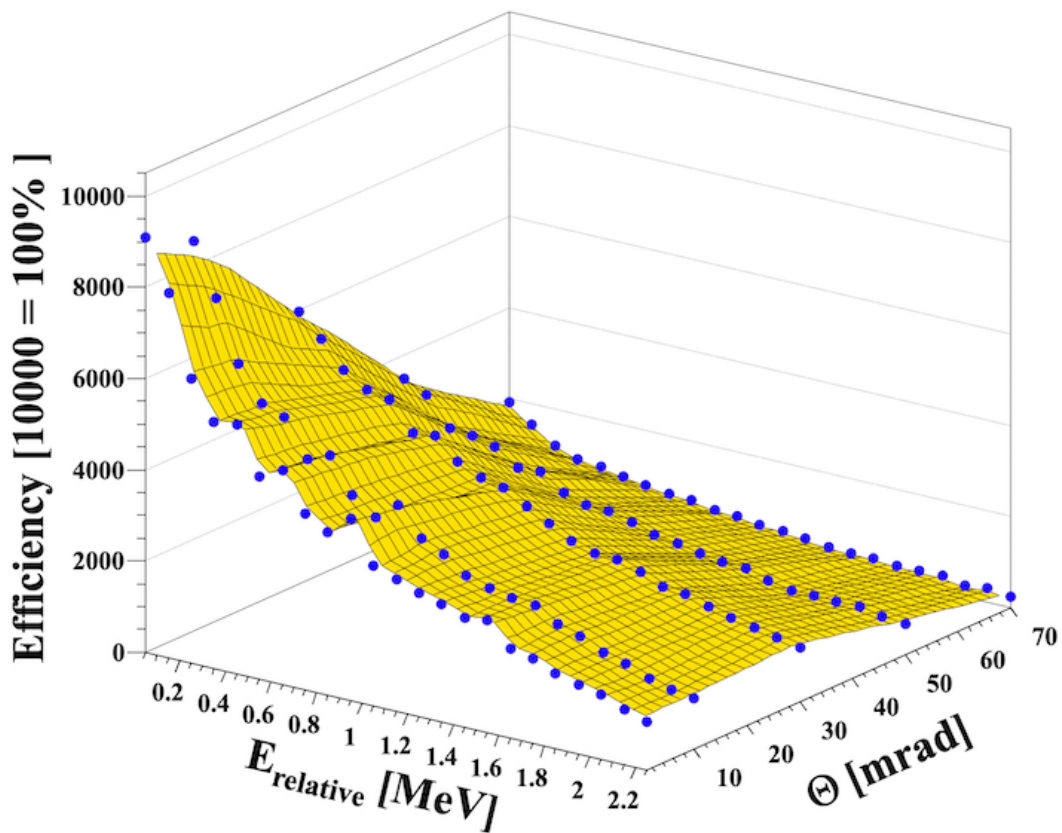


Figura 5.11: *Funcție de răspuns bidimensională dependentă de energia relativă a protonului și de unghiul de împrăștiere a ${}^9\text{C}$ pe ținta de Pb.*

Rezultate experimentale

Scopul acestui capitol este de a prezenta rezultatele preliminare privind disocierea izotopului ^9C în câmp nuclear și coulombian, obținute în timpul experimentului S29. Sunt prezentate distribuțiile de impuls și secțiunile transversale parțiale. Predicțiile teoretice nu sunt finalizate și, prin urmare, comparația dintre experiment și teorie este raportată doar pentru mărimile fizice pentru care predicțiile au fost furnizate la momentul redactării tezei.

6.1 Disocierea Coulomb

Este prezentată separarea unui proton în câmpul Coulomb al unei ținte de Pb pentru nucleul ^9C . Măsurătorile exclusive au fost realizate în scopul verificării dacă predicțiile teoretice detaliate ale disocierii Coulomb sunt capabile să redea datele experimentale.

Deoarece măsurarea exclusivă a putut fi realizată cu succes, s-a aplicat tehnica masei invariante pentru a reconstrui spectrul energetic de excitație. Prin măsurarea vectorului impulsului pentru ambii produși de reacție, așa cum s-a detaliat în capitolul anterior, din legile de conservare a energiei și impulsului este determinată masa invariantă a stării inițiale a nucleului părinte (pentru cazul $^9\text{C} \rightarrow p + ^8\text{B}$) ca fiind :

$$\begin{aligned} M_{inv}^2 c^4 &= (E_p + E_{sB})^2 - (\vec{P}_p + \vec{P}_{sB})^2 \cdot c^2 \\ &= M_p^2 c^4 + M_{sB}^2 c^4 + 2 \cdot \gamma_p \cdot M_p c^2 \cdot \gamma_{sB} \cdot M_{sB} c^2 \cdot (1 - \beta_p \beta_{sB} \cdot \cos \Theta_{p sB}) \end{aligned} \quad (6.1)$$

unde $M_i c^2$ este energia de repaus a fiecărei particule, γ_i este factorul Lorentz corespunzător fiecărui produs de reacție și β_i este viteza fiecărei particule. E_i și $\vec{P}_i$ sunt energia totală și vectorii-impuls ai particulelor.

Au fost realizate mai multe simulări Monte Carlo pentru a construi spectrul de energie de excitație al izotopului ^9C , pentru a stabili pozițiile detectorilor și pentru reconstrucția vectorilor-impuls ai produșilor de reacție. Ca parametri de intrare pentru aceste simulări s-au folosit: energia relativă dintre produșii de reacție și unghiul de împrăștiere a ^9C înainte de disociere. Din aceste simulări Monte Carlo se pot calcula distribuțiile și corelațiile dintre diferite mărimi cinematice, cum ar fi: impulsul particulelor, unghiurile de emisie, energiile cinetice și separarea traiectoriilor prin spectrometrul SAMURAI pentru un anumit caz de disociere.

În Fig. 6.1 este desenat spectrul energetic relativ. Cu săgețile roșii se marchează poziția stărilor de rezonanță din ^9C . Se presupune că primele două se dezintegrează

către starea fundamentală a lui ${}^8\text{B}$ (2^+), în timp ce a treia rezonanță se presupune că alimentează prima stare excitată 1^+ din ${}^8\text{B}$.

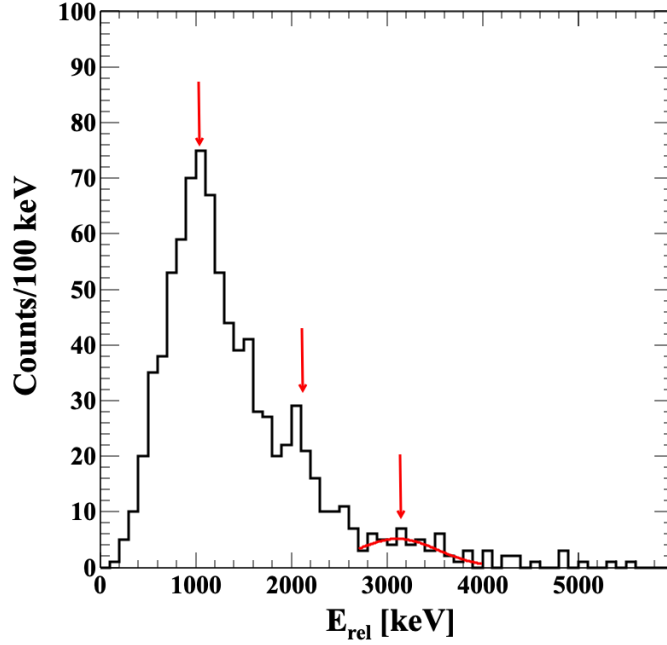


Figura 6.1: *Disocierea coulombiană - spectru de energie relativă obținut prin măsurare exclusivă folosind tehnica masei invariante.*

