



UNIVERSITATEA DIN BUCUREȘTI
Facultatea de Fizică
Școala Doctorală de Fizică



Ionuț-Cătălin ȘTEFĂNESCU

RESONANCE SPECTROSCOPY AS AN INDIRECT METHOD
FOR NUCLEAR ASTROPHYSICS

REZUMATUL TEZEI DE DOCTORAT

Conducător științific
Prof. Dr. Cătălin BORCEA

București, 2024

Abstract

În urmă cu aproape o sută de ani au apărut primele încercări de a explica mecanismele de producere a energiei în stele și a sintezei elementelor chimice în Univers pe baza forțelor nucleare. De aici în câteva decenii a aparut Astrofizica Nucleară (AN), astăzi un domeniu care e parte importantă în programele tuturor laboratoarelor mari de fizică nucleară din lume și nu numai. Fizica nucleară pentru astrofizică (FNA) este partea ei care își propune studierea reacțiilor nucleare care au sau au avut loc în stele.

Majoritatea acestor reacții implică nuclee radioactive, iar utilizarea metodelor directe de investigare a acestor reacții în laborator este dificilă din cauza energiilor scăzute la care au loc în stele — zeci sau sute de keV — , ceea ce implică secțiuni eficace foarte mici. Acest dezavantaj poate fi depășit prin utilizarea metodelor indirecte, cum ar fi ruperea nucleară, disocierea Coulomb, metoda Calului Troian sau metoda coeficientului asimptotic de normalizare (ANC), care au fost aplicate cu succes în studii anterioare [1–6].

Aceasta este o teză de fizică nucleară pentru astrofizică: studiul unei reacții stelare folosind o metoda indirectă. Subiectul ei central este studiul reacțiilor de captură radiativă a protonilor (p, γ) poate fi folosit pentru a evalua factorul S astrofizic și/sau rata de reacție; este un mecanism important prin care se formează elemente și în multe cazuri este un proces **rezonant**. Prin efectuarea unei spectroscopii a rezonanțelor care prezintă interes pentru AN, se pot obține informații importante, cum ar fi energia, spinul și paritatea, timpul de viață etc. **Subiectul central ale acestei teze este studierea reacției $^{26m}\text{Al}(p, \gamma)$ printr-o metodă indirectă — emisia de protoni întârziată de dezintegrarea beta — și evaluarea ratei de reacție în diferite medii stelare la temperaturi de până la 1 GK.** Cu un timp de înjumătățire de doar $\approx 7,17$ Myr, ^{26}Al este un nucleu important, deoarece prezența sa în galaxie [7; 8] este o dovadă solidă că **nucleosinteza este un proces în desfășurare**.

Teza relatează despre pregătirile, ansamblul experimental și analiza datelor unui experiment realizat la Cyclotron Institute, Universitatea Texas A&M, SUA. **Un fascicul de ioni radioactivi de ^{27}P** cu o puritate mai mare de 50% a fost produs și transportat cu ajutorul unui spectrometru, MARS [9], și a fost implantat în volumul de gaz al **AstroBox2 (AB2), un detector cu gaz** [10]. Dezintegrarea β a ^{27}P va popula stări excitate ale ^{27}Si situate dedesubtul și deasupra energiei de separare a protonilor. În acest din urmă caz, emisia de protoni este posibilă în competiție cu emisia de raze γ . Detectorul funcționează într-un ciclu continuu de implantare/măsurare, în care fasciculul este implantat pentru o perioadă de timp (aproximativ de două ori timpul de înjumătățire al nucleului de interes), apoi este măsurat pentru aceeași perioadă, după care procesul este repetat.

Teza raportează **identificarea a 5 noi grupuri de protoni** în regiunea astrofizică de interes, sub 450 keV, cea mai mică energie de rezonanță fiind un record pentru acest detector până în prezent. Acest lucru a fost posibil datorită fondului foarte scăzut de pozitroni, care a fost redus până la 90 – 100 keV. Au fost determinate rapoartele de ramificare individuale βp (beta-proton) și un timp de înjumătățire îmbunătățit al ^{27}P . S-au adus contribuții importante în ceea ce privește analiza datelor, o suprafață mai mare a detectorului fiind inclusă de data aceasta în analiza datelor în comparație cu studiile anterioare [11]. Un fascicol radioactiv de ^{25}Si a fost utilizat în scopul calibrării detectorului în energie și pentru a valida metoda de determinare a rapoartelor βp ; rezultatele obținute sunt raportate în teză și sunt îmbunătățite în comparație cu studiile anterioare [12; 13].

În cele din urmă, s-a realizat o evaluare a ratei de reacție $^{26m}\text{Al}(p, \gamma)$. Impactul rezonanțelor de protoni nou descoperite este important, în special în domeniul temperaturilor scăzute care corespund arderii hidrogenului și exploziei novelor.

Teza este organizată după cum urmează: primul capitol introduce domeniul Astrofizicii Nucleare și prezintă motivația cercetării care a stat la baza acestei lucrări. Capitolul 2 prezintă o scurtă trecere în revistă a Big Bang-ului și a Nucleosintezei Stelare. În Capitolul 3 este prezentat cadrul teoretic, cu accent pe determinarea ratei de reacție și pe metoda indirectă utilizată. Configurația experimentală este prezentată în Capitolul 4, iar analiza detaliată a datelor realizată pentru această lucrare este prezentată în Capitolul 5. Rezultatele experimentale sunt detaliate în Capitolul 6, în timp ce ultimul capitol al tezei prezintă observațiile finale.

Mulțumiri

Cele mai mari mulțumiri și cea mai profundă dragoste și recunoștință pentru iubita mea soție, care mi-a fost alături în toți acești ani și care nu m-a lăsat niciodată să renunț. Încă nu înțeleg de unde găsești atâta putere pentru tine, dar mai ales să o transmiți și altora.

Nu aș fi fost niciodată aici fără tine. N-aș fi vrut să fiu aici fără tine.

Aș dori să îmi exprim recunoștința profundă și sinceră față de îndrumătorul meu, Dr. Livius Trache, care m-a îndrumat în ultimii aproape 9 ani și care mi-a oferit șansa unică de a mă apropia de visul meu din copilărie, acela de a deveni astronom. Nu am aterizat atât de departe, nu-i așa? Vă mulțumesc din suflet, viața mea s-a schimbat în bine datorită șansei pe care mi-ați oferit-o.

Aș dori să mulțumesc călduros și sincer conducătorului meu oficial, Dr. Cătălin Borcea, care mi-a acceptat felul meu de a fi și a avut multă răbdare cu mine în toți acești ani.

Aș dori să mulțumesc cu mare recunoștință Dr. Antti Saastamoinen, Dr. Emmanuel Pollacco și Dr. Brian Roeder pentru implicarea și sprijinul acordat în realizarea experimentului ale cărui rezultate sunt prezentate în această lucrare. De asemenea, le mulțumesc tuturor celor care au fost implicați în pregătirea acestui experiment, făcând ture și având grijă de fascicol.

Bunelor mele prietene și colege de grup, Dr. Alexandra Spiridon, Dr. Dana State și Dr. Iuliana Stanciu, le mulțumesc pentru tot ajutorul și toată răbdarea pe care mi-au oferit-o în ultimii ani. Îmi cer scuze că uneori sunt o bătaie de cap :)

Îi sunt recunoscător prietenului meu Dr. Valerii Panin, care nu ezită niciodată să răspundă chiar și la cele mai stupide întrebări pe care le am.

Mulțumesc mult profesorului Tomohiro Uesaka, care m-a primit în grupul său din RIKEN pentru un an în timpul bursei IPA.

Mulțumirile mele călduroase merg către Dr. Doru Păceșilă, Dr. Mihai Stratiuc, Dr. Ion Burducea, Radu Andrei, Decebal Iancu și Andrei Rugină, pentru că ați fost mereu acolo când am avut nevoie de ajutor.

Mulțumiri imense celui mai bun prieten al meu, Cristian Dogaru, pentru tot sprijinul emoțional și sfaturile pe care mi le-ai oferit în ultimii ani.

Recunoștința mea specială se datorează părinților mei, pentru că au avut încredere în mine și m-au susținut necondiționat toată viața mea. Cred că totul a ieșit bine în cele din urmă :)

Cuprins

1	1. Introducere	1
2	2. Nucleosinteza	3
2.1	Nucleosinteza primordială	3
2.2	Nucleosinteza stelară	3
2.3	Peisajul astrofizic și nuclear al ^{26}Al	5
2.4	Producerea, distrugerea și proprietățile nucleare ale ^{26}Al	6
2.5	Prezentare generală a studiilor spectroscopice asupra reacției $p+^{26}\text{Al}$	7
3	3. Abordarea teoretică	9
3.1	Ratele de reacție în mediile stelare	9
3.2	Măsurători directe în Astrofizica Nucleară	10
3.3	Metode indirecte - spectroscopia rezonanțelor	11
3.4	Emisia de protoni întârziată de dezintegrarea beta a ^{27}P	12
3.5	Dezintegrarea beta a ^{27}P ca instrument de studiu al reacției $^{26m}\text{Al}(p,\gamma)$	13
3.6	Dezintegrarea beta	14
4	4. Ansamblul experimental	17
4.1	Producerea și separarea fascicolului secundar	18
4.2	Spectrometrul MARS	19
4.3	Identificarea fascicolului secundar	20
4.4	O nouă abordare - detectorii cu gaz	22
4.5	AstroBox2 - descriere tehnică	22
4.6	Ciclurile de implantare/măsurare	25
5	5. Analiza datelor experimentale	31
5.1	AstroBox2 - calibrarea în energie și performanțe	31
5.1.1	Liniaritatea modulelor electronice	31
5.1.2	Calibrarea în energie	31
5.1.3	Corectarea amplificării	33
5.1.4	AstroBox2 - eficiența de detecție a protonilor	34
5.2	Condițiile de multiplicitate	34
5.3	Valori absolute ale rapoartelor de ramificare βp	35
5.3.1	Numărarea nucleelor de ^{27}P implantate	35
5.3.2	Dezintegrarea ^{27}P în timpul ciclului de implantare	36
5.3.3	Corecții pentru timpul de acumulare/timpul mort	37

6	Rezultate	39
6.1	Emisia de protoni întârziată de dezintegrarea beta a ^{25}Si	39
6.1.1	Rapoarte de ramificare - valori absolute	39
6.1.2	Măsurarea timpului de înjumătățire	40
6.2	Emisia de protoni întârziată de dezintegrarea beta a ^{27}P	40
6.2.1	Protonii de energie înaltă	41
6.2.2	Grupuri de protoni nou identificate	41
6.2.3	Timpul de înjumătățire al ^{27}P	41
6.2.4	Valori absolute ale rapoartelor de ramificare	41
6.3	Evaluarea ratei de reacție pentru sistemul $^{26m}\text{Al}(p,\gamma)$	42
7	Concluzii	45
	Bibliografie	47
8	Lista contribuțiilor proprii	53
8.1	Lucrări publicate în reviste	53
8.1.1	Reviste indexate ISI	53
8.1.2	Reviste neindexate ISI	54
8.2	Lucrări prezentate la conferințe internaționale	54
8.3	Stagii de cercetare internaționale	55

1. Introducere

Publicarea în 1957 a unui concept complet al proceselor care alcătuiesc nucleosinteza cosmică de către Burbidge, Burbidge, Fowler și Hoyle [14] (cunoscut și sub numele de B^2FH) și seria de prelegeri ale lui Alastair Cameron [15] au condus spre înțelegerea actuală a formării elementelor chimice și a energiei care alimentează stelele.

Subiectul acestei teze este în domeniul **fizicii nucleare pentru astrofizică**. În prezent, este acceptat faptul că observațiile specifice astrofizicii, cum ar fi telescoapele spațiale pentru detecția razelor gamma și a razelor X sau cosmo-chimia aplicată meteoriților, fac parte din astrofizica nucleară, deoarece contribuie la înțelegerea nucleosintezei. Pe baza acestor date și/sau pentru a explica observațiile fizice, avem nevoie de calcule de dinamică stelară și de calcule complexe de nucleosinteză.

Temperaturile din stele sunt ridicate la scară terestră, $10^5 - 10^{10}$ K, dar stelele pot fi considerate "reci" pe scara energiei nucleare (meV – keV), energii mai mici decât cele pe care le folosim în laboratoarele de fizică nucleară. Bariera Coulombiană care acționează între particulele încărcate conduce la secțiuni eficace foarte mici, ceea ce face ca măsurarea directă a acestora în laborator la energii foarte joase să fie foarte dificilă, dacă nu chiar imposibilă uneori. Mulți parteneri de reacție sunt instabili, radioactivi, cu timpi de viață suficient de lungi pentru a participa la reacții stelare, dar nu suficient pentru a fi folosiți la reacții în laboratoarele noastre. Acest lucru conduce la necesitatea utilizării **metodelor indirecte**: studiul reacțiilor nucleare la energii de laborator ($\sim 10, 100$ MeV) pentru a extrage date nucleare care sunt apoi folosite pentru a evalua secțiunile eficace sau ratele de reacție la energii de 100 – 1000 ori mai mici.

Subiectul principal al tezei se axează pe descrierea și utilizarea **spectroscopiei rezonanțelor nucleare** ca metodă indirectă pentru AN.

Această teză prezintă o metodă inovatoare pentru a evalua **procesul de captură radiativă a protonului pe starea izomerică a ^{26}Al , $^{26m}\text{Al}(\text{p}, \gamma)^{27}\text{Si}$** . Acest izotop este important deoarece timpul de înjumătățire al stării sale fundamentale este relativ lung, ≈ 0.7 Myr, comparat cu vârsta Galaxiei noastre și dezintegrarea sa a fost detectată de telescoape gama pe sateliti. Este o dovadă importantă a faptului că nucleosinteza stelară este un proces continuu în Galaxie și, prin extensie, în Univers. Această reacție este dominată de rezonanțe de energie joasă care pot fi populate prin intermediul unui proces invers: **emisii de protoni întârziate de dezintegrarea beta**. Unul dintre obiectivele tezei a fost de a reduce incertitudinile în rata de reacție a $^{26m}\text{Al}(\text{p}, \gamma)^{27}\text{Si}$.

Această lucrare detaliază ultimul experiment efectuat la Cyclotron Institute, Universitatea Texas A&M, SUA, al cărui scop a fost studierea stărilor rezonante

emitoare de protoni în ^{27}Si care au fost populate prin dezintegrarea β a ^{27}P . În timpul experimentului, un fascicol radioactiv conținând ^{27}P a fost implantat în volumul activ al unui detector cu gaz, AstroBox2 (AB2), care a fost utilizat pentru detectarea protonilor emiși de foarte joasă energie (100 – 500 keV), relevanți pentru rezonanțele noastre de interes..

Obținerea mai multor informații despre rata de reacție a sistemului $p + ^{26}\text{Al}$ în diferite medii stelare (staționare sau explozive) reprezintă **motivația astrofizică** a acestei lucrări.

Motivația experimentală este determinată de existența unei combinații inovatoare între o metodă indirectă adecvată pentru acest tip de studiu și un ansamblu de detecție adecvat, un detector cu gaz. **Teza descrie în detaliu procedurile și metodele de analiză** utilizate în acest studiu al emisiei de protoni dintr-un nucleu radioactiv implantat în volumul de gaz al detectorului.

2. Nucleosinteza

Acest capitol prezintă succint paradigma folosită în prezent pentru descrierea și înțelegerea sintezei elementelor chimice în Univers.

2.1 Nucleosinteza primordială

A început când Universul s-a răcit suficient (la aproximativ 10 secunde după Big Bang) pentru ca deuteriul format în urma fuziunii dintre un neutron și un proton $n + p \rightarrow {}^2\text{H} + \gamma$ să nu fie dezintegrat de un foton în constituenții săi inițiali; a durat aproximativ 20 de minute și a fost responsabilă pentru cantitatea mare de hidrogen (aproximativ 75 %, ca masă) și a ${}^4\text{He}$ (aproximativ 25 %) din Univers și a unor urme de izotopi ușori, cum ar fi ${}^2\text{H}$, ${}^3\text{He}$ și ${}^7\text{Li}$. Absența elementelor stabile cu numărul de masă $A = 5$ și $A = 8$ a limitat producția de elemente mai grele decât litiul și cantitatea de ${}^7\text{Li}$.