Izotopul ${}^9\text{C}$ este un sistem legat relativ la emisia de protoni numai la energii sub $S_p = 1.296$ MeV, dar la energii deasupra acestui prag, separarea unui proton este concurentă cu dezintegrarea sa β . S-a constatat că prima stare de rezonanță se află la o energie echivalentă a protonului de 918 keV (peste energia de separare S_p) și se poate dezintegra prin tranziții electromagnetice de tip E2 și M1, conform regulilor de selecție. Cu toate acestea, pentru a evalua secțiunea transversală a procesului său invers, captura radiativă a protonului, disocierea din stările intermediare din continuum $p + {}^8\text{B}$ este mai importantă, deoarece are cea mai mare contribuție la rata de reacție și se presupune că este o tranziție de dipol electric E1 într-un singur pas [49]. Unul dintre scopurile experimentului S29 este de a produce date experimentale care să permită separarea contribuțiilor E1 și E2 la procesul de disociere coulombiană pe o țintă de plumb și de a evalua $S_{18}(0)$ prin separarea contribuției rezonanței de la 918 keV la rata de reacție.

Pentru a compara predicțiile teoretice cu datele experimentale, sunt necesare calcule de secțiuni transversale diferențiale, ca funcție de energia relativă (sau de energia de excitație) și de unghiul de împrăștiere al proiectilului. Rezultatul preliminar al secțiunii transversale dublu diferențiale $\frac{d^2\sigma}{dE d\Theta}$ pentru disocierea izotopului de ${}^9\text{C}$ pe o țintă de Pb a fost evaluată și este ilustrată în Fig. 6.2.

Din măsurarea inclusivă, se poate determina secțiunea transversală de disociere. În cadrul experimentului S29 s-a obținut că $\sigma_{-1p} = 189.1 \pm 6.8$ mb, rezultat în acord cu valorile prezentate în literatură.

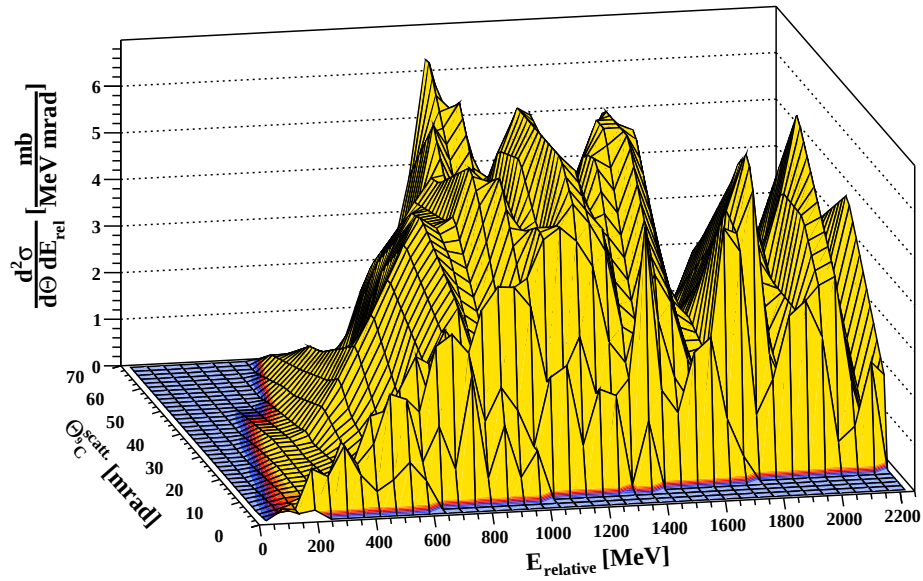


Figura 6.2: Secțiunea transversală diferențială măsurată pentru disocierea Coulomb a ^9C pe o țintă de Pb la o energie incidentă de 160 AMeV.

6.2 Disocierea nucleară

Disocierea ^9C în câmp nuclear a fost efectuată pentru a determina secțiunea transversală nerezonantă și factorul S astrofizic pentru procesului său invers, captura radiativă de protoni pe ^8B . În această secțiune, sunt prezentate distribuțiile experimentale de impuls și secțiunile transversale integrate ale diferitelor procese care contribuie la secțiunea transversală totală de disociere.

Prin compararea formei și lărgimii distribuției paralele a impulsului paralel al miezului ^8B , rezultat în urma disocierii, cu calculele eikonale Glauber, așa cum este ilustrat în Fig. 6.3, s-au determinat numerele cuantice nl ale orbitalului protonului ce a fost separat. Funcția de undă $1p$ a ultimului proton care se mișcă în jurul miezului de ^8B a fost generată cu ajutorul programului MOMDIS, bazat pe formalismul modelului Glauber [50].

S-a obținut o bună concordanță între distribuția experimentală de impuls măsurată și calculele efectuate, așa cum este evidențiat în Fig. 6.3.

Din măsurătoarea disocierii în câmp nuclear, au fost determinate distribuțiile de impuls pentru procesele de difracție și stripping precum și pentru canalul inclusiv. Aceste distribuții sunt ilustrate în Fig. 6.4. Secțiunile transversale pentru fiecare tip de proces care contribuie la reacția de disociere sunt prezentate în teză, iar valorile lor sunt comparabile cu rezultatele prezentate în literatură.

6.3 Cazul reacției $^9\text{C} \rightarrow p + p + ^7\text{Be}$

Un alt obiectiv al experimentului S29 a fost acela de a măsura canalul de emisie de doi protoni din ^9C pentru a furniza date care să descrie mecanismul de reacție.

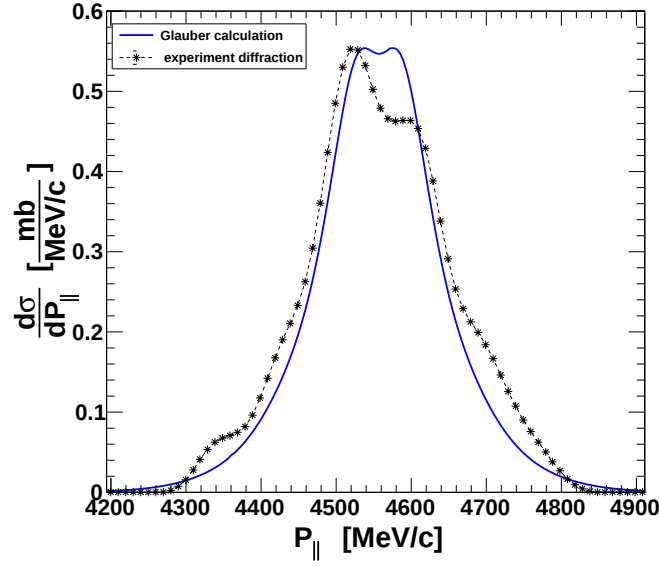


Figura 6.3: Distribuția de impuls paralel a lui 8B comparată cu calculele de tip Glauber pentru un proton în orbitalul $1p$.