2.2 Nucleosinteza stelară

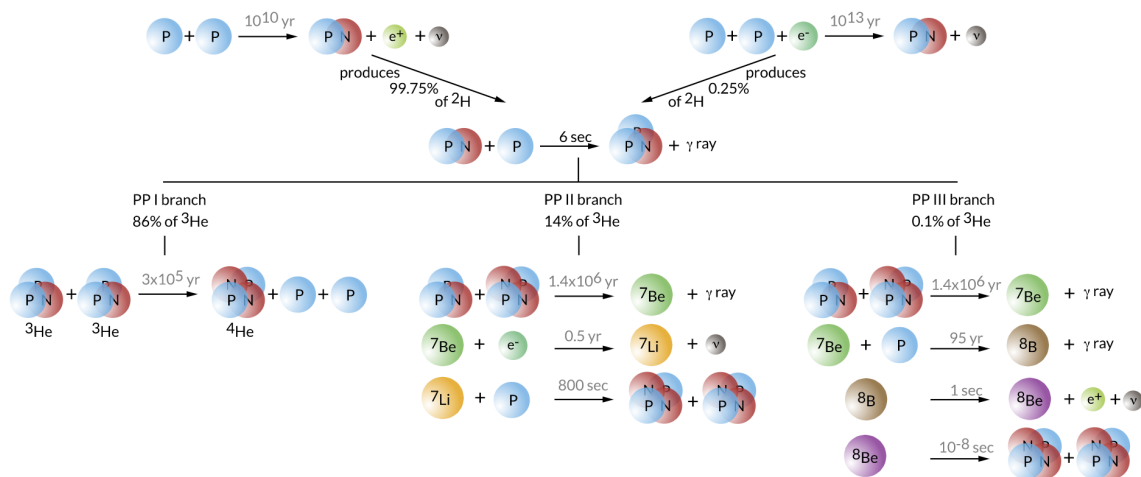
Dupa încetarea BBN datorită scăderii densității și a temperaturii, se estimează că după cca 400 milioane de ani au apărut primele stele, generate de fluctuații și de acțiunea gravitației. Condensarea materiei în stele a dus la încălzire și la apariția de noi elemente chimice prin reacții nucleare.

Evoluția unei stele este influențată de **masa** sa. Aceasta influențează temperaturile de ardere, etapele de ardere și momentul la care acestea se produc și, în cele din urmă, abundențele elementale. Masa Soarelui este folosită ca referință atunci când ne referim la masele altor stele (o masă solară, $1 M_{\odot} \approx 2 \times 10^{30} \text{ kg}$).

Prima etapă din viața unei stele este reprezentată de etapa de **ardere a hidrogenului** (arderea H), în care, în esență, patru atomi de hidrogen sunt transformați într-un atom de ${}^4\text{He}$. În funcție de masa inițială a stelei, nucleosinteza poate avea loc prin două mecanisme principale: lanțurile de reacții proton-proton și ciclurile Carbon-Azot(Nitrogen)-Oxygen (CNO).

Lanțurile de reacții proton-proton (desenate schematic în figura 2.1) sunt un set de reacții care au loc în stelele cu masa mai mică decât masa solară $M_{\odot}$; reacțiile sunt dominante la temperaturi de aproximativ $4 \times 10^6 \text{ K}$ și sunt considerate procese lente. Acest proces consumă **majoritatea** constituenților săi; la sfârșitul lui, steaua va avea la dispoziție în principal heliu pentru următoarea etapă de ardere.

Ciclul **CNO** (Carbon-Nitrogen(Azot)-Oxygen) este un alt mecanism folosit de stelele puțin mai masive decât Soarele pentru a produce ${}^4\text{He}$. Acest proces de



The weights of the branches are for conditions in the Sun.

Figura 2.1: Schemă a lanțurilor de reacții pp. De asemenea, sunt indicate duratele de timp ale diferitelor procese.[16]

ardere devine sursa dominantă de energie la $1,5 M_{\odot}$ și la o temperatură de $15 \text{ ori } 10^6 \text{ K}$ [17]. C, N și O acționează ca și catalizatori și sunt consumați pas cu pas, pentru a fi apoi regenerați într-o reacție (p,α) la sfârșitul ciclului.

Un obstacol major în calea nucleosintezei în acest stadiu este lipsa izotopilor stabili cu $A = 5$ și $A = 8$, obstacol care este depășit de "reacția triplă α", **reacția 3-α**. Produsul fuziunii a două particule α este ^8Be , care ulterior ar trebui să capteze o altă particulă α pentru a crea un nucleu de ^{12}C . Dar timpul de înjumătățire al ^8Be este atât de scurt – $T_{1/2} = 10^{-17} \text{ s}$ – încât acesta se dezintegrează imediat în constituenții inițiali. Cu toate acestea, într-un mediu cu densitate mare și temperatură ridicată ($\approx 10^4 \text{ g/cm}^3$), ^8Be va începe să se acumuleze și ^{12}C poate fi produs.

Următoarele stagii de ardere dintr-o stea sunt:

- **Arderea carbonului;** fuziunea dintre 2 atomi de carbon, $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$, este reacția importantă în acest stadiu care duce în principal la formarea de ^{20}Ne , care va fi combustibilul pentru procesul de ardere următor.
- Dacă steaua este mai grea de $11 M_{\odot}$ și temperatura crește peste $T = 1 \text{ GK}$, atunci va începe **etapa de ardere a neonului**; reacția principală este $^{20}\text{Ne} + \gamma \rightarrow ^{16}\text{O} + \alpha$ care produce oxigenul necesar pentru următoarea etapă de ardere.
- Etapa de **ardere a oxigenului** este declanșată la temperaturi cuprinse între $1,5$ și $2,7 \text{ GK}$, iar reacția principală este fuziunea dintre $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$. În general, la sfârșitul acestei faze, elementele cele mai importante care au fost formate sunt ^{28}Si , $^{32,33,34}\text{S}$, $^{35,37}\text{Cl}$, $^{36,38}\text{Ar}$, $^{39,41}\text{K}$ și $^{40,42}\text{Ca}$.
- Ultima fază în evoluția unei stele este **etapa de ardere a siliciului** care are loc la temperaturi mai mari de $2,8 \text{ GK}$, care nu sunt suficiente pentru a depăși bariera coulombiană și reacția de fuziune $^{28}\text{Si} + ^{28}\text{Si}$ nu are loc. În schimb, ^{28}Si este consumat prin fotodezintegrare și captură de particule

ușoare până când se ajunge la ^{56}Ni care se dezintegrează în ^{56}Fe un miez de fier este creat.

Toate aceste etape de ardere reușesc să producă elemente până la fier și nichel. Bariera Coulombiană împiedică fuziunea sau captura de particule ușoare sau de ioni, prin urmare nucleosinteza elementelor mai grele continuă prin reacțiile de captură de neutroni. Se pot distinge două procese principale:

- **procesul s** (captura lentă de neutroni); este o serie de reacții de captură a neutronilor aproape de valea de stabilitate β . Procesul este "lent" în comparație cu rata efectivă de dezintegrare β , adică există suficient timp pentru ca nucleul să se dezintegreze înainte de a capta un alt neutron. Ultimul nucleu care poate fi format prin acest proces este ^{209}Bi .
- **procesul r** (captura rapidă de neutroni); procesul este numit "rapid" în raport cu rata de dezintegrare β , ceea ce înseamnă că un nucleu nu are timp să se dezintegreze înainte de a captura un alt neutron.

2.3 Peisajul astrofizic și nuclear al ^{26}Al

^{26}Al are un timp de înjumătățire de doar $7,17 \times 10^5$ ani, considerabil mai mic decât timpul de evoluție al Galaxiei. Prezența acestuia în mediul interstelar ar fi o altă dovadă că **nucleosinteza stelară este un proces în desfășurare, continuu, în galaxia noastră**. Acest lucru este un fapt cunoscut acum, datorită descoperirii în mediul interstelar, cu ajutorul telescoapelor spațiale [7; 8], a razelor gamma de 1,809 MeV energie, tranziții γ caracteristice dezexcitării ^{26}Mg , produs în urma dezintegrării ^{26}Al .

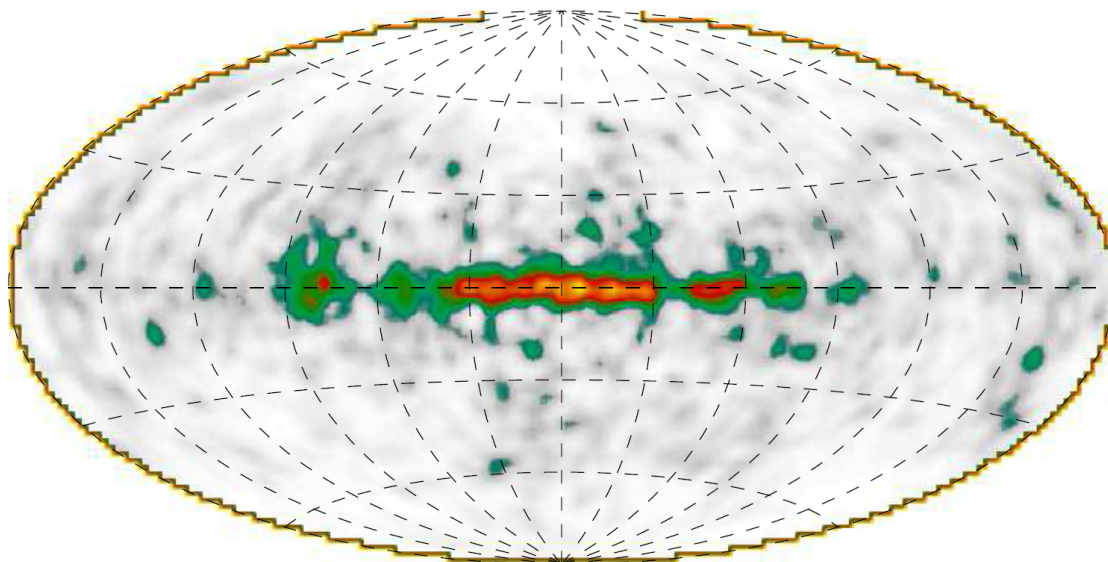


Figura 2.2: Harta stelară a ^{26}Al obținută cu ajutorul datelor furnizate de telescopul COMPTEL de pe satelitul CGRO al NASA. [18]

În 2001 a devenit disponibilă prima cartografiere a întregii galaxii pentru tranzițiile gamma de 1,809 MeV energie. Aceasta a fost realizată cu ajutorul Ob-

servatorului Compton de radiații gamma (eng. Compton Gamma Ray Observatory) (CGRO) [18] și poate fi observată în figura 2.2. Această campanie de observare a arătat că distribuția ^{26}Al este puternic restrânsă la discul galactic și este aglomerată și asimetrică și a indicat puternic spre **stelele masive** ca fiind principalii producători ai acestui nucleu[18].

2.4 Producerea, distrugerea și proprietățile nucleare ale ^{26}Al

Starea fundamentală prezintă un spin destul de mare, $J^\pi = 5^+$, prima stare excitată fiind situată la doar 228,3 keV și având un spin și o paritate $J^\pi = 0^+$ (Figura 2.3, dreapta). Durata de viață a stării excitate este de aproape 6,34 s, ceea ce face din aceasta un **isomer**. Acest fapt permite în calculele de nucleosinteză ca starea fundamentală (^{26g}Al) și starea izomerică (^{26m}Al) să fie tratate ca **două specii diferite la temperaturi stelare scăzute**, $T \leq 0,15 \text{ GK}$. [19].

Starea izomerică se dezintegrează către starea fundamentală a ^{26}Mg aproape exclusiv printr-o tranziție β^+ superpermisă, în timp ce ^{26g}Al se dezintegrează β către o stare excitată în $^{26}\text{Mg}^*$ care se dezexcită prin emisia razei γ caracteristice de 1808,63 keV; un desen schematic al acestui proces este prezentat în figura 2.3.

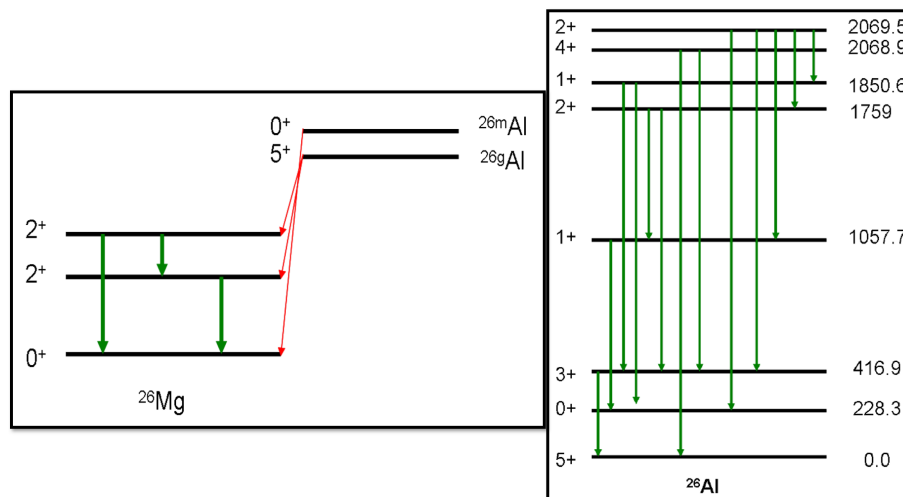


Figura 2.3: Stânga: schema de dezintegrare a stării fundamentale și a stării izomere ale ^{26}Al . Dreapta: diagramă parțială de nivele a ^{26}Al . [20]

Tabelul 2.1 rezumă informațiile importante despre producția și distrugerea ^{26}Al . Acest izotop face parte din ciclul Na-Mg-Al (Sodiu-Magneziu-Aluminiu) care poate avea loc în diferite medii și scenarii stelare.

Tabelul 2.1: Posibile medii stelare de producere și distrugere a ^{26}Al ; sunt enumerate și câteva proprietăți de bază

Mediu	Proces	T (GK)	Reacție
stele AGB	arderea H (pătură)	0.04 - 0.3	$^{25}\text{Mg}(p,\gamma)^{26g,m}\text{Al}$
stele masive	arderea H în miez & pătură	0.04 - 0.09	$^{25}\text{Mg}(p,\gamma)^{26g,m}\text{Al}$
	ardere hidrostatică a păturii C/Ne	≈ 1.2	$^{25}\text{Mg}(p,\gamma)^{26}\text{Al}^t$
	ardere explozivă a păturii C/Ne	≈ 2.3	$^{25}\text{Mg}(p,\gamma)^{26}\text{Al}^t$
novae	vârful de temp. al exploziei	0.3	$^{25}\text{Al}(p,\gamma)^{26}\text{Si}(\beta^+)^{26g,m}\text{Al}$
Supernovae	interacții cu neutrini, ν	6 - 10	$^{26}\text{Mg}(\nu_e, e^-)$

2.5 Prezentare generală a studiilor spectroscopice asupra reacției $p+^{26}\text{Al}$

În acest moment, una dintre principalele probleme este incertitudinea în ceea ce privește rata de reacție a procesului de captură de protoni pe ^{26}Al și existența unor discrepanțe importante între studii. Interesul principal s-a îndreptat spre studiul capturării de protoni pe **starea fundamentală**.

În cazul ambilor izotopi, aproape exclusiv, informații importante au fost obținute din spectroscopia tranzițiilor γ ale nucleului produs, ^{27}Si [21–35]. Cele mai mici valori ale rezonanțelor pentru sistemul $^{26g}\text{Al}(p,\gamma)^{27}\text{Si}$, $E_r = 68,3$ keV și $E_r = 126,7$ keV, au fost obținute în studiul lui Lotay *et. al* [28]. Pentru cazul stării metastabile, $^{26m}\text{Al}(p,\gamma)^{27}\text{Si}$, Lotay *et. al* [27] au identificat o rezonanță la doar $E_r = 146,3$ keV. Protonii emiși de pe nivelurile excitate ale ^{27}Si au fost detectați în studiul lui Deibel *et. al* [29], la o energie de rezonanță $E_r = 445$ keV și care corespunde stării izomere.

Toate aceste studii au ajutat la obținerea unor informații suplimentare importante despre rezonanțele care contribuie cel mai mult la rata totală de reacție. Cu toate acestea, există încă incertitudini în ceea ce privește ratele de reacție ale ambilor izotopi, în special în regimul de temperatură joasă din mediile stelare.

Există totuși o altă modalitate de a extrage informații despre stările excitate peste pragul de separare a protonilor în ^{27}Si , iar această metodă va fi introdusă și explicată în capitoul următor.

3. Abordarea teoretică

Acest capitol introduce noțiunile și mărimile folosite în cursul tezei.

3.1 Ratele de reacție în mediile stelare

Într-o reacție $a + b \rightarrow c + d$, rata de reacție per pereche de particule, într-un mediu stelar de temperatură T , este dată de expresia generală

$$\langle \sigma v \rangle = \left(\frac{8}{\pi \mu} \right)^{\frac{1}{2}} \frac{1}{(kT)^{3/2}} \int_0^\infty E \sigma(E) \exp(-E/kT) dE. \quad (3.1)$$

Secțiunea eficace σ scade lin o dată cu energia E pentru reacțiile nerezonante, dar acest comportament se schimbă la energii sub bariera Coulombiană, E_C , din cauza reducerii probabilității de transmisie, P , care la energii mici unde $E \ll E_C$ poate fi aproximată prin expresia [36]

$$P = \exp(-2\pi\eta), \quad (3.2)$$

unde η se numește parametrul Sommerfeld și este egal cu

$$\eta = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{\hbar v}, \quad (3.3)$$

unde Z_1, Z_2 sunt numerele atomice ale particulelor care interacționează, e este sarcina elementară și $\hbar$ este constanta Planck redusă. Din punct de vedere numeric, exponentul are valoarea

$$2\pi\eta = 31.29 Z_1 Z_2 \left(\frac{\mu}{E} \right)^{1/2}, \quad (3.4)$$

unde energia E , în centrul de masă, este în keV și μ este în amu. Această expresie pentru probabilitatea de tunelare este denumită în mod obișnuit factorul Gamow.