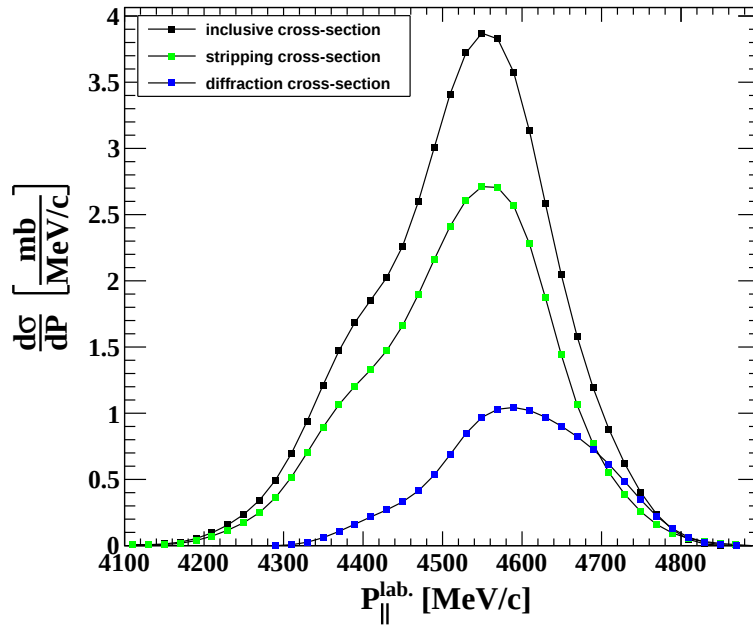


Figura 6.4: Distribuții de impuls pentru disocierea 9C în câmp nuclear.

Reacția ${}^9C \rightarrow p + p + {}^7Be$ are o probabilitate mare de a avea loc deoarece energia de separare a celor doi protoni este foarte mică, $S_{2p} = 1.437$ MeV, iar 8B este slab legat în raport cu emisia de protoni, cu doar $S_p = 137$ keV. În Fig. 6.5 este prezentat un eveniment de măsurătoare exclusivă pentru ${}^9C \rightarrow p + p + {}^7Be$. Semnalele produșilor de reacție au fost măsurate simultan în primul detector de siliciu, în camerele de drift precum și în HODF24.

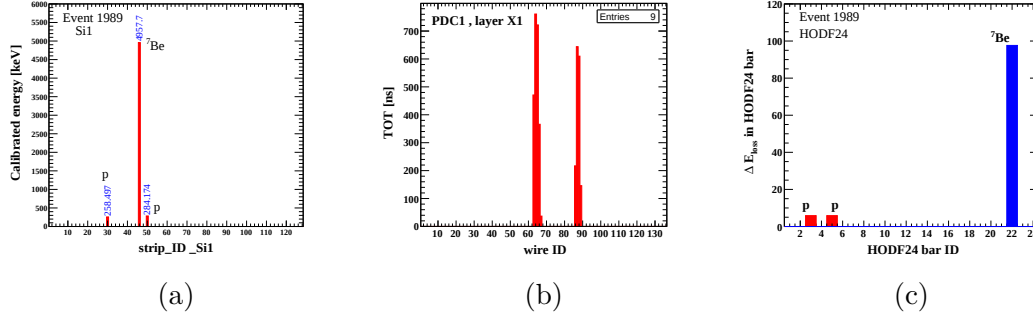


Figura 6.5: Măsurătoare exclusivă pentru un eveniment de ${}^9\text{C} \rightarrow p + p + {}^7\text{Be}$ confirmat în primul strat de siliciu, cei 2 protoni fiind mai apoi detectați și în PDC dar și în HODF24, în coincidență cu miezul de ${}^7\text{Be}$.

Pentru măsurătoarea exclusivă, este necesară o analiză a datelor experimentale mai detaliată, deoarece cinematica disocierii în trei corpuri a izotopului ${}^9\text{C}$ este mai dificilă de reconstruit. Cu toate acestea, din măsurătoarea inclusivă a putut fi reconstruită distribuția de impuls a miezului de ${}^7\text{Be}$ rezultat din disocierea lui ${}^9\text{C}$ pe o țintă de Pb. În Fig. 6.6 este desenată distribuția de impuls longitudinal a nucleului ${}^7\text{Be}$ în sistemul de referință al laboratorului.

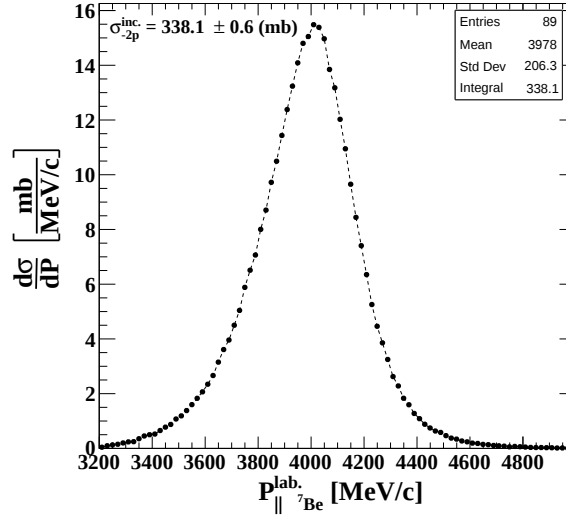


Figura 6.6: Distribuția de impuls pentru separarea din ${}^9\text{C}$ a doi protoni, în câmp coulombian.

Integrând distribuția de impuls longitudinal, s-a obținut valoarea de 338.1 ± 0.6 mb pentru secțiunea transversală de disociere în câmp Coulomb, care este în concordanță cu valoarea din literatură de 342 ± 49 mb, prezentată în Ref. [51], măsurată la 285 MeV/u.

6.4 Rezoluții experimentale

Această secțiune descrie procedura de evaluare a rezoluției energiei relative, așa cum a fost realizată în timpul analizei datelor.

6.4.1 Rezoluția unghiulară

Pentru reconstrucția energiei relative, considerând Ec. 6.1, este necesară măsurarea cu precizie a unghiului de relativ dintre produșii de reacție. Pentru aceasta, în cadrul măsurătorilor exclusive, unghiul de deschidere dintre proton și fragmentul ^8B este măsurat cu ajutorul celor patru detectori de siliciu montați după țintă. Distanța dintre 2 benzi (stripuri) consecutive de siliciu, distanța dintre țintă și straturile de siliciu precum și grosimea detectorului sunt factori importanți care afectează precizia măsurării unghiului. Prin urmare, aceștia trebuie să fie luați în considerare pentru determinarea rezoluției unghiulare. Impactul acestor parametri asupra rezoluției unghiulare este rezumat în Tabelul 6.1.

Pitch size	$\sigma_{x_1} = \sigma_{x_2}$	$\sigma_{\theta_{strip}}$	$\sigma_{\theta_{p-scatt.}}^*$	$\sigma_{\theta_{^8B-scatt.}}^*$	$\sigma_{\Theta_{p-^8B}}$
684 μm	197 μm	0.91 mrad	2.78 mrad	1.75 mrad	3.53 mrad

Tabelul 6.1: Parametrii pentru evaluarea rezoluției unghiului relativ.

* calculat folosind pachetul LISE++ [43]

6.4.2 Rezoluția de reconstrucție a impulsului

Impulsul produșilor de reacție depinde în mare măsură de mecanismul de reacție și de performanțele detectorilor.

În cazul **protonilor**, reconstrucția impulsului depinde de unghiurile de emisie din țintă și de pozițiile măsurate în detectorii de siliciu și în PDC. Din datele experimentale, dispersia extrasă este de 53.43 $mm/\%$, valoare apropiată ca mărime cu cea prezisă prin simularea din Geant4, de 55.93 $mm/\%$. Iar rezoluția totală obținută pentru impulsul protonilor este $\frac{\Delta P}{P} = \frac{1}{278}$.