Nu toate reacțiile au un comportament nerezonant, unele dintre ele prezintă rezonanțe, chiar înguste și izolate, iar în acest caz secțiunea eficace poate fi descrisă prin formula Breit-Wigner [36]

$$\sigma_{BW}(E) = \frac{\pi \hbar^2}{2\mu E} \frac{2J_r + 1}{(2j_p + 1)(2j_t + 1)} \frac{\Gamma_a \Gamma_b}{(E_r - E)^2 + \frac{\Gamma_{tot}^2}{4}}, \quad (3.5)$$

unde J_r și E_r sunt spinul și energia rezonanței, j_p și j_t sunt spinul proiectilului și, respectiv, al țintei. (Γ_a, Γ_b sunt lărgimile parțiale ale canalului de intrare și de ieșire ale reacției și $\Gamma_{tot} = \Gamma_a + \Gamma_b$).

În cazul $^{26m}\text{Al} + p \rightarrow ^{27}\text{Si}^* + \gamma$, lărgimile parțiale corespund protonului incident și radiației γ emise.

În cazul unei rezonanțe înguste, în care lărgimile parțiale nu variază pe lărgimea totală a rezonanței Γ_{tot} , ecuația ratei de reacție poate fi exprimată ca

$$\langle \sigma v \rangle = \left(\frac{2\pi}{\mu kT} \right)^{3/2} \hbar^2 \exp \left(-\frac{E_r}{kT} \right) \omega \gamma, \quad (3.6)$$

unde tăria rezonanței este definită ca

$$\omega \gamma = \omega \frac{\Gamma_p \Gamma_\gamma}{\Gamma_{tot}}. \quad (3.7)$$

Lărgimea parțială protonică depinde de lărgimea stării de uniparticulă și de factorul spectroscopic [37]

$$\Gamma_p = 2 \frac{\hbar^2}{mR^2} PC^2 S \theta_{pc}^2, \quad (3.8)$$

unde R este raza nucleară, P este factorul de penetrabilitate, C^2 este coeficientul Clebsch-Gordan, S este factorul spectroscopic și θ_{pc}^2 este lărgimea redusă a stării uniparticulă

$$\theta_{pc}^2 = \frac{R}{2} |u_{pc}(R)|^2 \quad (3.9)$$

Cantitatea u_{pc} este funcția de undă radială a particulei [37].

Rata totală de reacție este dată de suma incoerentă a contribuțiilor tuturor rezonanțelor înguste separate care contribuie.

3.2 Măsurători directe în Astrofizica Nucleară

Pe lângă utilizarea diferitelor metode indirecte descrise în acest capitol, se pot folosi măsurători directe pentru a determina ratele de reacție ale proceselor de nucleosinteză. Aceasta înseamnă că este posibil să se studieze direct în laborator reacțiile de interes, fără alte "artificii" necesare pentru a ajunge la nucleele sau energiile de interes astrofizic.

Mai jos este enumerat un studiu în care am fost implicat pe perioada doctoratului. Grupul nostru din cadrul Institutului Național de Cercetare-Dezvoltare în Fizică și Inginerie Nucleară "Horia Hulubei" (IFIN-HH) a studiat în ultimii ani mai multe reacții prin măsurători directe, din care voi descrie pe scurt reacția de fuziune a $^{13}\text{C} + ^{12}\text{C}$. A fost folosită **metoda țintei groase**, iar reacția a fost studiată prin măsurarea spectrului de excitație al canalelor de reacție care au fost populate în timpul iradierii în fascicol [38].

Reacția de interes astrofizic în acest caz este reacția de fuziune $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$, deoarece este considerată a fi cea mai importantă reacție în etapa de ardere a carbonului din stelele masive, influențând evoluția acestora.

Figura 3.1 (stânga) prezintă secțiunea de interacție a canalului de evaporare a protonilor din ^{25}Mg proveniți din reacția de fuziune $^{13}\text{C} + ^{12}\text{C}$. Aceasta a fost măsurată până în fereastra Gamow folosind acceleratorul Tandem de 3 MV de la

IFIN-HH. O comparație între valoarea calculată a factorului astrofizic S și predicțiile teoretice este prezentată în figura 3.1 (dreapta). Aceste rezultate, împreună cu metoda și instalațiile folosite pentru obținerea lor, sunt publicate în Ref [39; 40] și au făcut parte din teza de doctorat a Dr. Dana State [41].

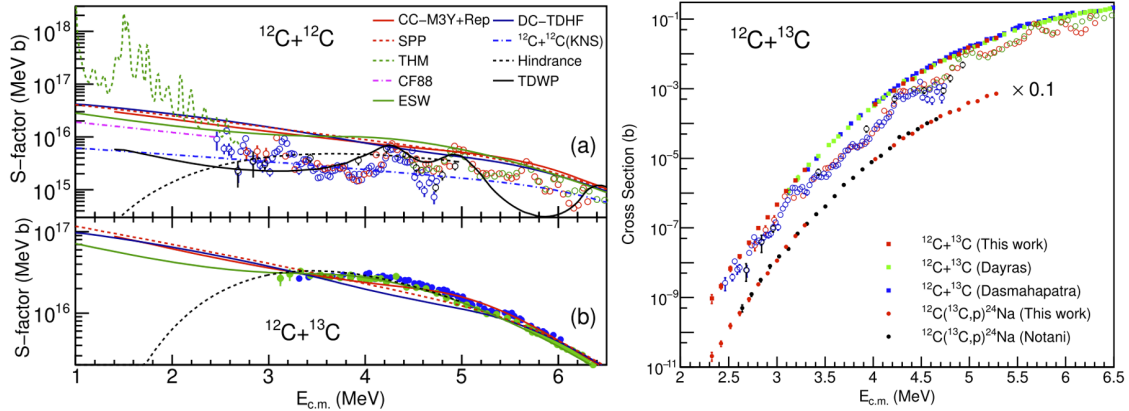


Figura 3.1: (stânga) Secțiunea de interacție pentru reacția $^{12}\text{C}(^{13}\text{C},p)^{24}\text{Na}$ măsurată la IFIN-HH (marcată cu cercuri roșii) comparată cu rezultate anterioare; (dreapta) Factorul astrofizic S obținut pentru reacțiile de fuziune $^{13}\text{C} + ^{12}\text{C}$ și $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$. Ambele imagini din Ref. [39]

3.3 Metode indirecte - spectroscopia rezonanțelor

O categorie importantă de reacții care au loc în stele este cea a reacțiilor de captură radiativă $X(p,\gamma)$, $X(\alpha,\gamma)$, $X(n,\gamma)$ etc. Proiectarea experimentelor pentru a studia aceste reacții la energii stelare într-un laborator de astrofizică nucleară este dificilă din cauza a două motive principale [1]:

- energiile implicate în stele sunt mici (zeci sau sute de keV/u);
- majoritatea reacțiilor implică participarea de nuclee radioactive care au timp de înjumătățire foarte mici.

Ce se poate face atunci când măsurătorile directe tind să devină din ce în ce mai dificile este să se utilizeze **metode indirecte**: efectuarea de experimente la energii mai mari, de obicei zeci sau sute de MeV/u, pentru a obține informații care pot fi transformate în secțiuni eficace și rate de reacție pentru energii relevante [1]. Fără a intra în detalii elaborate care depășesc scopul acestei teze, există doar câteva metode indirecte care ar putea fi aplicate în Astrofizica Nucleară:

- Disocierea Coulombiană [3; 42].
- Reacțiile de rupere la energii intermediare [43]
- Reacțiile de transfer [44].
- Metoda Calului Troian (eng. Trojan Horse Method - THM) [5].

- metode spectroscopice, cum ar fi emisia de nucleoni întârziată de dezintegrarea beta.

Primele două metode au fost utilizate cu succes de grupul nostru de la IFIN-HH, România, pentru a studia descompunerea ^9C în câmpul nuclear al unei ținte ușoare (carbon) și în câmpul Coulomb al unei ținte grele (plumb) într-un experiment realizat la RIKEN, Japonia. Acest proiect, în care am fost implicat în etapa de doctorat, a reprezentat o parte importantă a tezei de doctorat a Dr. Alexandra Ștefănescu ([38]).

În următoarele secțiuni ale acestei teze, metoda spectroscopiei rezonanțelor va fi detaliată, ca o aplicație pentru a studia emisia de protoni din ^{27}P întârziată de dezintegrarea β .

3.4 Emisia de protoni întârziată de dezintegrarea beta a ^{27}P

În cazul studiului prezentat în această teză, un fascicol radioactiv conținând ^{27}P a fost implantat în volumul de gaz al unui detector și a fost analizată dezintegrarea sa β^+ urmată de emisia de protoni sau gama. Nucleul de ^{27}P se numește precursor și se dezintegrează β^+ către stări excitate din ^{27}Si (emițătorul), niveluri care se situează sub și deasupra energiei de separare a protonilor, $S_p = 7,463.34(13)$ MeV. În timpul acestui proces, trebuie să se țină seama de regulile de selecție pentru spin și paritate și, prin urmare, dezintegrarea stării fundamentale ^{27}P (care are $J^\pi = 1/2^+$) va popula stări cu spin $1/2, 3/2$ și paritate pozitivă. Un desen schematic al acestui proces este prezentat în figura 3.2.

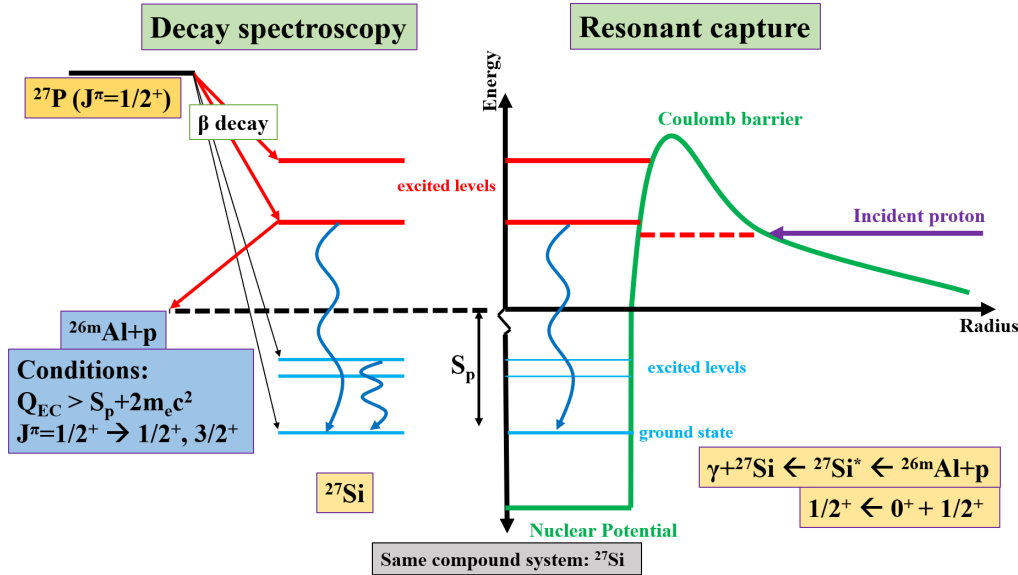


Figura 3.2: Schemă a capturii de protoni și a dezintegrării beta

Cu toate acestea, starea fundamentală a ^{26}Al are spin și paritate 5^+ , care este greu de populat prin emisie de protoni din stările $1/2^+$ și $3/2^+$, deoarece schimbarea momentului unghiular ar fi prea mare. Cel mai probabil, prima stare exci-

tată, care are spinul și paritatea 0^+ , va fi punctul final în acest lanț de dezintegrare; în plus, trebuie să se adauge diferența de 228,3 keV dintre aceste două stări, astfel încât pragul de separare a protonilor pentru ^{26m}Al va fi $S_p = 7,691.64(13)$ MeV. Deoarece energia totală disponibilă pentru dezintegrare este $Q_{\beta^+} = 11,725(9)$ MeV, energia pozitronilor în cazul în care are loc și emisia de protoni va fi în jur de maximum 4 MeV, energia lor cea mai probabilă fiind de $\approx 1,3 - 1,4$ MeV.

3.5 Dezintegrarea beta a ^{27}P ca instrument de studiu al reacției $^{26m}\text{Al}(p, \gamma)$

Dintre studiile menționate în secțiunea 2.5, până la momentul redactării acestei teze, doar un singur studiu experimental [35] a reușit să folosească o **metodă directă** pentru a investiga subiectul, adică folosind un fascicul mixt radioactiv al stării fundamentale și al izomerului ^{26}Al care a interacționat cu o țintă de protoni.

Măsurătorile directe sunt dificile; producerea unui fascicul radioactiv de intensitate foarte mare sau a unei ținte de hidrogen foarte dense, sau ambele, pentru a crește probabilitatea producerii reacției cu statistici ridicate, reprezintă o provocare. Prin urmare, trebuie să se folosească altceva, în acest caz o metodă **indirectă**.

Pentru studiul prezentat în această teză, a fost efectuată spectroscopia nucleului ^{27}Si . De asemenea, interesul s-a îndreptat către stările excitate care se află **deasupra energiei de separarea de protoni**, stări care, în unele cazuri, se vor dezintegra prin emiterea unui proton. **Aceasta nu este o tehnică nouă, dar a fost pentru prima dată când emisia de protoni întârziată de dezintegrarea β a ^{27}P a fost folosită cu succes pentru astrofizică nucleară.**

Trei cercetări anterioare au arătat că emisia de protoni întârziată de dezintegrarea β are loc în cazul nucleului ^{27}P :

- Aystö et al. [45];
- Ognibene et al. [46];
- McCleskey et al. [32].

Cu toate acestea, niciunul dintre aceste studii nu a reușit să detecteze protoni sub ≈ 450 keV, care este cea mai importantă regiune pentru rezonanțe în AN, limitările experimentale fiind reprezentate de fondul mare de pozitroni și de rapoartele de ramificare mici beta-proton (βp).

Punctul comun al celor trei experimente este reprezentat de faptul că au folosit **detectori de siliciu**. Chiar dacă montajul experimental utilizat în Ref. [32] a fost îmbunătățit considerabil față de primele două, folosind implantarea în detectori foarte subțiri ($45 \mu\text{m}$) de siliciu cu două fețe (eng. Double Sided Silicon Detectors - DSSD), energia depusă de pozitronii proveniți din dezintegrarea β a fost în continuare foarte mare, acoperind complet domeniul energetic de interes până la 400 - 450 keV, după cum se poate observa în figura 3.3. Cu toate acestea, au fost posibile măsurători cu rezultate foarte bune în cazul nucleelor ^{20}Mg [47], ^{23}Al [48] (singurul pentru care a fost detectat un grup de protoni sub 400 keV), ^{27}P [32] și ^{31}Cl [49].

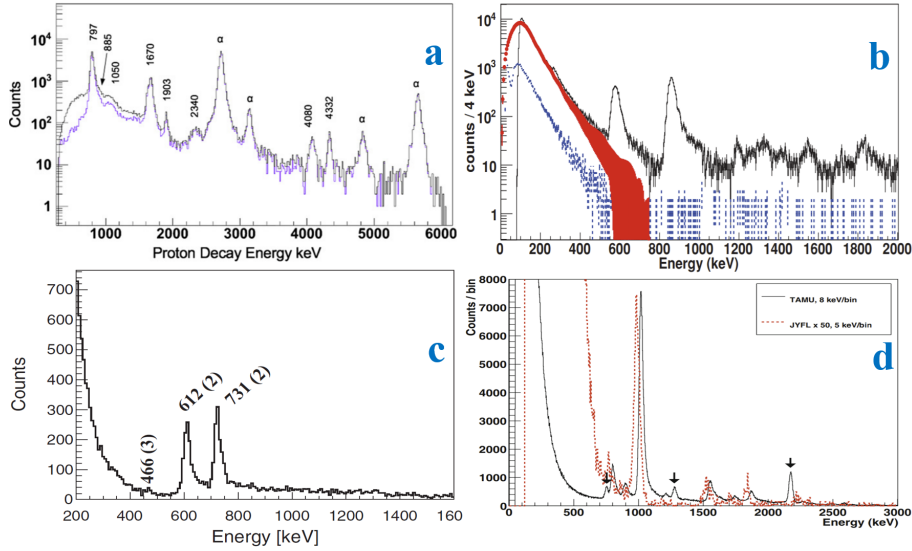


Figura 3.3: Spectre de protoni (liniile negre) obținute în experimențe de emisie de protoni întârziată de dezintegrarea beta. (a) ^{20}Mg [47]. (b) ^{23}Al [48]. (c) ^{27}P [32]. (d) ^{31}Cl [49]. Fondul de pozitroni este la un nivel ridicat în toate spectrele.

3.6 Dezintegrarea beta

Procesul prin care o particulă (un electron sau un pozitron) este emisă din nucleul atomic se numește dezintegrare beta (β). În timpul procesului, particula beta emisă este însoțită de un neutrin sau de un antineutrin. Acest participant suplimentar primește o parte din energia totală și, din această cauză, distribuția valorilor energetice pentru particulele beta are un spectru continuu [50].

- **Dezintegrarea β^-**

$${}^A_Z X \rightarrow {}^A_{Z+1} Y + e^- + \bar{\nu}; \quad (n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}) \quad (3.10)$$

cu

$$Q_{\beta^-} = [m({}^A X) - m({}^A Y)]c^2 \quad (3.11)$$

- **Dezintegrarea β^+**

$${}^A_Z X \rightarrow {}^A_{Z-1} Y + e^+ + \nu; \quad (p \rightarrow n + e^+ + \nu) \quad (3.12)$$

cu

$$Q_{\beta^+} = [m({}^A X) - m({}^A Y - 2m_e)]c^2 \quad (3.13)$$

- **Captura de electroni (CE)**

$${}^A_Z X + e^- \rightarrow {}^A_{Z-1} Y + \nu; \quad (p + e^- \rightarrow n + \nu) \quad (3.14)$$

cu

$$Q_{EC} = [m({}^A X) - m({}^A Y)]c^2 - B_n \quad (3.15)$$

Timpul de înjumătățire

Timpul de înjumătățire este timpul necesar pentru ca jumătate din atomii radioactivi ai unui anumit radionuclid să se dezintegreze, în medie. Aceasta este legată de constanta ratei de dezintegrare prin [51].

$$T_{1/2} = \ln 2 / \lambda, \quad (3.16)$$

unde λ este constanta de dezintegrare și $T_{1/2}$ este timpul de înjumătățire. Unul dintre obiectivele acestei lucrări a fost determinarea cu o mai mare precizie a timpului de înjumătățire a ^{27}P .

Rapoartele de ramificare

O dezintegrare radioactivă poate popula stările finale prin diferite moduri de dezintegrare, numite ramuri de dezintegrare. În cazul ^{27}P , este posibilă doar dezintegrarea β^+ ; cu toate acestea, stările finale excitate în ^{27}Si se pot afla atât dedesubtul energiei de separare a protonilor, iar modul de dezintegrare va fi exclusiv prin emisie γ , cât și peste aceasta, când emisia de protoni va concura cu dezexcitarea γ .

În acest caz, se poate spune că ^{27}P poate să se dezintegreze prin două ramuri: exclusiv prin emisie de β^+ și prin emisie de protoni întârziată de dezintegrarea β^+ . Raportul de ramificare β -proton pentru fiecare grup de protoni va fi

$$B_i = \frac{N_i(p)/\varepsilon}{N(^{27}\text{P})} \times \delta \quad (3.17)$$

unde $N_i(p)$ este numărul de protoni de energie i^{th} , ε este eficiența detectorului pentru energia specifică a protonului și $N(^{27}\text{P})$ este numărul total de nuclee ^{27}P implantate în detectorul care a fost utilizat în măsurare. Factorul δ reprezintă contribuția însumată a corecțiilor care sunt efectuate în timpul analizei, cum ar fi corecția timpului mort de achiziție a datelor sau pierderea de evenimente în perioadele în care detectorul nu măsoară semnale [52].

Experimentele anterioare [45; 46] au reușit să furnizeze doar o valoare de 0,07% pentru raportul de ramificare total β -proton, în timp ce ultimul studiu al lui McCleskey et. al [20; 32] a stabilit limite superioare pentru această valoare la 0,163(3) %.

4. Ansamblul experimental

Experimentul RUN1119C, care a studiat emisia de protoni întârziată de dezintegrarea beta a nucleului ^{27}P a avut loc la sfârșitul anului 2019 la Texas A&M University (TAMU), College Station, SUA, folosind o combinație a facilităților existente: ciclotronul K500, spectrometrul MARS [9] și un detector de gaze inovator, AstroBox2 [10]. O descriere a acestora și a modului în care au fost utilizate pentru a atinge obiectivele acestei teze va fi prezentată în acest capitol.

Un ciclotron include doi electromagneți care sunt utilizați pentru a crea un câmp magnetic B care este perpendicular pe traiectoria ionilor și îi menține pe aceștia pe o traiectorie circulară. Fasciculul se defocalizează la energii mari (adică atunci când se utilizează câmpuri magnetice mari) și, pentru a depăși această problemă, ciclotronul supraconductor K500 este proiectat astfel încât forma celor trei "duanți" să fie schimbată pentru a avea câmpuri magnetice înalte și joase alternativ.

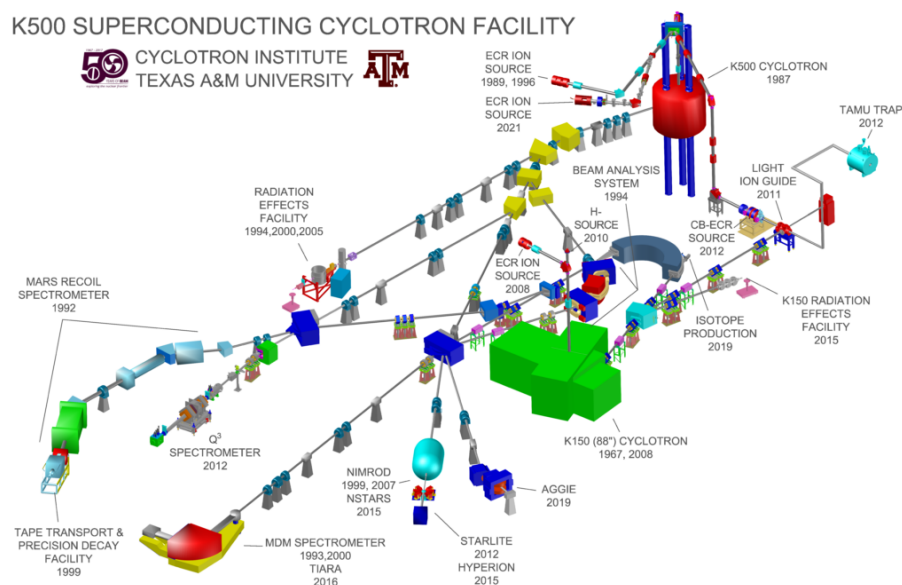


Figura 4.1: Schemă a ciclotronului supraconductor K500 împreună cu restul facilităților de la Cyclotron Institute, Univ. Texas A%M. Detectorul folosit pentru acest studio a fost plasat la capătul liniei de accelerare și separare MARS. Imagine preluată din [53]

În cazul acestei teze a fost folosit K500, care este un ciclotron supraconductor; aceasta înseamnă că tipul de magneți utilizați pentru a curba în spirală traiectoria ionilor poate produce câmpuri substanțial mai mari decât un magnet normal.

În cazul lui K500, bobinele care produc curentul sunt menținute la temperaturi scăzute (4,2 K). Acest lucru se face pentru a obține curenți electrici mari (până la 800 A) și câmpuri magnetice ridicate (până la 55 kGauss). Pentru a obține acest lucru, un fir supraconductor de niobiu-titan este rotit de 5500 de ori și este ecranat cu 100 de tone de oțel. Ciclotronul poate accelera protoni de la 5 MeV până la 70 MeV și ioni de uraniu de la 500 MeV până la 3,5 GeV. În figura 4.1 este prezentată o schemă a zonei experimentale. [53].

4.1 Producerea și separarea fascicolului secundar

Pentru acest proiect au fost produse două fascicule secundare, unul conținând ^{27}P pentru investigația experimentală propriu-zisă și unul conținând ^{25}Si pentru a fi utilizat pentru calibrarea energetică a detectorului AstroBox2 (AB2). Fascicolul primar de $^{28}\text{Si}^{10+}$ provenit de la ciclotronul K500 a fost accelerat la 40 MeV/u și a interacționat cu ținta primară, care a fost diferită pentru fiecare caz:

- țintă criogenică de hidrogen gazos **pentru a obține în zbor și în cinematica inversă ^{27}P printr-o reacție (p,2n)**. Gazul a fost menținut într-un recipient cilindric, la o presiune de 2 atm și a fost răcit la temperatura azotului lichid pentru a obține o densitate mai mare a atomilor primari ai țintei și, prin urmare, o rată de producție mai mare.
- țintă solidă din aluminiu **pentru a obține ^{25}Si** . Ținta a fost montată pe o scară instalată în interiorul camerei țintă. Scara poate susține trei ținte diferite din aluminiu de grosimi diferite: 254 μm , 279 μm și 396 μm . Pentru această lucrare, a fost utilizată prima țintă de 254 μm .

Camera țintei primare (prezentată în figura 4.2 (a)) poate găzdui fie recipientul cilindric, fie scara pen care sunt montate țintele de aluminiu.

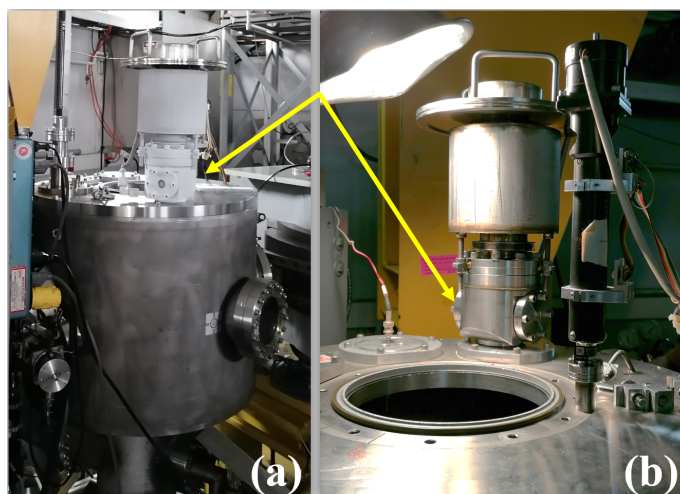


Figura 4.2: (a) Fotografie a camerei țintei primare; deasupra ei poate fi observat recipientul în care a fost ținut hidrogenul sub formă de gaz (săgețile galbene); o fotografie detaliată a recipientului poate fi observată în (b).

4.2 Spectrometrul MARS

Linia de fascicol și spectrometrul MARS (eng. Momentum Achromat Recoil Spectrometer - rom.) au fost utilizate în cadrul experimentului pentru a obține fasciculele secundare menționate mai sus. Un desen schematic al facilității este prezentat în figura 4.3. Aceasta este utilizată pentru a produce și separa nucleele exotice pentru experimente în astrofizică nucleară și nu numai. Unicitatea sa provine din faptul că utilizează două planuri de dispersie a fasciolului secundar și combină două moduri de funcționare: acromat și un spectrometru tradițional. Principalele caracteristici ale acestei linii sunt o rezoluție energetică bună și o bună selecție a izotopilor. Aceasta din urmă înseamnă că impuritățile din fascicolul final sunt foarte scăzute, de ordinul a câtorva procente [9].

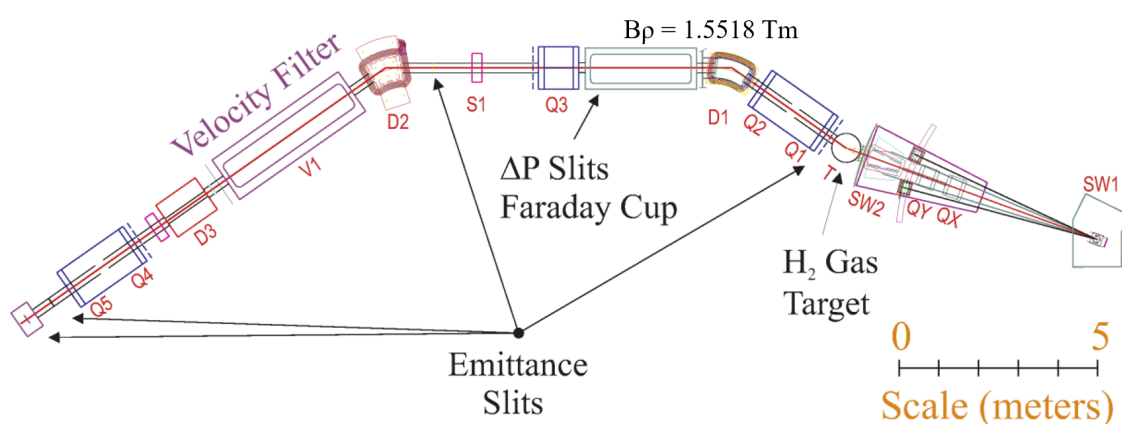


Figura 4.3: Schematic of MARS [54].

Scopul realizării unui mod acromat de funcționare este acela de a se asigura că ionii care au energii cinetice sau viteze similare pot fi separați spațial cu precizie și măsurați pe baza raportului impuls/sarcină (p/q), sau a rigidității magnetice $B\rho$ (unde B este câmpul magnetic și ρ este raza traiectoriei particulei în interiorul magnetului, în acest caz D1); rigiditatea magnetică se referă la faptul că o particulă cu un impuls mai mare va avea o rezistență mai mare la deviere într-un câmp magnetic. În cazul MARS, porțiunea acromată (transport aproape paralel în filtrul de viteze) este asigurată de primii doi magneți dipolari (D1 și D2) împreună cu quadrupolul Q3, în timp ce quadrupolii Q1 și Q2 sunt folosiți doar pentru focalizare fascicolului.

Între D1 și Q3 există o cameră, numită "sicriu" (deoarece aici este "îngropat" fasciculul primar care nu a reacționat cu ținta primară). La capătul acestei camere, există fante mecanice care permit controlul asupra distribuției de impuls [11]. Două cupe Faraday (FC) sunt amplasate în interiorul "sicriului" și sunt utilizate pentru a monitoriza intensitatea fascicolului și pentru a aproxima rata fascicolului secundar. Alegerea de folosire a uneia sau alteia depinde de valoarea $B\rho$.

Dipolul D3 curbează fasciculul în sus și îl separă în funcție de masă, iar împreună cu ultimii doi cuadrupoli, Q4 și Q5, asigură o focalizare în ambele planuri, vertical și orizontal, și anulează dispersia impulsului provocată de filtrul Wien. Astfel se obține o separare de ordinul întâi M/q .

Întregul braț posterior de la capătul MARS poate fi ridicat pentru a se potrivi cu separarea izotopilor fascicolului în afara filtrului Wien și pentru a permite aplicarea unui curent rezonabil pe dipolul D3. Pentru acest proiect, brațul din spate al MARS a fost menținut la 5 grade. Mai multe perechi de fante automate (orizontale și verticale) sunt utilizate de-a lungul liniei de fascicul, așa cum este indicat în figura 4.3 (notate "slits"). Setările finale pentru toate elementele liniei de fascicul pot fi găsite în tabelul 4.1.

Tabelul 4.1: Setările finale ale MARS pentru fasciculele de ^{25}Si și ^{27}P . S/D - stânga/dreapt și S/J - sus/jos; "deschis" în cazul fantelor înseamnă ± 40 mm. Elementul E×B este numele folosit în mod colocvial în registre și în software-ul de operare pentru filtrul Wien

Element	^{25}Si	^{27}P
Silt #1	deschis	deschis
Q1	156.7 A	163.6 A
Q2	83.5 A	84.0 A
D1-D2	656.6 A	663.3 A
Slit #2	S/D = ± 10 mm	S/D = ± 10 mm
Q3	46.1 A	46.1 A
S1	0.1 A	0.1 A
E×B	± 134 KV	± 137.9 KV
D3	205.0 A	205.4 A
S2	19.4 A	19.2 A
Q4	-60.1 A	-63.9 A
Q5	85.2 A	87.6 A
Slit #3	deschis	deschis
Slit #4	S/D = ± 30 mm S/J = +5.05/-2.27	S/D deschis S/J = +3.16/-2.27

4.3 Identificarea fascicolului secundar

Fascicolul care ajunge la capătul MARS include încă multe alte specii radioactive, care nu au reprezentat scopul studiului acestui experiment. Pentru a obține cele mai bune rezultate în ceea ce privește puritatea, focalizarea și rata de producție, fascicolul trebuie încă reglat cu precizie, prin modificări ale elementelor optice ale liniei de fascicul.

Acest lucru a fost realizat prin utilizarea unui telescop ΔE -E format din **detectori de siliciu** care a fost plasat la capătul MARS înainte de instalația experimentală. Acesta este denumit în mod familiar "**target detector**". Telescopul de siliciu este montat pe o tijă verticală care poate deplasa ansamblul în traiectoria fascicolului pentru a permite trecerea acestuia fără a deschide camera în care sunt montați acești detectori.

O rată de producție îmbunătățită se obține, de asemenea, prin reglarea ultimului set de fante astfel încât să se limiteze acceptanța unghiulară și doar izotopii cu același m/Q să fie lăsați în interiorul detectorului. Ultima pereche de fante este situată chiar înaintea "target detector".