Pentru fragmentul ^8B , au fost utilizate două abordări experimentale pentru reconstrucția impulsului. Prima metodă constă în reconstruirea impulsului prin utilizarea unei proceduri similare celei utilizate pentru protoni: se apreciază impulsul cu o funcție de polinoame multidimensionale depinzând de poziții și de ToF măsurate cu spectrometrul SAMURAI. A doua metodă constă în evaluarea impulsului ^8B după reacție, din impulsul fasciculului calculat prin măsurarea ToF de-a lungul separatorului BigRIPS, luând în considerare toate pierderile de energie în materiale. În teză este comparat rezoluția impulsului determinat prin cele două metode.

Comparând rezultatele celor 2 metode, s-a constatat că impulsul fasciculului este foarte bine măsurat cu detectorii ToF de-a lungul separatorului BigRIPS, distanței suficient de mari dintre scintilatorii montați la F7 și la F13, de aproximativ 40 m, care îmbunătățește rezoluția măsurătorilor de timp, în schimb măsurarea timpului cu spectrometrul SAMURAI are cea mai slabă rezoluție din cauza distanței scurte de zbor de numai 8 m dintre țintă și scintilatorul HODF24 amplasat la

ieșirea din SAMURAI. Prin urmare, determinarea impulsului cu ajutorul scintilatorilor BigRIPS, în modul eveniment cu eveniment, este mai fiabilă. Pentru impulsul reconstruit de-a lungul separatorului BigRIPS, o rezoluție de $\frac{\Delta P}{P} = \frac{1}{3400}$ a fost obținută, iar pentru reconstrucția prin spectrometrul SAMURAI s-a obținut o rezoluție de numai $\frac{\Delta \beta}{\beta} = \frac{1}{107}$. Această rezoluție slabă se datorează faptului că nu a putut fi utilizat niciun detector de poziție după magnetul SAMURAI pentru a reconstrui traiectoriile ionilor grei, iar distanța de zbor de la țintă la HODF24 este prea scurtă (doar 8 m) pentru a măsura ToF cu o rezoluție ridicată.

Pe lângă impactul performanțelor detectorilor la reconstrucția impulsului, s-au considerat și efectele de lărgire a distribuției de impuls induse de reacția cu ținta. Pentru aceasta au fost efectuate simulări Monte Carlo în Geant4. S-a constatat că rezoluția în poziție și ToF a detectorilor are o contribuție considerabil mai mică la rezoluția măsurătorii în impuls, comparativ cu efectele induse de interacția cu ținta a fragmentului.

6.4.3 Rezoluția energiei relative

Pentru evaluarea rezoluției **energiei relative**, reconstruită folosind tehnica masei invariante, prezentată în secțiunea 6.1 din acest capitol, trebuie să se ia în considerare rezoluția unghiulară și incertitudinea de reconstrucție a impulsului atât pentru proton cât și pentru fragment. Având în vedere formula de determinare a energiei relative (6.1) și principiul propagării erorilor, rezoluția energiei relative poate fi aproximată cu [52]:

$$\Delta E_{rel} \simeq \sqrt{2E_{rel}E_b} \cdot \sqrt{\left(\frac{\Delta R_F}{R_F}\right)^2 + \left(\frac{\Delta P_N}{P_N}\right)^2 + \Delta \Theta_{FN}^2} \quad (6.2)$$

unde E_b este energia fasciculului (MeV/u), $\frac{\Delta R_F}{R_F}$ este rezoluția în rigiditate a fragmentului și $\Delta \Theta_{FN}$ este rezoluția unghiulară. La energii relative mari, incertitudinea impulsului devine competitivă cu rezoluția unghiulară. Pentru rezoluția momentului fragmentului corespunzătoare impulsului similar fasciculului reconstruit cu ToF de-a lungul BigRIPS, se obține o rezoluție de 81 keV la $E_{rel} = 1$ MeV. Pentru reconstrucția impulsului fragmentelor prin spectrometrul SAMURAI, se obține o rezoluție energetică de 221 keV. Compararea dintre rezoluțiile energetice relative extrase prin utilizarea celor două metode este ilustrată în Fig. 6.7.

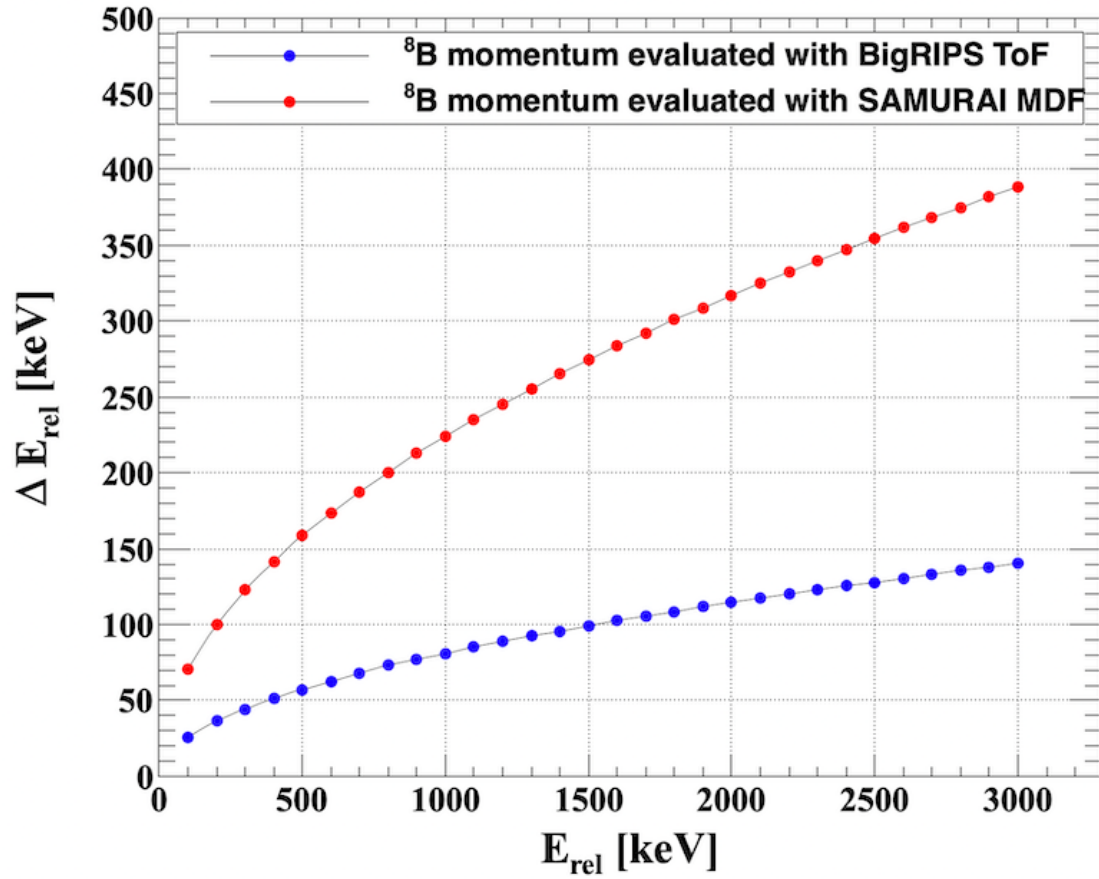


Figura 6.7: Rezoluția energetică relativă evaluată luând în considerare rezoluția momentului fragmentului determinat din impulsul fasciculului (cercuri albastre) și cu impulsul fragmentului reconstruit prin SAMURAI (cercuri roșii).