În acest punct al experimentului s-a decis reducerea intensității fascicolului pentru a proteja detectorii de siliciu. Identificarea izotopică a cocktailului izotopi secundari este prezentată în figura 4.4 și sunt prezentate două situații când:

- (a) ultimele perechi de fante verticale și orizontale sunt complet deschise;
- (b) fantele verticale ale ultimei perechi sunt parțial închise într-o poziție care permite doar trecerea părții centrale a fascicolului care conține ^{27}P .

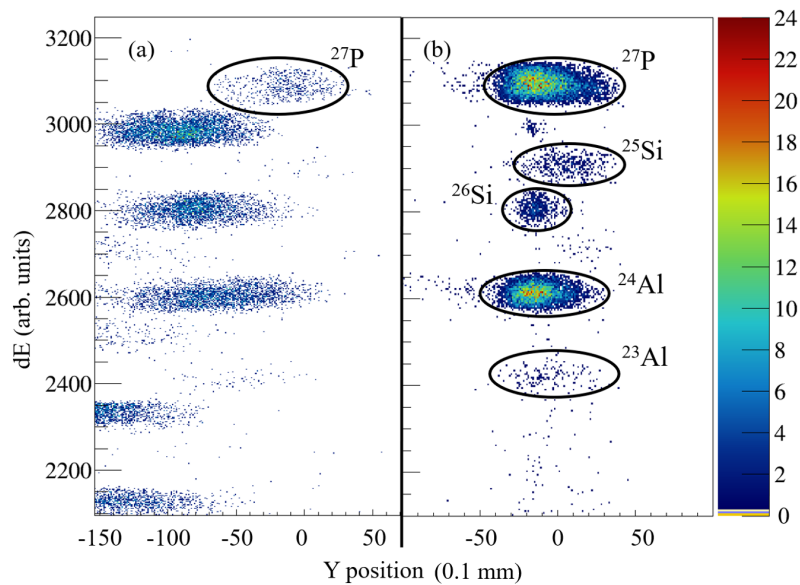


Figura 4.4: Identificarea nucleelor exotice din fascicolul secundar produs .Imag-ine preluată din Ref. [52]

Compoziția fascicolului la sfârșitul acestei reglări inițiale este rezumată în tabelul 4.2. Aproape **55% din fascicul a fost ^{27}P** , cu principala impuritate ^{24}Al la aproape 37%.

Tabelul 4.2: Compoziția fascicolului secundar care a fost implantat mai departe în detectorul AstroBox2

Izotop	rata de producere (ev/nC)	rata de producere (%)
^{27}P	7.87	55
^{24}Al	5.27	37
^{26}Si	0.59	4
^{25}Si	0.45	3
^{28}P	0.06	1

4.4 O nouă abordare - detectorii cu gaz

Pentru a depăși pierderea mare de energie pozitronilor într-un detector de siliciu, a fost propus și dezvoltat un nou sistem de detecție care a fost utilizat la TAMU în urmă cu mai mult de un deceniu. Colaborarea dintre mai multe grupuri de la TAMU, CERN și CEA-Saclay s-a materializat prin construirea unui **detector cu gaz, AstroBox** (AB) [55] și s-a bazat pe tehnologia MicroMEGAS (Micro-MESh Gaseous Structure) [56]. Principiul experimental este practic același ca în cazul detectoarelor de siliciu: fasciculul este transportat către AstroBox unde este implantat în volumul de gaz și lăsat să se dezintegreze. Detectorul s-a dovedit a fi ideal pentru acest tip de studiu, **reducând fondul de pozitroni până la 100 - 120 keV**.

MicroMEGAS (MM) este un amplificator de sarcină, în care o particulă încărcată care trece prin gaz ionizează atomii acestuia, iar sarcina creată este amplificată, colectată și măsurată. Detalii despre tipul specific utilizat în acest studiu și despre construcția acestuia vor fi prezentate în secțiunea următoare.

4.5 AstroBox2 - descriere tehnică

AstroBox2 (AB2) este o versiune îmbunătățită a AstroBox și a fost pusă în funcțiune în 2016 [10]. Un desen schematic al acestuia este prezentat în Figura 4.8. Una dintre modificările majore o reprezintă geometria amplificatorului MicroMEGAS. Cel anterior, utilizat pentru AB, era circular, avea un diametru total de 100 mm și era împărțit în doar 5 zone de detecție activă (denumite paduri, din eng. "pads"), după cum se poate observa în Figura ??(b)&(c). Cel utilizat pentru AB2 are formă dreptunghiulară (100 mm × 145 mm) și este împărțit în 29 de paduri, cele mai importante fiind cele mai centrale, în număr de 15. MicroMEGAS-ul care a fost utilizat în acest experiment este prezentat în Figura 4.5, în timp ce schema padurilor este desenată în figura 4.6.

Câmpul electric creat între partea superioară a MM (care se numește microrețea) și catod este menținut constant cu ajutorul a 9 inele de cupru care sunt menținute la o distanță de 16,5 mm unul de altul. Acest lucru permite crearea unui câmp electric uniform de aproximativ 200 V/cm. Inelul cel mai apropiat de MM este de fapt o placă de circuite imprimate (PCB) de aceeași dimensiune ca și restul inelelor și cu un set de fire de 50 μm grosime, formând o grilă de ecranare (GG) care este utilizată pentru a limita transmisia electronilor către anod prin modificarea tensiunii și/sau polarității acesteia [10].

Pentru acest studiu, detectorul a fost umplut cu gaz P5 de puritate ultra-înaltă (Ar:CH₄ 95%:5%, grad 5.0, Praxair), care a fost menținut la o presiune constantă de 800 torr [52]. Gazul a fost reîmprospătat în mod constant printr-un sistem de circulare a gazului. Reîmprospătarea gazului se face pentru a elimina orice impuritate care s-ar putea acumula în interiorul detectorului.

O particulă încărcată care trece între catod și anodul din MM ionizează atomii de gaz, iar sarcinile create sunt amplificate, colectate și măsurate. Anodul MM în sine este alcătuit dintr-o microrețea metalică și din electrodul de citire a semnalului (anodul). De obicei, catodul este construit în funcție de tipul de experiment,

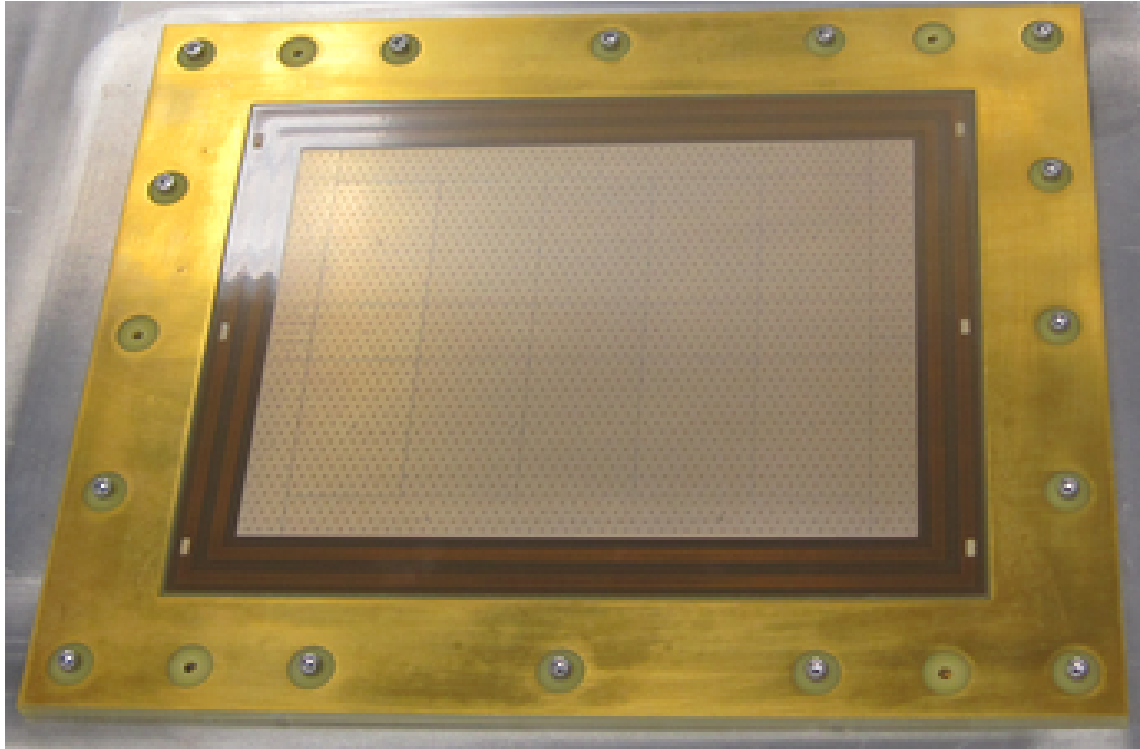


Figura 4.5: Amplificatorul de sarcină MicroMegas folosit în acest experiment

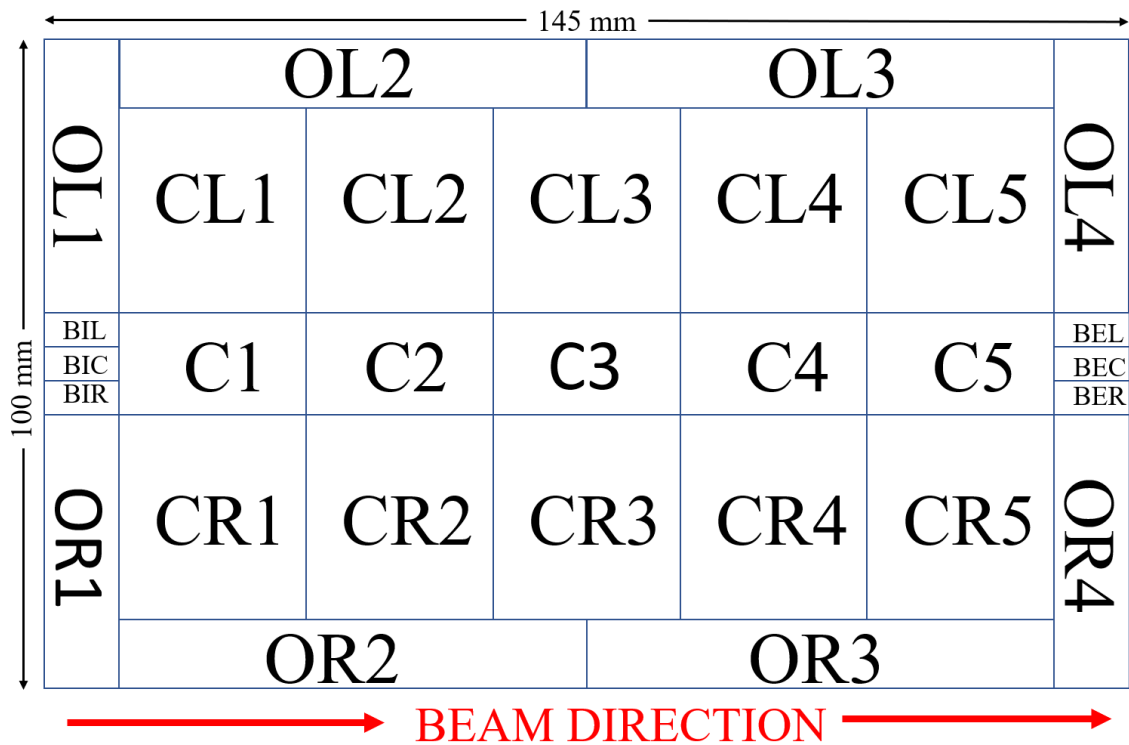


Figura 4.6: Schema padurilor pentru amplificatorul folosit. C1...C5 - paduri centrale; CL1...CL5 - paduri centrale-stânga; CR1...CR5 - paduri centrale-dreapta; O - paduri exterioare; BI - paduri de intrare a fascicolului; BE - paduri de ieșire a fascicolului

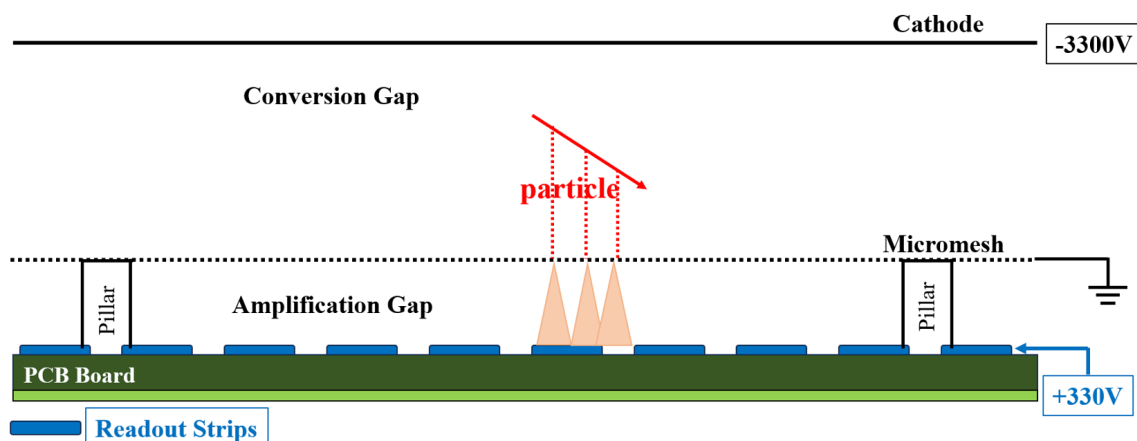


Figura 4.7: MicroMEGAS - desen schematic (reprezentarea nu este la scară reală).

iar distanța dintre catod și microrețea poate varia până la câțiva cm.

Atunci când o particulă care trece ionizează gazul, se produc perechi electron-ion, iar dacă se aplică un câmp electric între catod și anod, electronii încep să se deplaseze spre cel din urmă. Aceasta se numește "regiune de conversie". Atunci când electronii ajung la microrețea, ei întâlnesc un câmp electric mult mai mare între acest element și anod, regiune care se numește "regiune de amplificare", iar crearea de noi perechi electron-ion este puternic intensificată. Acest semnal amplificat este apoi colectat și citit pe electrodul de citire.

În timpul experimentului, a fost utilizat un element detector MM cu un spațiu de amplificare de numai $128 \mu\text{m}$, permițând astfel crearea unui câmp electric constant și uniform de aproximativ $2,5 \text{ kV/cm}$. Uniformitatea provine din faptul că, prin construcție, distanța dintre microrețea și anod este menținută constantă, cu ajutorul unor piloni. Un desen schematic (nu la scară) este prezentat în figura 4.7.

Acest tip de sistem de detecție, construit special pentru detectarea protonilor de joasă energie, a oferit o îmbunătățire majoră în comparație cu detectorii de siliciu utilizați anterior în ceea ce privește rezoluția energetică și fondul redus de β^+ datorită faptului că pierderea de energie a pozitronilor în gaz este mult mai mică decât în siliciu. Fundalul β^+ este menținut sub o valoare de 90-100 keV.

Atât pentru AB, cât și pentru AB2, termenul "detector" este mai degrabă folosit pentru a descrie întregul ansamblu: amplificatorul MM, catodul, electronica asociată și camera de reacție în interiorul căreia sunt amplasate acestea.

Desenul schematic al AstroBox2 este prezentat în figura 4.8. Săgeata roșie indică direcția fascicolului într-un experiment tipic. Fascicolul traversează un degradator de energie din aluminiu (1), care poate fi văzut fotografiat în Figura 4.9, și printr-o fereastră de mylar (2) care izolează gazul din AB2 de vidul înalt al liniei de fascicol. Amplificatorul MM (3) este amplasat în partea superioară a detectorului și este orientat în jos. Câmpul electric este menținut constant și uniform între catod (5) și anod cu ajutorul inelelor de cupru (4).

Pentru a controla adâncimea și poziția implantării în volumul de gaz din AstroBox2, un degradator din aluminiu cu grosimea de $546 \mu\text{m}$ a fost plasat chiar înainte de AB2. Degradatorul a fost rotit până când s-a obținut o implantare centrată a izotopului ^{27}P deasupra padului C3.