Concluzii

Subiectul general care reunește tematicile descrise în teză este studiul nucleelor bogate în protoni, implicate în procesele de nucleosinteză, în diverse scenarii de astrofizică. În particular, disocierea nucleului de ${}^9\text{C}$ a fost studiată prin măsurători inclusive și exclusive la energia de 160 AMeV în cadrul experimentului SAMURAI29R1, în scopul de a evalua factorul astrofizic S_{18} pentru procesul invers ${}^8\text{B}(p,\gamma){}^9\text{C}$ la energii foarte mici. Captura radiativă a protonului pe ${}^8\text{B}$ este importantă în lanțurile pp fierbinți, în arderea explozivă a hidrogenului ($pp - IV$ și $rap - I$), la temperaturi cuprinse între $0.05 < T_9 < 1K$, ca posibile căi alternative pentru formarea nucleelor din zona cu numărul de masă $A=8$. Un alt obiectiv al acestui experiment a fost studiul detaliat al mecanismului reacției de disociere [25].

Pentru experimentul S29, a fost proiectat, construit și testat un dispozitiv de detecție din siliciu, pentru a fi utilizat în fața spectrometrului SAMURAI de la instalația RIBF din RIKEN. Sistemul de detecție este format din două perechi de detectori microstrip care determină poziția (x,y) în două locații de-a lungul liniei de fascicul, după țintă. Sistemul asigură identificarea particulelor de la protoni până la fragmente grele cu $Z \sim 50$, cu energii de 100 – 350 AMeV. S-au utilizat detectori de tip GLAST, cu grosimea de 325 μm . Problemele inerente care decurg din granularitatea mare, din intervalul dinamic foarte mare necesar și din rata de numărare au fost rezolvate cu ajutorul a două ASIC-uri: un preamplificator cu amplificare duală DGCSP și sistemul de procesare de semnale, HINP16.

Combinând ASIC-urile tip HINP16 cu preamplificatoarele nou dezvoltate, cu amplificare duală, s-au procesat $2 \times 4 \times 128 = 1024$ de canale. Acest sistem este caracterizat de un interval dinamic foarte mare de amplificare, de până la $\sim 10^4$. Acesta poate funcționa în modul de autodeclanșare al achiziției de date sau poate fi acționat de către al sistem de detecție. Domeniul dinamic mare de amplificare al semnalelor, asigurat de preamplificatorul cu două canale, face posibilă măsurarea unei game largi de sarcini nucleare. Părți ale sistemului au fost testate cu fascicule de la instalația HIMAC din Chiba, Japonia, pentru a arăta că poate măsura pierderile de energie de la 100 keV (protoni) la 600 – 900 MeV (pentru fragmente grele cu numărul atomic de sarcină de până la $Z = 50$), ceea ce îl face adecvat pentru studiile cu fascicule de ioni radioactivi la energii intermediare.

Întregul sistem a fost utilizat și caracterizat în două experimente RIBF (NP1412-SAMURAI29 și NP1406-SAMURAI24), folosind spectrometrul magnetic SAMURAI. Sistemul de detecție cu siliciu a fost utilizat cu succes pentru a reconstrui simultan traiectoriile protonilor și ale fragmentelor grele rezultate din disocierea nucleelor bogate în protoni, (cum ar fi ${}^9\text{C}$ și ${}^{66}\text{Se}$), pentru a reconstrui vertexul reacției, unghiurile de emisie ale particulelor, distribuțiile de impulsuri ale protonilor și spectrele de energie relativă. Sistemul a funcționat cu succes în fasciculul cu o rată de

1.2×10^3 Hz de ^{132}Xe în timpul testului HIMAC, cu 4×10^4 Hz de fascicul de ^9C în timpul experimentului, și se presupune că poate tolera fascicule cu intensități mai mari. Cu toate acestea, deteriorarea detectorului poate deveni importantă. Problema devine mai complexă, deoarece centrul sistemului de detecție este expus la o rată mai mare de nuclee incidente ce vor provoca deteriorări locale. Acest efect este mai important pentru fascicule de nuclee mai grele (secundare). Acest aspect va fi rezolvat prin înlocuirea detectorilor atunci când este necesar.

Pentru a atinge obiectivele științifice ale experimentelor cu fascicule radioactive bogate în protoni, în care trebuie să măsurăm protonul și produșii de reacție de ioni grei, performanțele esențiale de detecție sunt: identificarea numărului atomic, rezoluția de reconstrucție a vertexului, rezoluția unghiulară și rezoluția impulsului reconstruit. Toate acestea sunt necesare pentru a determina cu o rezoluție energetică bună spectrele de energie relativă.

Acest sistem de detectori din siliciu extinde substanțial oportunitățile de cercetare cu spectrometrul SAMURAI, în special pentru nucleele cu doi sau mai mulți constituenți cu sarcină, care au fost prea dificil de măsurat cu detectorii standard ai spectrometrului magnetic SAMURAI.

Toate observațiile de mai sus au fost prezentate în articolul identificat ca Ref. [6], care descrie noul sistem de detectori de siliciu a cărui pregătire pentru testele și experimentele în fascicul (cum ar fi studiile SAMURAI S29 și S24) și analiza datelor, au făcut parte din responsabilitățile acestui stagiu de doctorat.

Obiectivele de interes pentru astrofizică sunt de a produce date care să permită distingerea contribuțiilor tranzițiilor de tip E1 și E2 la procesul de disociere Coulomb pe o țintă de plumb și de a evalua $S_{18}(0)$ încercând separarea contribuției rezonanței de la 918 keV. După finalizarea calculului teoretice, comparația dintre modelele teoretice și datele experimentale va face obiectul unui articol care va descrie mecanismul reacției de disociere coulombiană.

Prin urmare, teza prezintă pregătirea și analiza datelor obținute cu aranjamentul experimental foarte complex, utilizat în RIKEN, pentru experimentul NP1412-SAMURAI29, care a fost primul studiu efectuat cu fascicule bogate în protoni la SAMURAI RIBF din RIKEN, Japonia. O contribuție importantă a fost adusă la procesarea datelor experimentale, cum ar fi:

- adaptarea codului de analiză pentru a include:
 - noii detectori de siliciu. Procedura stabilită pentru calibrarea detectorilor și selectarea datelor fiind sarcinile importante;
 - camerele de drift pentru protoni (PDC1 și PDC2) pentru care metoda de colectare și procesare a semnalelor este diferită de celelalte camere de drift SAMURAI standard.
- determinarea parametrilor experimentali, cum ar fi rezoluția și eficiența detectorilor, parametri ce vor fi necesari ulterior pentru a compara rezultatele experimentale cu predicțiile teoretice;
- extinderea simulărilor Geant4 pentru a evalua răspunsul experimental al coincidenței sistemelor de detecție în funcție de unghiurile de împrăștiere a proiectilului și de energia relativă dintre produșii de reacție.

Rezultatele raportate în teză arată distribuțiile de impuls și secțiunile transversale ale disocierii nucleare a ^9C folosind o țintă *natural; de; C* cu o grosime de $425\ \mu\text{m}$. În plus, procesul de disociere Coulomb pe o țintă grea, cum ar fi ținta *natural; de; Pb*; cu o grosime de $150\ \mu\text{m}$, a fost descris prin extragerea secțiunilor transversale diferențiale: $\frac{d\sigma}{d\Theta}$, $\frac{d\sigma}{dE}$ și $\frac{d^2\sigma}{dE d\Theta}$ utilizând metoda masei invariante. Măsurătorile exclusive au fost efectuate cu succes și se prezintă comparația rezultatelor cu predicțiile teoretice.

Rezoluțiile obținute utilizând sistemul de detectori de siliciu depind de caracteristicile spațiului de fază al fasciculului, de lățimea benzilor de siliciu ($0.684\ \text{mm}$), de distanței dintre țintă și prima pereche de detectori și de distanța dintre cele două perechi de detectori. Cu cei 4 senzori de siliciu utilizați în configurația prezentată în teză, rezoluția reconstrucției vertexului de interacție este suficientă pentru a separa evenimentele false induse de fascicul în celelalte materiale din jurul țintei ($\sigma = 35\ \text{mm}$). Rezoluția unghiulară obținută pentru unghiul relativ dintre produșii de reacție, în laborator, este de $3.5\ \text{mrad}$, iar cea mai mare contribuție provine de la împrăștierea multiple ale protonilor în primele două straturi de siliciu (în $0.650\ \text{mm}$ Si este de $\approx 2.8\ \text{mrad}$). Prin utilizarea acestor detectori de siliciu pentru detecția protonilor împreună cu camerele de drift (PDC1 și PDC2) montate la ieșirea din magnetul supraconductor SAMURAI, am obținut pentru rezoluția impulsului protonilor: $\Delta P/P \approx 0.065\%$. Luând în considerare aceste rezoluții, ne așteptăm ca la o energie relativă de $1\ \text{MeV}$ între p și ^8B să obținem rezoluția energetică de $\approx 100\ \text{keV}$, valoare de aproximativ 2.5 ori mai bună decât cazul în care nu se utilizează detectorii de siliciu, rezoluție suficientă pentru a determina secțiunea eficace la energii sub rezonanță și pentru a evalua $S_{18}(0)$ prin extrapolare.

Au fost identificate canalele de emisie de $-1p$ și $-2p$ pentru fasciculele secundare parazite, precum ^8B și ^7Be .

În teză a fost prezentat un alt studiu asupra nucleelor bogate în protoni, relevant pentru procesele de interacțiune slabă în procesul rp , în mediul exploziilor stelare cu emisie de raze X. Acest studiu prezintă importanța contribuțiilor stărilor excitate în procesele stelare, o idee nouă, dar foarte necesară, în astrofizica nucleară. În special, sunt descrise structura și dinamica exotică a nucleelor cu numărul de masă $A = 70$ și $A = 74$, cu $Z=N+2$, cum ar fi ^{70}Kr și ^{74}Sr , caracterizate în cadrul modelului variațional ce merge dincolo de aproximația de câmp mediu: *complex Excited VAMPIR*. Momentele spectroscopice de cuadrupol prezise în cadrul calculelor VAMPIR relevă faptul că structura acestor nuclee este dominată de coexistența și amestecul de forme *oblate-prolate*. Fenomenele legate de amestecul de izospin induse de forța Coulomb și de interacția tare au fost descrise pentru sistemele triplet cu $A = 70$ și $A = 74$ prin determinarea observabilelor: CED, MED, TED și TDE. A fost detaliat comportamentul lor în funcție de variația spinului. În plus, sunt ilustrate distribuțiile intensităților tranzițiilor β de tip Fermi și Gamow-Teller ale stărilor joase 0^+ și 2^+ care ar putea fi populate termic în condiții de proces rp în mediul exploziilor cu emisie de raze X. În cadrul calculelor modelului *complex Excited VAMPIR* au fost prezise ratele totale de dezintegrare β . Au fost prezentați timpii de înjumătățire în condiții terestre și stelare pentru izotopii ^{70}Kr și ^{74}Sr . Această analiză a fost prezentată detaliat în Ref. [39]. Scopul acestui studiu a fost de a introduce aceste rate de dezintegrare β în rețeaua de reacții de nucleosinteză pentru a verifica efectele lor asupra abundenței elementelor rezultate din exploziile cu emisie de raze X. Această

etapă suplimentară se dorește a fi o extensie a acestei lucrări.

Din distribuțiile secțiunilor transversale calculate, prezentate în teză, se va determina factorul astrofizic $S_{18}(0)$ la energii apropiate de 0 și lărgimile rezonanțelor, ca urmare a comparației cu predicțiile teoretice.

Bibliography

- [1] L. Trache et al. Asymptotic Normalization Coefficient of ^8B from Breakup Reactions and the S_{17} Astrophysical Factor. *Phys. Rev. Lett.*, 87(27):271102, 2001. [doi:10.1103/PhysRevLett.87.271102](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.87.271102).
- [2] A. Banu et al. One-proton breakup of ^{24}Si and the $^{23}\text{Al}(p,\gamma)^{24}\text{Si}$ reaction in type I X-ray bursts. *Phys. Rev. C*, 86:015806, 2012. [doi:10.1103/PhysRevC.86.015806](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.86.015806).
- [3] T. Motobayashi et al. Coulomb dissociation of ^8B and the $^7\text{Be}(p,\gamma)^8\text{B}$ reaction at low energies. *Phys. Rev. Lett.*, 73:2680, 1994. [doi:10.1103/PhysRevLett.73.2680](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.73.2680).
- [4] A. Tumino et al. An increase in the $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ fusion rate from resonances at astrophysical energies. *Nature*, 557:687–690, 2018. [doi:10.1038/s41586-018-0149-4](https://doi.org/10.1038/s41586-018-0149-4).
- [5] R.E. Tribble et al. Indirect techniques in nuclear astrophysics: a review. *Rep. Prog. Phys.*, 77:106901, 2014. [doi:1088/0034-4885/77/10/106901](https://doi.org/10.1088/0034-4885/77/10/106901).
- [6] A.I. Stefanescu et al. Silicon tracker array for RIB experiments at SAMURAI. *Eur. Phys. J. A*, 58:223, November 2022. Accepted for publication 31st October 2022. [doi:10.1140/epja/s10050-022-00873-w](https://doi.org/10.1140/epja/s10050-022-00873-w).
- [7] C. Pitrou et al. Precision big bang nucleosynthesis with improved Helium-4 predictions. *Physics Reports*, 754:1–66, 2018. [doi:10.1016/j.physrep.2018.04.005](https://doi.org/10.1016/j.physrep.2018.04.005).
- [8] D. Arnett and G. Bazan. Nucleosynthesis in Stars: Recent Developments. *Science*, 276(5317):1359–1362, 1997. [doi:10.1126/science.276.5317.1359](https://doi.org/10.1126/science.276.5317.1359).
- [9] Image credit to: Roen Kelly, Astronomy, after BICEP2 collaboration. <https://astronomy.com/magazine/ask-astro/2022/06/ask-astro-how-is-it-possible-that-the-big-bang-started-from-the-size-of-a-p> (Accessed: 19-08-2022).
- [10] A. Obertelli and H. Sagawa. *Modern Nuclear Physics: From Fundamentals to Frontiers*. Springer, 2021.
- [11] Pankaj Jain. *An Introduction to ASTRONOMY AND ASTROPHYSICS*. CRC Press, 2015.