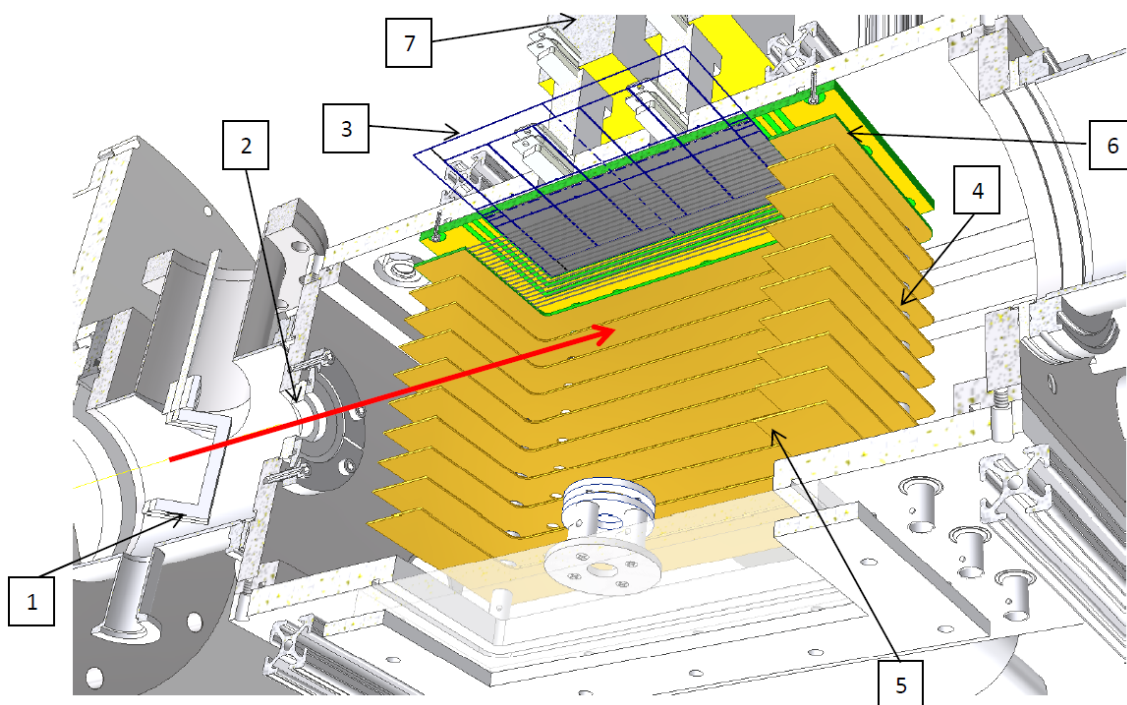


Figura 4.8: AstroBox2 - desen schematic.

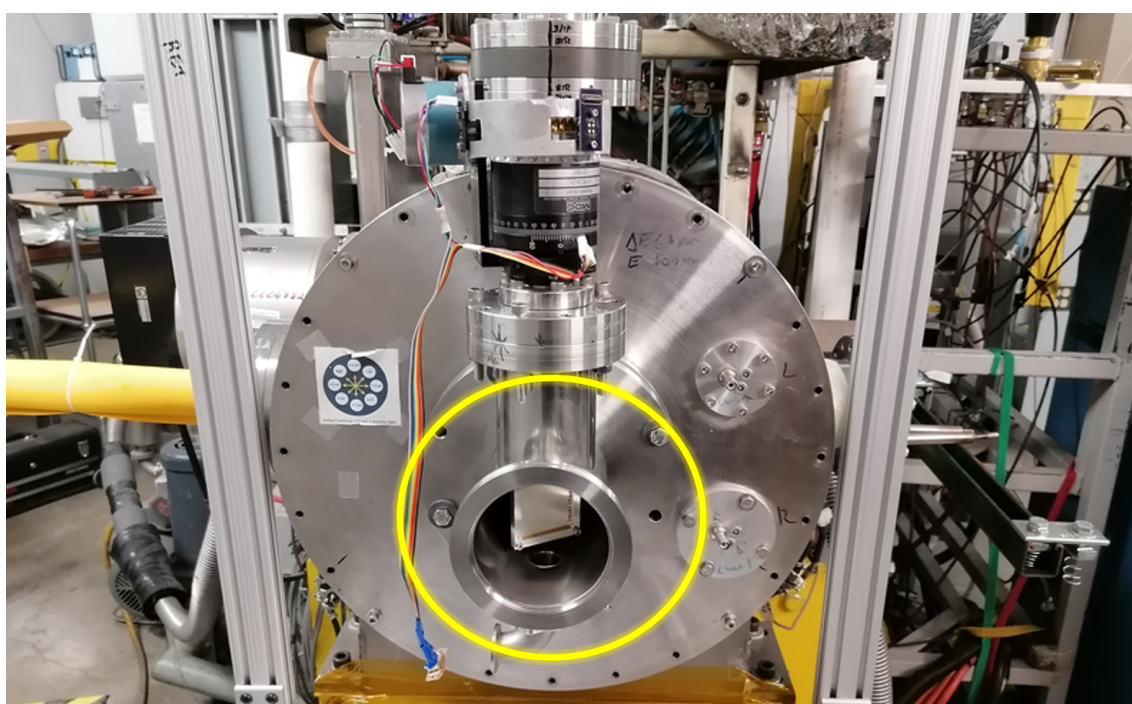


Figura 4.9: Fotografie a degradatorului de energie din aluminiu folosit în experiment

4.6 Ciclurile de implantare/măsurare

Capacitatea de a implanta fasciculul în gaz, de a-l lăsa să se dezintegreze și de a măsura apoi produșii de dezintegrare este una dintre principalele caracteristici

ale acestui tip de detector. Aceasta este posibilă cu ajutorul **modulului de pulsare**, (Figura 4.10,(a)), un modul electronic proiectat și construit de Dr. Matthew McCleskey, unul dintre membrii grupului TAMU din trecut.

Modulul de pulsare îndeplinește sarcini importante în timpul unui experiment, inclusiv:

- controlul duratei perioadelor de implantare/măsurare (beam-on/beam-off) a fascicolului;
- resetarea valorii modulului Scaler2 la zero(a se vedea Figura 4.10 (b)) pentru a avea o marcare corectă a timpului;
- comutarea tensiunii grilei de ecranare între două valori prestabilite.

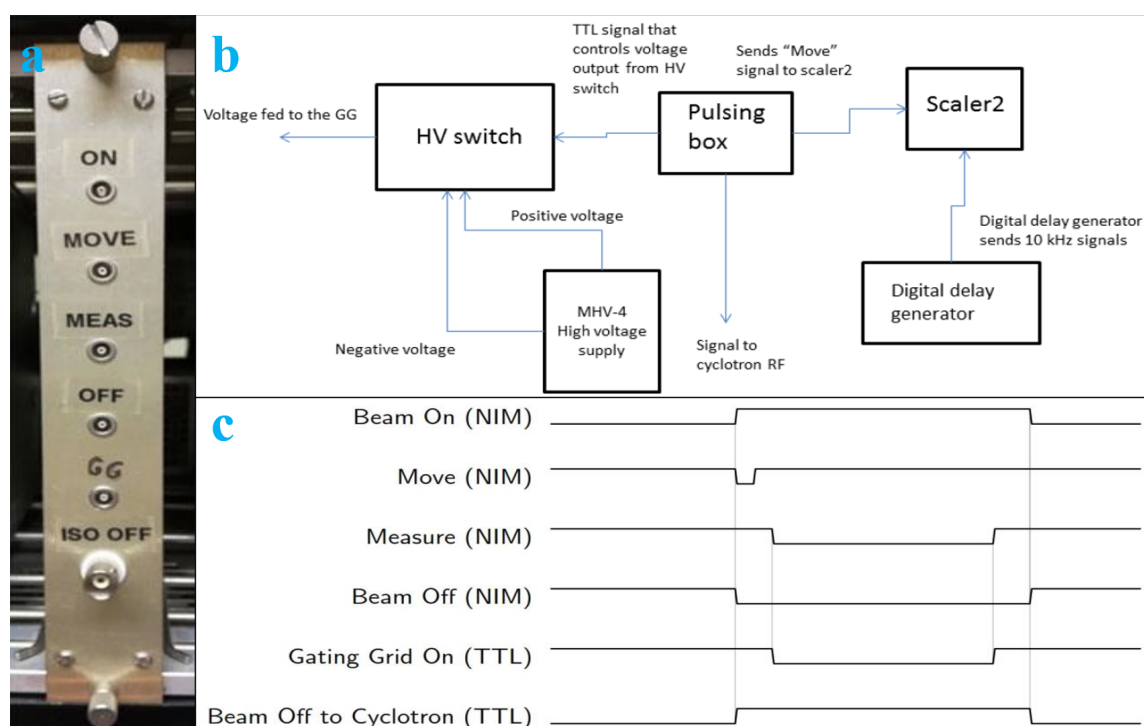


Figura 4.10: (a) Modulul de pulsare. (b) Schema electronică a modulului de pulsare (c) Schema de funcționare a modulului de pulsare [11; 57]

În timpul măsurătorii, grila de ecranare are o polaritate negativă pentru a împinge electronii creați prin ionizare spre anodul MM. În timpul implantării fascicolului, acesta are o polaritate pozitivă care inhibă trecerea unei părți a electronilor care se îndreaptă spre anodul MM. Acest lucru se face deoarece pierderea totală de energie în interiorul detectorului în timpul implantării este foarte mare, de obicei mai mult de 50 MeV, depășind domeniul dinamic pentru măsurătorile de protoni cu mai mult de un ordin de mărime. Această cantitate de sarcină poate fi potențial periculoasă pentru detector în cazul în care se produce o descărcare. Cu toate acestea, este încă posibil să se măsoare modificarea pierderii de energie în timpul pornirii fascicolului dacă se permite o anumită "transparență".

Setările de timp care au fost utilizate pentru experimentul actual sunt prezentate în tabelul 4.3 de mai jos.

Tabelul 4.3: Setările de timp ale modulului de pulsare utilizate pentru calibrarea în energie și pentru experiment

Acțiune	^{25}Si (ms)	^{27}P (ms)	"Implantare" (ms)
Implantare	500	600	10000
Schimb	5	5	5
Măsurătoare	500	600	10
Schimb	5	5	5

După cum s-a menționat anterior, după ce s-a terminat reglarea fascicolului, detectorul de siliciu a fost îndepărtat din poziția sa și fascicolul a avut o traiectorie liberă spre AB2, care a fost comutat în modul "implantare", aplicând setările de timp corespunzătoare din tabelul 4.3 și setările de tensiune din tabelul 4.4. Scopul modului de implantare este de a regla poziția și focalizarea fascicolului în interiorul AB2 astfel încât este necesar un timp de implantare mai mare. Acest lucru a fost realizat deoarece optica pentru fasciculul secundar este setată astfel încât fascicolul să fie focalizat pe detectorul de siliciu. După îndepărtarea acestuia, a fost necesară efectuarea unor mici ajustări la Q4 și Q5 pentru a reorienta și a implanta fascicolul focalizat în interiorul AB2.

Tabelul 4.4: Setările de tensiune pentru diverse acțiuni. Valorile pentru V_{GG} sunt descrise în secțiunea 3.4

Acțiune	V_{anode} (V)	V_{cathode} (V)	V_{GG} (V)
"Implantare" (beam-on)	+300	-3300	+46 / -330
"Măsurătoare" (beam-off)	+390	-3300	-330 / -330

Scopul principal al acestei proceduri este de a implanta fascicolul cât mai central posibil în volumul de gaz corespunzător padului C3. Pentru a se asigura acest lucru, degradatorul de aluminiu (Figura 4.8(1)) a fost rotit la diferite unghiuri; astfel se controlează grosimea foliei de aluminiu, deci și poziția de implantare. Setările finale au fost de 28 de grade pentru fasciculul ^{27}P și de 35 de grade pentru fasciculul ^{25}Si . În figura 4.11 se poate observa cum rotația degradatorului la diferite unghiuri modifică adâncimea de implantare a fascicolului în interiorul volumului de gaz activ din AB2.

^{26}Si care s-a oprit împreună cu ^{27}P nu a cauzat probleme în analiză, deoarece nu este un emițător de protoni și în histogramele de identificare a izotopilor din fascicol au putut fi numărați separat. Deoarece acest tip de reprezentare va apărea în continuare în această teză, **este de menționat că acest tip de reprezentare se obține prin aplicarea unei condiții de "veto" pe padurile din stânga și din dreapta ale AB2 (pad-urile CL și CR), adică vor fi afișate evenimentele care lasă un semnal doar în pad-urile centrale ale detectorului (C1 - C5).**

Histograma care prezintă modelul de implantare pentru setarea finală la 28 grade este prezentată în figura 4.12. Distribuția de implantare a ^{27}P este în mare

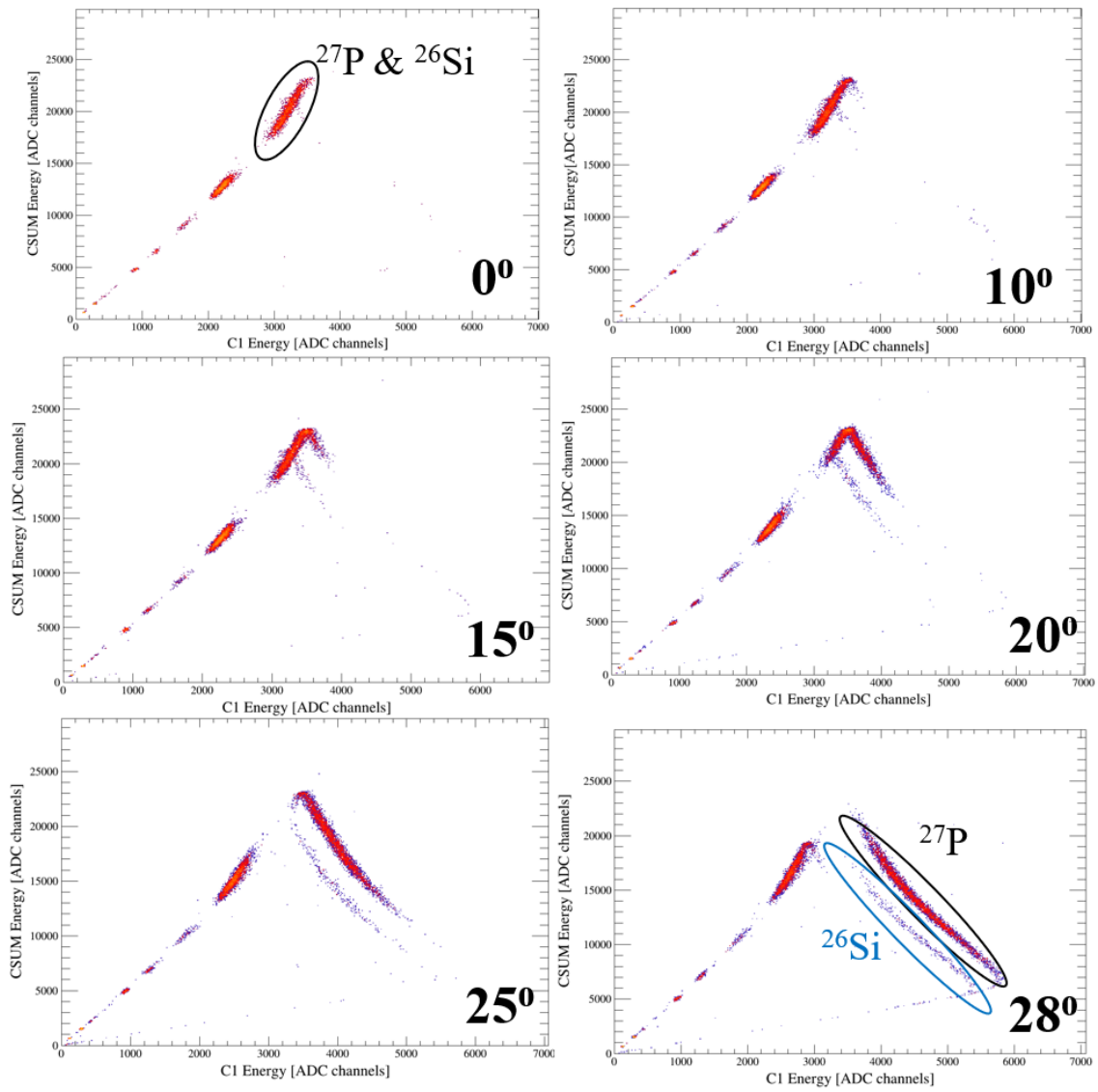


Figura 4.11: implantarea ^{27}P în AstroBox2 la diferite unghiuri ale degradatorului de aluminiu.

parte centrată pe padurile C3 și C4, cu unele cozi pe C2 și C5.

Se poate observa de asemenea că izotopii de care au Z mai mic trec prin AB2 și se opresc mai departe de regiunea de interes a detectorului.