- [12] C.E. Rolfs and W.S. Rodney. *Cauldrons in the Cosmos: Nuclear Astrophysics*. Theoretical Astrophysics. University of Chicago Press, 1988.
- [13] A.C. Phillips. *The physics of stars, Manchester physics series*. John Wiley & Sons, 1996.
- [14] Bernard E.J. Pagel. *Nucleosynthesis and Chemical Evolution of Galaxies*. Cambridge, 2009.
- [15] Alinka Lépine-Szily and Pierre Descouvemont. Nuclear astrophysics: nucleosynthesis in the universe. *International Journal of Astrobiology*, 11(4):243–250, 2012. doi:[10.1017/S1473550412000158](https://doi.org/10.1017/S1473550412000158).
- [16] M. Wiescher et al. The hot proton-proton chains in low-metallicity objects. *The Astrophysical Journal*, 343:352–364, 1989. doi:[10.1086/167709](https://doi.org/10.1086/167709).
- [17] H. Schatz et al. rp-Process Nucleosynthesis at Extreme Temperature and Density Conditions. *Physics Reports*, 294:167–263, 1998. doi:[10.1016/S0370-1573\(97\)00048-3](https://doi.org/10.1016/S0370-1573(97)00048-3).
- [18] W.P. Tan et al. New Measurement of $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ Fusion Reaction at Astrophysical Energies. *Phys. Rev. Lett.*, 124:192702, 2020. doi:[10.1103/PhysRevLett.124.192702](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.124.192702).
- [19] L. Trache et al. Determination of the S_{18} astrophysical factor for $^8\text{B}(p, \gamma)^9\text{C}$ from the breakup of ^9C at intermediate energies. *Phys. Rev. C*, 66:035801, 2002. doi:[10.1103/PhysRevC.66.035801](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.66.035801).
- [20] D. Beaumel et al. Determination of the astrophysical S factor of the $^8\text{B}(p, \gamma)^9\text{C}$ capture reaction from the $d(^8\text{B}, ^9\text{C})n$ reaction. *Physics Letters B*, 514(3):226–232, 2001. doi:[10.1016/S0370-2693\(01\)00828-0](https://doi.org/10.1016/S0370-2693(01)00828-0).
- [21] T. Fukui et al. Determination of $^8\text{B}(p, \gamma)^9\text{C}$ Reaction Rate From ^9C Breakup. *Few Body Systems*, 54:1583–1586, 2013. doi:[10.1007/s00601-012-0580-2](https://doi.org/10.1007/s00601-012-0580-2).
- [22] Tohru Motobayashi. Nuclear astrophysics experiments with high energy RI beams. *Nuclear Physics A*, 718:101c–103c, 2003. doi:[10.1016/S0375-9474\(03\)00685-7](https://doi.org/10.1016/S0375-9474(03)00685-7).
- [23] Pierre Descouvemont. Microscopic study of proton-capture reactions on unstable nuclei. *Nuclear Physics A*, 646:261–273, 1999. doi:[10.1016/S0375-9474\(98\)00629-0](https://doi.org/10.1016/S0375-9474(98)00629-0).
- [24] A.I. Chilug, V. Panin, L. Trache, T. Motobayashi, and Z. Halasz. Breakup of ^9C studied at SAMURAI. In *RIKEN Accel. Prog. Rep. 52*, page 27, 2019. URL: <https://www.nishina.riken.jp/researcher/APR/APR052/pdf/27.pdf>.
- [25] A. I. Chilug et al. Nuclear Breakup and Coulomb Dissociation of ^9C Nucleus Studied at RIBF RIKEN. In *JPS Conf. Proc. 32*, page 010057, 2020. URL: <https://journals.jps.jp/doi/pdf/10.7566/JPSCP.32.010057>.

- [26] A.I. Chilug et al. Study of the ${}^9\text{C}$ Breakup Through NP1412-SAMURAI29R1 Experiment. *AIP Conf. Proc.*, 2076, 2019. doi:[10.1063/1.5091644](https://doi.org/10.1063/1.5091644).
- [27] H. Schatz et al. End point of the rp process on accreting neutron stars. *Phys. Rev. Lett.*, 86:3471–3474, 2001. doi:[10.1103/PhysRevLett.86.3471](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.86.3471).
- [28] A. Petrovici et al. Shape Coexistence Phenomena in Medium Mass Nuclei. *Progress in Particle and Nuclear Physics*, 43:485–535, 1999. doi:[10.1016/S0146-6410\(99\)00099-X](https://doi.org/10.1016/S0146-6410(99)00099-X).
- [29] K.W. Schmid and F. Grümmer. Large-scale nuclear structure studies. *Reports on Progress in Physics*, 50(6):731 – 781, 1987. doi:[10.1088/0034-4885/50/6/003](https://doi.org/10.1088/0034-4885/50/6/003).
- [30] Donald D. Clayton. *Principles of Stellar Evolution and Nucleosynthesis*. The University of Chicago Press, 1983.
- [31] K. Langanke and G. Martínez-Pinedo. Nuclear weak-interaction processes in stars. *Rev. Mod. Phys.*, 75:819–862, 2003. doi:[10.1103/RevModPhys.75.819](https://doi.org/10.1103/RevModPhys.75.819).
- [32] N.B. Gove and M.J. Martin. Log-f tables for beta decay. *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, 10(3):205–219, 1971. doi:[10.1016/S0092-640X\(71\)80026-8](https://doi.org/10.1016/S0092-640X(71)80026-8).
- [33] D. Tudor, L. Trache, A.I. Chilug, et al. 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*, 953:163178, 2020. doi:[10.1016/j.nima.2019.163178](https://doi.org/10.1016/j.nima.2019.163178).
- [34] N.T. Zhang et al. Constraining the ${}^{12}\text{C}+{}^{12}\text{C}$ astrophysical S-factors with the ${}^{12}\text{C}+{}^{13}\text{C}$ measurements at very low energies. *Physics Letters B.*, 801:135170, 2020. doi:[10.1016/j.physletb.2019.135170](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2019.135170).
- [35] Livius Trache. "Direct measurements of Nuclear Astrophysics at IFIN-HH", Report for the Project: PNIII-P4-ID-PCE-2016-0743. <https://www.nipne.ro/proiecte/pn3/nucastro2/raport2018.pdf>, December 2018.
- [36] Mukhamedzhanov, A. M. and Blokhintsev, L. D. Asymptotic normalization coefficients in nuclear reactions and nuclear astrophysics. *Eur. Phys. J. A*, 58(2):29, 2022. doi:[10.1140/epja/s10050-021-00651-0](https://doi.org/10.1140/epja/s10050-021-00651-0).
- [37] G. Baur, C.A. Bertulani, and H. Rebel. Coulomb dissociation as a source of information on radiative capture processes of astrophysical interest. *Nuclear Physics A*, 458(1):188–204, 1986. doi:[10.1016/0375-9474\(86\)90290-3](https://doi.org/10.1016/0375-9474(86)90290-3).
- [38] Carlos A. Bertulani and Gerhard Baur. Electromagnetic processes in relativistic heavy ion collisions. *Physics Reports*, 163(5):299–408, 1988. doi:[10.1016/0370-1573\(88\)90142-1](https://doi.org/10.1016/0370-1573(88)90142-1).
- [39] A. Petrovici, O. Andrei, and A. Chilug. Exotic phenomena in medium mass $N \simeq Z$ nuclei within the beyond-mean-field approach. *Physica Scripta*, 93(11):114001, 2018. doi:[10.1088/1402-4896/aadec5](https://doi.org/10.1088/1402-4896/aadec5).