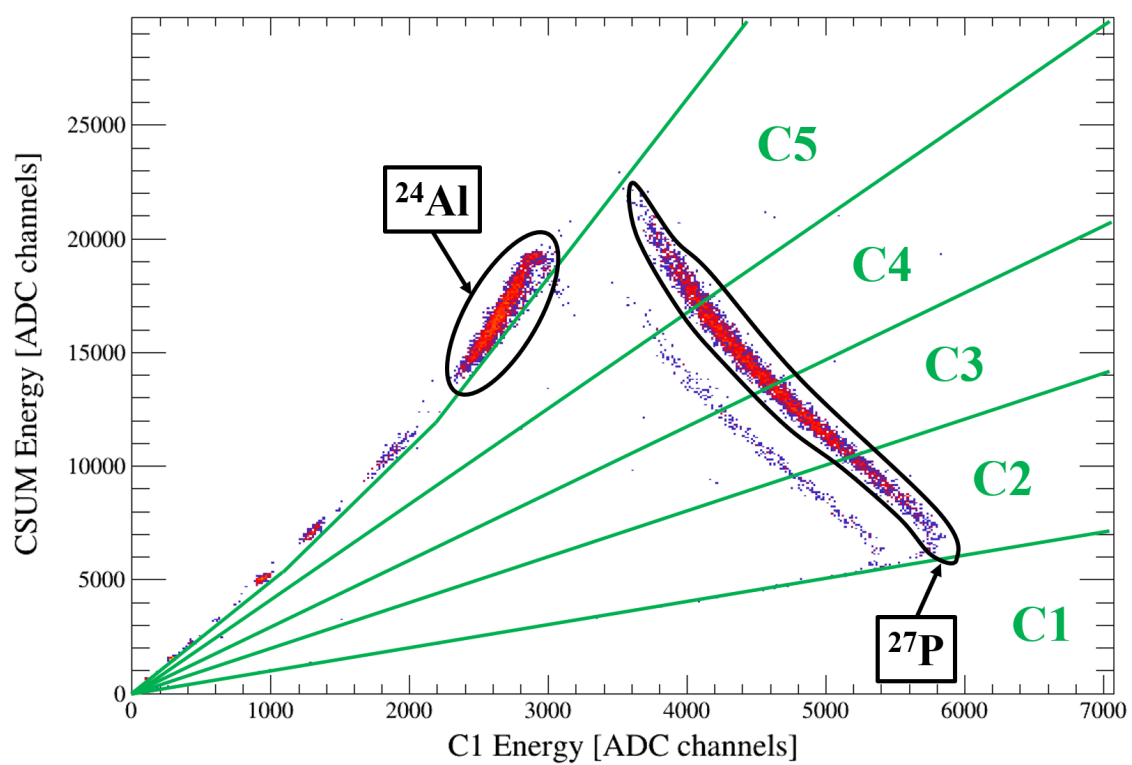


Figura 4.12: ^{27}P - implantare finală în AB2

Analiza datelor experimentale

5.1 AstroBox2 - calibrarea în energie și performanțe

5.1.1 Liniaritatea modulelor electronice

Prima etapă implementată în analiza datelor a fost verificarea liniarității răspunsului modulelor electronice. Acest lucru a fost necesar pentru a se asigura că nu există probleme de-a lungul sistemului de achiziție a datelor. De obicei, aceste verificări se fac cu ajutorul unui pulser. Un impuls este generat și trimis către preamplificator, apoi transmis prin electronica de procesare analogică la ADC-uri, unde este citit și analizat. Pentru a simula diferite semnale de energie de-a lungul intervalului de interes, semnalul pulsatorului este incrementat într-un mod uniform și neted, în pași discreți.

Se preconizează că relația dintre setările pulserului și energia înregistrată este perfect liniară. Gama de energii de interes a fost variată de la 100 keV până la 1 MeV pentru AB2 pentru acest experiment. Măsurătorile au fost efectuate de-a lungul întregului interval de energie și pentru semnalele de protoni cu energie scăzută. Testele de accelerare a pulsatorului au arătat că răspunsul electronic este foarte aproape de regresia liniară cu $R = 0,99997$.

5.1.2 Calibrarea în energie

Un fascicul de ^{25}Si a fost utilizat pentru a efectua calibrarea energetică a AB2. După cum s-a menționat anterior, acesta a fost obținut dintr-un fascicol primar de ^{28}Si cu o energie de 40 MeV/u care a interacționat o țintă solidă de Al de 279 μm .

Un spectru de protoni întârziat β al ^{25}Si din acest experiment este ilustrat în figura 5.1). Spectrul a fost obținut prin aplicarea unei condiții de multiplicitate $M = 1$ – adică pentru un eveniment numai un pad dă semnal și doar acel pad – pe blocul C3, iar grupurile de protoni etichetate au fost utilizate pentru calibrarea în energie.

După ce compoziția fascicului secundar a fost confirmată cu telescopul de siliciu ΔE -E din planul focal al MARS, fasciculul ^{25}Si obținut a fost defocalizat în mod deliberat pentru a permite o distribuție largă și relativ uniformă pentru ^{25}Si pe toate cele 15 paduri centrale ale AB2. S-a obținut o intensitate de aproape 25 pps (particule/secundă).

Deoarece amplificatorul MM nu detectează direct particulele, ci ionizarea produsă de acestea, valoarea energiei totale măsurate, E_{meas} , va conține energia

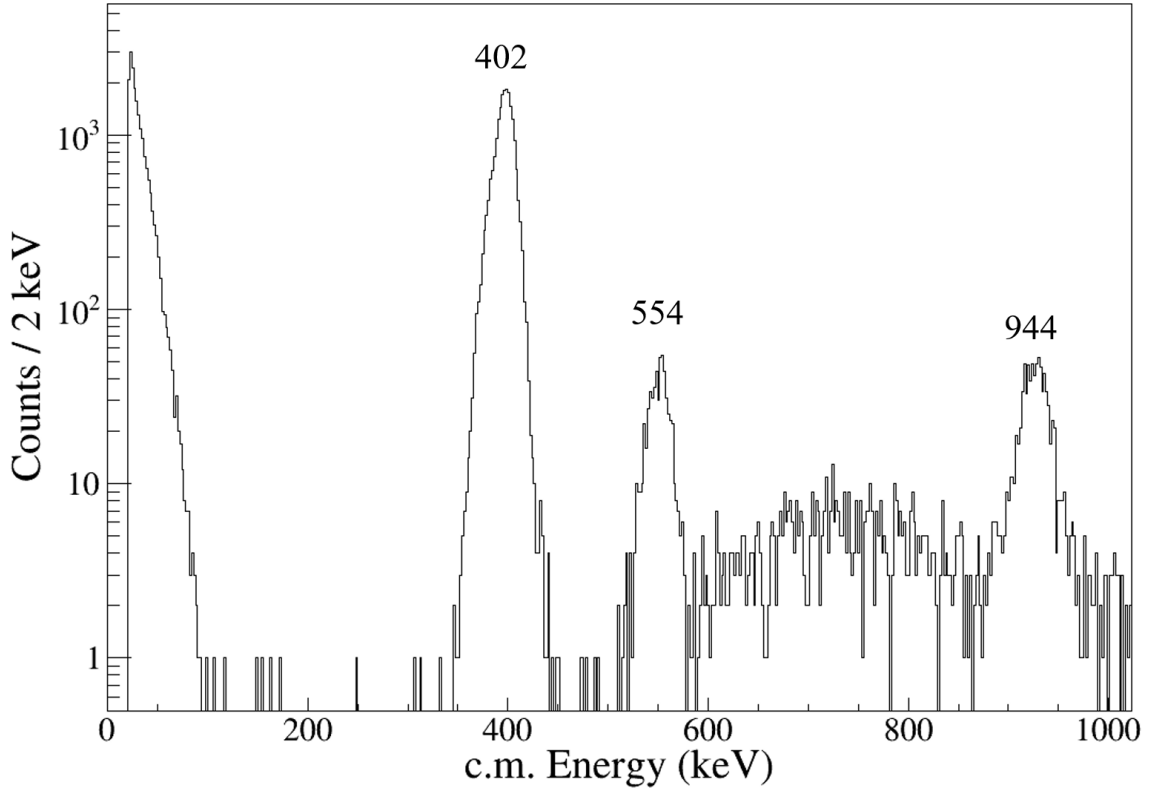


Figura 5.1: Spectru de protoni pentru ^{25}Si . Fondul de pozitroni este redus până la $\sim 80 - 90$ keV [52]

protonului emis, E_p , energia de ionizare produsă de nucleul de recul, E_{rec} , și energia pozitronilor emiși în dezintegrarea β anterioară, E_{pos} , care a fost estimată prin simulările GEANT4 [58] ca fiind de aproximativ 3 keV. Ecuația de mai jos arată cum sunt legate aceste mărimi:

$$\begin{aligned} E_{meas} &= E_p + \kappa E_{rec} + E_{pos} \\ &= \left(1 + \kappa \frac{M_p}{M_{rec}}\right) E_p + E_{pos} \end{aligned} \quad (5.1)$$

unde M_p și M_{rec} sunt masele protonului și, respectiv, a nucleului de recul, iar κ este fracțiunea de energie a nucleului de recul care este folosită pentru ionizare. Această ultimă cantitate a fost calculată cu ajutorul codului TRIM [59], care oferă o simulare Monte Carlo a pierderii de energie a unui ion în materiale.

Un aspect important este faptul că datorită unei măsurători îmbunătățite în această lucrare, incertitudinea poziției vârfului a fost redusă semnificativ pentru vârfurile de protoni de 554(11) keV și 944(2) keV la 554(5) keV și, respectiv, 944(1) keV.

De asemenea, semnalele din zona dintre 554 și 944 keV, observată și în Ref. [13], provin cel mai probabil de la un număr de tranziții pe care nu le putem separa și atribui clar.

5.1.3 Corectarea amplificării

În timpul experimentului, o sursă mixtă α a fost plasată sub padul CL5 pentru a monitoriza orice posibilă schimbare a amplificării în MicroMEGAS (a se vedea figura 4.6). Sursa α este un amestec de 4 izotopi cu 4 linii energetice majore, prezentate în tabelul 5.1 de mai jos.

Tabelul 5.1: Caracteristicile sursei alfa mixte.

Izotop	Energie (keV)
^{148}Gd	3182.69
^{239}Pu	5156.59
^{241}Am	5485.56
^{244}Cm	5804.77

În cadrul monitorizării online și al analizei datelor efectuate în timpul experimentului, s-a observat că pozițiile corespunzătoare picurilor sursei α au început să se deplaseze în energie spre valori mai mari pe parcursul a aproape o jumătate de zi, după cum se poate observa în spectrele din Figura 5.2. Aceasta este o problemă importantă, deoarece analiza datelor se face combinat pentru toată perioada experimentală, astfel încât se va ajunge la o rezoluție energetică proastă (Figura 5.3 (a)).

S-a stabilit că această deplasare a picurilor a fost cauzată de o schimbare de temperatură din zona experimentală care a influențat și temperatura gazului din detector.

Am obținut în total peste 250 de seturi de date pentru acest experiment (de obicei, 1 oră/set). După cum am menționat anterior, analiza datelor experimentului se face combinat.

În procedura de corecție amplificării a fost utilizat padul CL5, sub care fost localizată sursa α . Procedura este inclusă în codul de analiză și este detaliată mai jos:

1. Spectrul din Figura 5.2, adică timpul total al experimentului, este împărțit în intervale mai mici, cât mai mici posibil, dar cu suficientă statistică pentru fiecare dintre ele, în așa fel încât codul să poată găsi, ajusta și determina valoarea medie a picului în proiecția pe axa Y a spectrelor de mai sus (Figura 5.3, (a)). A fost utilizat doar cel mai mică energie, de 3182,69 keV.
2. Se alege aleatoriu un interval și se alege ca referință valoarea medie (în unități de canale ADC) a vârfului picului, $peak_R$.
3. Toate celelalte valori medii ale vârfurilor, $peak_A$, sunt analizate una câte una și se obține un factor f , după cum urmează: $f = peak_R / peak_A$.
4. Valorile medii ale vârfurilor sunt apoi înmulțite cu factorul f corespunzător pentru a le aduce în aceeași poziție cu cea aleasă inițial.

După încheierea procedurii, rezultatul final este liniar, așa cum este prezentat în figura 5.2 (b).

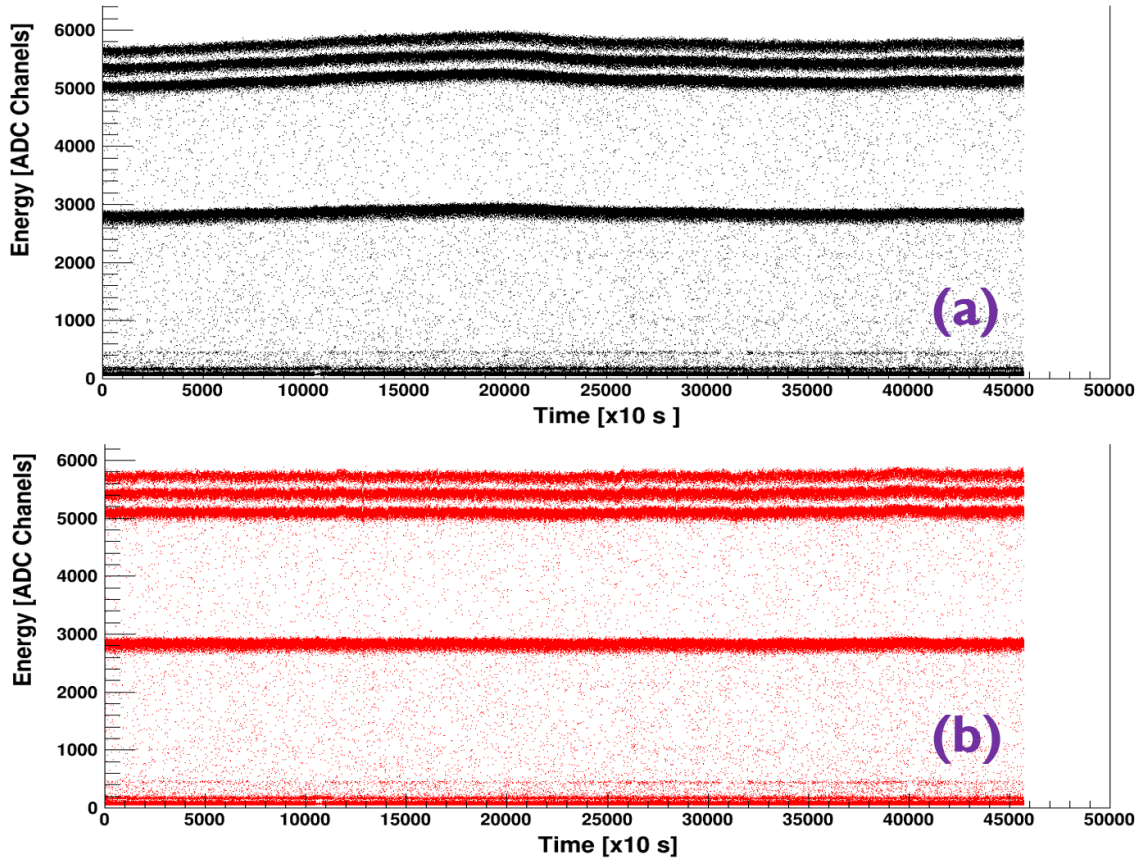


Figura 5.2: (a) Amplificarea în gaz ca funcție de întregul timp de experiment (b) Amplificarea în gaz după corecție

5.1.4 AstroBox2 - eficiența de detecție a protonilor

Eficiența a fost estimată folosind codul GEANT4 [58] și un cod de simulare Monte Carlo scris pentru acest studiu folosind limbajul de programare C++.

Detecția protonului va fi considerată un eveniment de **multiplicitate 1 (M=1)** doar în cazul în care semnalul provine de la un singur pad. **Multiplicitate 2 (M=2)** și **multiplicitate 3 (M=3)** înseamnă că sarcina produsă de un proton prin ionizare este împărțită între 2, respectiv 3 paduri. Un aspect important este reprezentat de faptul că eficiența de detecție însumată pentru toate cele 3 condiții este de 100%, deci dacă sunt identificate toate posibilele combinații de multiplicități, practic vor fi detectați toți protonii emiși.

5.2 Condițiile de multiplicitate

AB2 poate îndeplini două sarcini principale în ceea ce privește detectarea protonilor emiși: (i) determinarea energiei acestora, care este importantă pentru stabilirea poziției rezonanțelor și (ii) numărarea lor, care este necesară pentru calcularea rapoartelor de ramificare. Aceste două aspecte pot fi realizate prin aplicarea unor condiții diferite la construirea histogramelor necesare.