- [40] A. Petrovici and O. Andrei. Shape coexistence effects on stellar weak interaction rates of proton-rich nuclei within beyond-mean-field approach. *AIP Conference Proceedings of Carpathian Summer School of Physics 2016*, 1852(1):030004, 2017. doi:[10.1063/1.4984855](https://doi.org/10.1063/1.4984855).
- [41] SAMURAI. Technical details. <https://www.nishina.riken.jp/ribf/SAMURAI/overview.html>.
- [42] Masami Sako. Fission study using SAMURAI spectrometer at RIKEN. Available from 16th ASRC International Workshop webpage, https://asrc.jaea.go.jp/soshiki/gr/chiba_gr/workshop3/&Sako.pdf, March 2014.
- [43] D. Bazin O.B. Tarasov. LISE++: radioactive beam production with in-flight separators. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B*, 266:4657–4664, 2008. doi:[10.1016/j.nimb.2008.05.110](https://doi.org/10.1016/j.nimb.2008.05.110).
- [44] G.L. Engel et al. A multi-channel integrated circuit for use in low- and intermediate-energy nuclear physics - HINP16C. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A*, 573:418–426, 2007. doi:[10.1016/j.nima.2006.12.052](https://doi.org/10.1016/j.nima.2006.12.052).
- [45] R. Bellazzini et al. The silicon-strip tracker of the gamma ray large area space telescope. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A*, 512:136, 2003. doi:[10.1016/S0168-9002\(03\)01887-4](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(03)01887-4).
- [46] T. Ohsugi et al. Design and properties of the glast flight silicon micro-strip sensors. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A*, 541:29, 2005. doi:[10.1016/j.nima.2005.01.035](https://doi.org/10.1016/j.nima.2005.01.035).
- [47] S. Agostinelli et al. Geant4—a simulation toolkit. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A*, 506(3):250–303, 2003. doi:[10.1016/S0168-9002\(03\)01368-8](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(03)01368-8).
- [48] ROOT TMultiDimFit Class Reference. <https://root.cern.ch/doc/master/classTMultiDimFit.html>.
- [49] T. Fukui et al. Determination of the ${}^8\text{B}(p,\gamma){}^9\text{C}$ reaction rate from ${}^9\text{C}$ breakup. *Phys. Rev. C*, 86:022801(R), 2012. doi:[10.1103/PhysRevC.86.022801](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.86.022801).
- [50] C.A. Bertulani and A. Gade. MOMDIS: a Glauber model computer code for knockout reactions. *Computer Physics Communications*, 175(5):372–380, 2006. doi:[10.1016/j.cpc.2006.04.006](https://doi.org/10.1016/j.cpc.2006.04.006).
- [51] B. Blank et al. Total interaction and proton-removal cross-section measurements for the proton-rich isotopes ${}^7\text{be}$, ${}^8\text{b}$, and ${}^9\text{c}$. *Nuclear Physics A*, 624(2):242–256, 1997. doi:[10.1016/S0375-9474\(97\)81837-4](https://doi.org/10.1016/S0375-9474(97)81837-4).
- [52] T. Kobayashi et al. SAMURAI spectrometer for RI beam experiments. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B*, 317:294–304, 2013. doi:[10.1016/j.nimb.2013.05.089](https://doi.org/10.1016/j.nimb.2013.05.089).

Lista contribuțiilor proprii

8.1 Lucrări publicate în reviste

8.1.1 Reviste cotate ISI

1. **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 (2022) 223 <https://doi.org/10.1140/epja/s10050-022-00873-w>
First Author **Article Influence Score: 0.9** **Impact factor: 3.131**
2. 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). <https://doi.org/10.1016/j.nima.2019.163178>
Author **Article Influence Score: 0.4** **Impact factor: 1.579**
3. D. Tudor, N.T. Zhang, 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). <https://doi.org/10.1016/j.physletb.2019.135170>
Author **Article Influence Score: 1.5** **Impact factor: 4.95**
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). <https://doi.org/10.1016/j.nimb.2019.05.057>

Author **Article Influence Score: 0.4** **Impact factor: 1.392**

5. A. Petrovici, O. Andrei, **A.I. Chilug**, *Exotic phenomena in medium mass $N \simeq Z$ nuclei within the beyond -mean-field approach*, Physica Scripta, Volume 93, Number 11, 114001 (2018). <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1402-4896/aadec5/meta>

Author **Article Influence Score: 0.3** **Impact factor: 2.52**

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). <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1742-6596/703/1/012028>

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). <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1742-6596/1643/1/012107>

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

Total Article Influence Score: 3.5

Total Impact factor: 13.57

8.1.2 Reviste non-ISI

1. **A.I. Chilug** et al., *Study of the ^9C proton breakup reaction*, RIKEN Accel. Prog. Rep. 54 (2021), II-1
First Author
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, 060010 (2019).
Author
3. **A.I. Chilug** et al., *Breakup of ^9C studied at SAMURAI*, RIKEN Accel. Prog. Rep. 52 (2019)
First Author

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. Gomoiu, N. T. Zhang, X. Tang, and H. Chen, *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).
Author
5. **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.
First Author
6. **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 ^9C Breakup Through NP1412-SAMURAI29R1 Experiment*, of AIP Conference Proceedings 2076, 060001 (2019).
First Author
7. 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
8. 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

8.2 Lucrări prezentate la conferințe

8.2.1 Conferințe internaționale

1. **A. I. Chilug**, et al., *Proton breakup of ^9C at intermediate energies* at Carpathian Summer School of Physics 2020 (CSSP20, August 2021, Sinaia, Romania) <https://indico.nipne.ro/event/141/timetable/#20210818.detailed>
2. **A.I. Chilug** et al., *Nuclear Breakup and Coulomb Dissociation of ^9C Nucleus studied at RIBF RIKEN*, at 13th International Conference on Nucleus-Nucleus Collisions, Omiya Saitama, Japan , December 2018. <https://nn2018.riken.jp/program.html>
3. **A.I. Chilug** et al., *Study of ^9C breakup through NP1412SAMURAI29R1 experiment*, at Indirect Methods in Nuclear Astrophysics Workshop, ECT* Trento, Italy, November 5-9, 2018. <https://indico.ectstar.eu/event/27/timetable/#20181107.detailed>

4. **A.I. Chilug**, et al, *^9C breakup measurement through NP1412-SAMURAI29R1 experiment*, Nuclear physics in stellar explosions Workshop, Atomki, Debrecen-Hungary, 12-14 August (2018). <http://w3.atomki.hu/astro2018/>
5. **A.I. Chilug** et al., *Study of the ^9C breakup through NP1412-SAMURAI29R1 experiment*, Carpathian Summer School of Physics, Sinaia-Romania, 1-14 July (2018). <http://cssp18.nipne.ro>
6. **A.I. Chilug** et al., *Study of the ^9C breakup through NP1412-SAMURAI29R1 experiment (simulations and test experiments)*, 15th Rußbach School on Nuclear Astrophysics, Russbach-Austria, 18-24 March (2018). <https://indico.ph.tum.de/event/3845/>
7. **A.I. Chilug** et al., *Measurement of the $^{58}\text{Ni}(\alpha, \gamma)^{62}\text{Zn}$ fusion reaction cross section at deep sub-barrier energies relevant for nuclear astrophysics*, The 14th Russbach School on Nuclear Astrophysics, Russbach-Austria, 12-18 March (2017). <https://indico.ph.tum.de/event/3686/>

8.2.2 Poster

1. **A.I. Chilug**, V. Panin, T. Uesaka, A.N. Petrovici and L. Trache, *Indirect methods used in nuclear astrophysics: Study of ^9C proton breakup reaction at intermediate energies* at 2017 RIKEN Summer School, September 2017, Kisarazu, Chiba, Japan

8.3 Stagii de cercetare internațională

1. **2022 May- June** (4 weeks): Preparation and participation at the S522 and S509 experiments, at R3B, GSI, Germany
2. **2022 February - March** (6 weeks): Preparation and in-beam test of FOOT silicon detectors, at R3B, GSI, Germany
3. **2019 October - 2020 November** (1 year) : Long term IPA fellowship in Spin-Isospin laboratory, RIKEN, Japan
4. **2019 March - April** (6 weeks): Preparation and participation at the NP1406-SAMURAI24 experiment, RIKEN, JAPAN
5. **2018 April - June** (3 months) : Student Trainee fellowship in Spin-Isospin laboratory, RIKEN, Japan
6. **2017 July - December** (6 months): Short term IPA fellowship in Spin-Isospin laboratory, RIKEN, Japan
7. **2017 June** (2 weeks): Participation at the #14009 experiment with HiRA setup, at MSU-NSCL, USA