Figura 6.1 prezintă un spectru de protoni obținut din dezintegrarea ^{25}Si . Prin

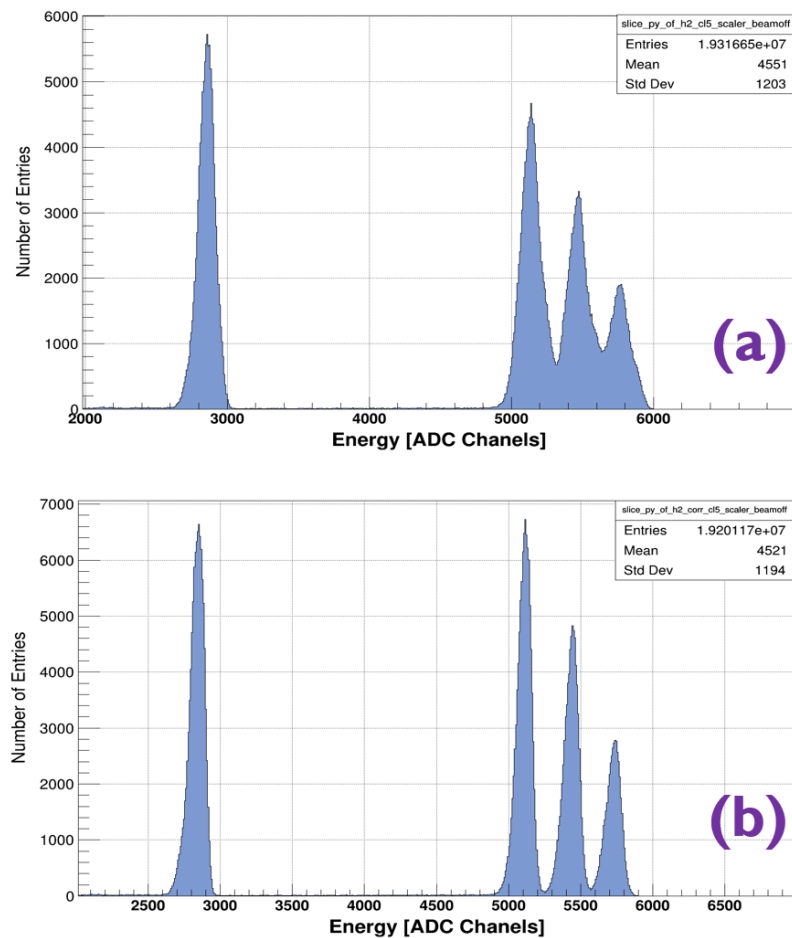


Figura 5.3: Proiecția pe axa Y a spectrului din figura??

aplicarea unei condiții de multiplicitate = 1 ($M=1$), adică ionizarea produsă de un eveniment are loc deasupra unei singure pad, deci **un singur pad și doar acela primește semnal**, fondul β este redus la 80 - 90 keV. Acest lucru permite obținerea unor spectre curate, cu fond redus, pentru oricare dintre pad-urile amplificatorului MM.

Recuperarea cât mai multor semnale de protoni, împreună cu o numărare corectă și extinsă a nucleelor implantate ^{27}P , sunt condiții obligatorii pentru a calcula rapoartele de ramificare β_p

Dacă ionizarea este împărțită între două paduri, se numește eveniment de **multiplicitate = 2 ($M=2$)**, dacă ionizarea este împărțită între trei paduri, cazul se numește eveniment de **multiplicitate = 3 ($M=3$)**.

5.3 Valori absolute ale rapoartelor de ramificare β_p

5.3.1 Numărarea nucleelor de ^{27}P implantate

În analiza datelor s-a observat că situația mai apropiată de realitate a implantării fascicolului în AB2 este cea din figura 5.5 și pot fi identificate câteva probleme:

- Evenimentele încercuite cu galben au fost observate în timpul experien-

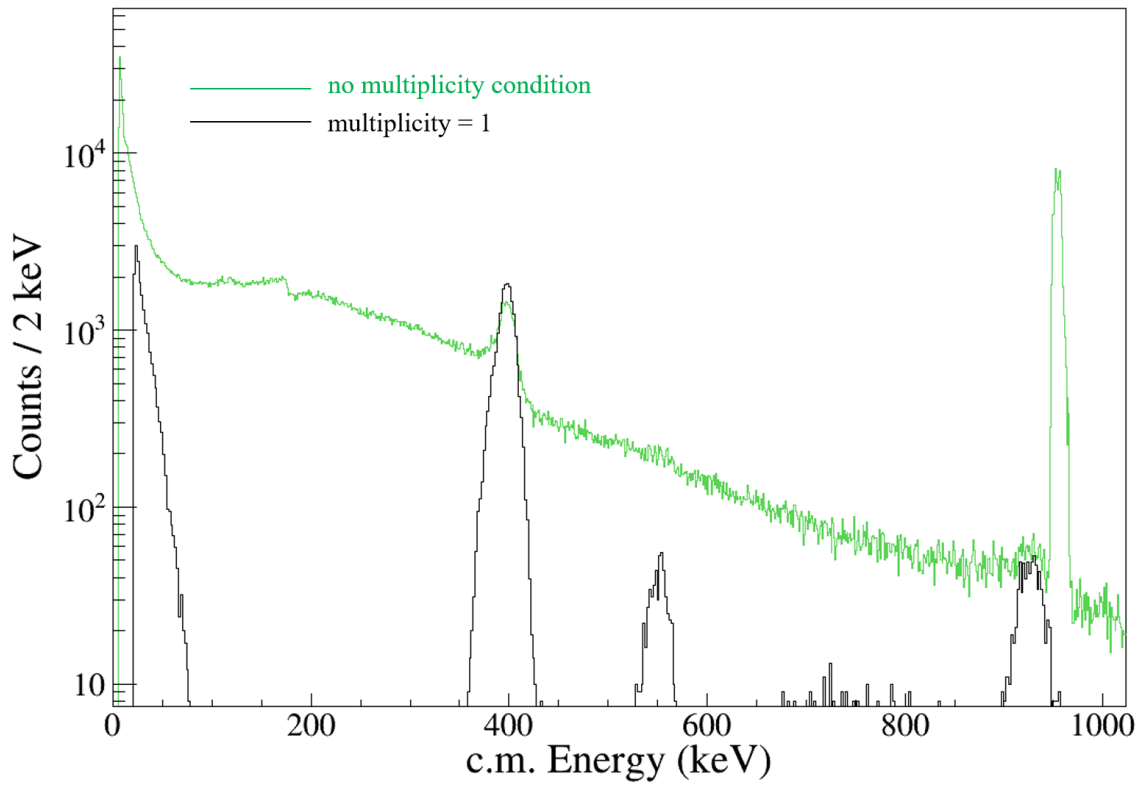


Figura 5.4: Spectru de protoni cu diferite condiții de multiplicitate în cazul ^{25}Si .

tului, iar problema a fost investigată la fața locului fără prea mult succes. Deoarece impactul acestora a fost estimat la mai puțin de 1% în comparație cu zona de implantare a ^{27}P , s-a decis monitorizarea acestora și continuarea experimentului.

- Zona înconjurată de o linie neagră este un efect cauzat de echilibrarea densității plasmei induse de fascicul la noile condiții de tensiune - electronii induși de fascicul care se îndreaptă spre microrețea și ionii spre catod se neutralizează, astfel încât trebuie fie să o excludem din analiză, fie să acordăm o atenție deosebită acestei probleme dacă este inclusă în analiză. Acest efect de deplasare a energiei poate fi observat mai bine în Figura ??.

Pentru a depăși această problemă în analiza datelor, timpul de implantare a fost împărțit în intervale mai mici de 100 ms fiecare, iar apoi primul interval a fost împărțit în intervale mai mici de 20 ms (a se vedea figura 5.6).

5.3.2 Dezintegrarea ^{27}P în timpul ciclului de implantare

Se poate demonstra [60] că atunci când radioactivitatea se acumulează în interiorul AB2 cu o rată constantă R de particule pe secundă, numărul rămas de nuclee după trecerea timpului t este dat de

$$N = \frac{R}{\lambda}(1 - e^{-\lambda t}) \quad (5.2)$$

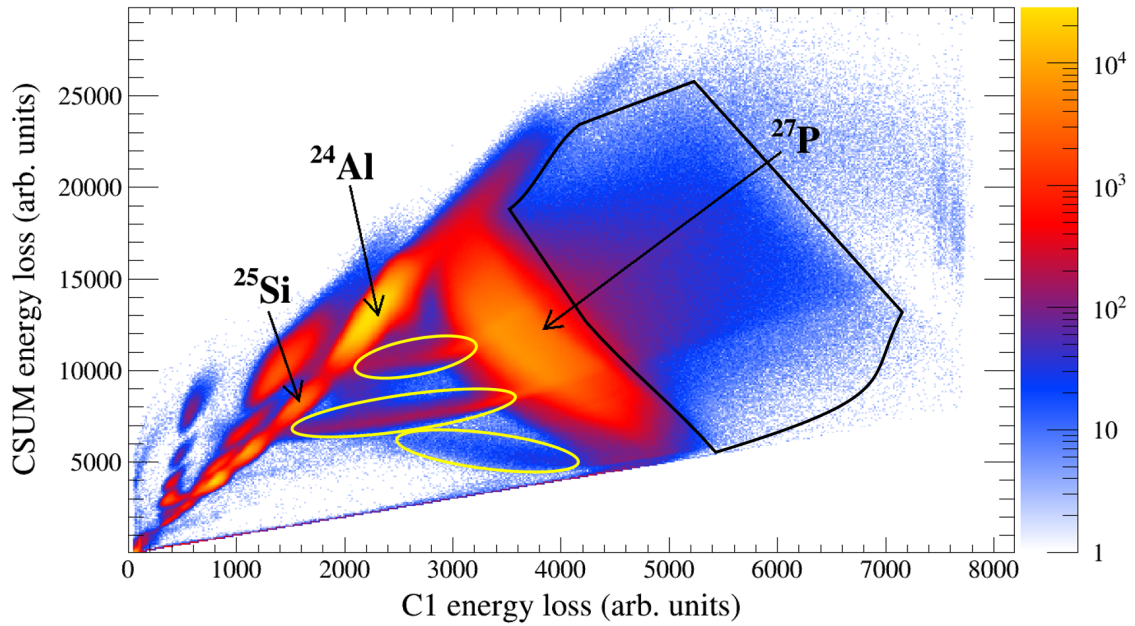


Figura 5.5: Pierderea de energie a fascicolului în AB2. Suma padurilor C1-C5 vs. padul C1

Dacă se ia în considerare acest lucru, aproximativ jumătate din nuclee vor rămâne la începutul perioadei de implantare a fascicolului. În figura 5.7 este schițat modelul de sincronizare utilizat pentru măsurătorile de implantare și de dezintegrare.

5.3.3 Corecții pentru timpul de acumulare/timpul mort

La fel ca orice alt sistem de achiziție electronică, cel utilizat pentru AB2 s-a confruntat cu problema **timpului mort**, care reprezintă timpul necesar sistemului de achiziție de date pentru a procesa un eveniment. În această perioadă de timp, un alt eveniment care sosește nu poate fi procesat de către sistem. Acest lucru a fost evaluat cu ajutorul raportului dintre numărul acceptat de trigger și cel al numărului total trigger.

$$deadtime = 1 - \frac{N_{acc.trig.}}{N_{tot.trig.}} \quad (5.3)$$

și a fost evaluat atât pentru perioadele de implantare cât și pentru cele de măsurare.

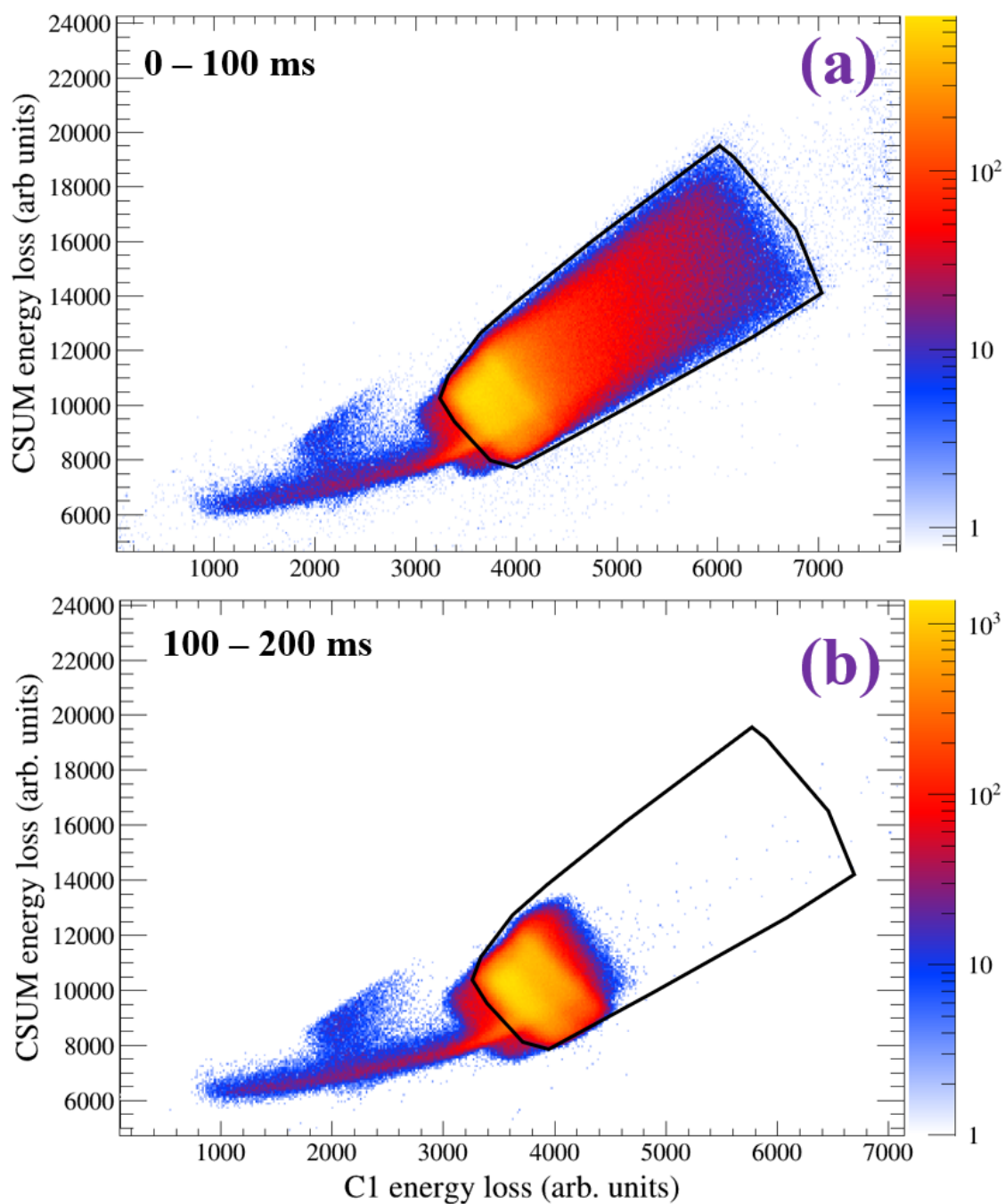


Figura 5.6: (a) Implantarea fascicolului în primele 100 ms (b) al doilea interval de 100 ms

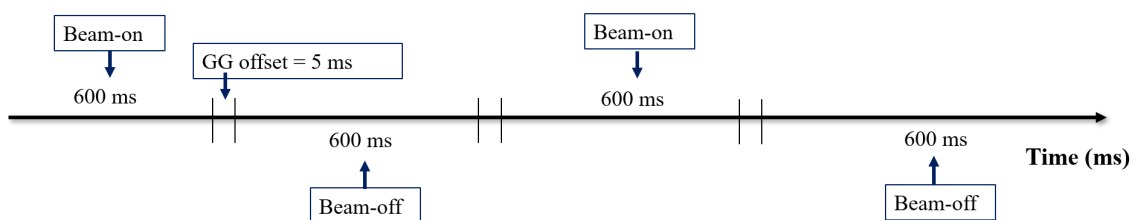


Figura 5.7: AstroBox2 - timpii de implantare/măsurare

Rezultate

Acest capitol rezumă rezultatele obținute în cadrul acestei lucrări. În timpul experimentului am studiat dezintegrarea β a ^{27}P pentru a popula stările rezonante care emit protoni în ^{27}Si și pentru a determina proprietățile spectroscopice ale acestora.

A fost utilizat și un fascicol secundar de ^{25}Si , scopul principal fiind calibrarea în energie a AB2. Un raport de ramificare βp mare, de aproape 35% [12; 61], combinat cu o intensitate rezonabilă a fascicolului (aproximativ 25 pps) a permis acumularea de date cu o statistică ridicată care, în plus, a fost crucială pentru determinarea valorilor absolute ale raportului de ramificare βp . De asemenea, a putut fi determinat timpul de înjumătățire al ^{25}Si .

Principala îmbunătățire a combinației dintre metoda indirectă și configurația de detecție este faptul că în regiunea de interes pentru astrofizică, de la 100 keV la 500 keV, se poate obține un **spectru cu un fond scăzut**, după cum se poate observa în figura 6.1, care este prezentată din nou mai jos. Acest lucru s-a dovedit a fi crucial în cazul măsurărilor făcute pentru fascicolul de ^{27}P , după cum se va arăta în secțiunile următoare.

6.1 Emisia de protoni întârziată de dezintegrarea beta a ^{25}Si

6.1.1 Rapoarte de ramificare - valori absolute

Rapoartele de ramificare au putut fi determinate pentru protonii detectați (a se vedea tabelul 6.1) cu ajutorul ecuației 3.17 și a procedurii detaliate de numărare a tuturor nucleelor implantate și a cât mai multor protoni posibil din toate condițiile de multiplicitate posibile (detaliate în capitolul anterior). În plus, au fost aplicate toate corecțiile de timp detaliate în același capitol, iar $T_{1/2}$ utilizat a fost cel determinat în acest studiu, $T_{1/2} = 217(2)$ ms.

Tabelul 6.1: ^{25}Si - energia protonilor și rapoartele de ramificare

E_p (keV)	raportul βp (Intensitate absolută) (%)			
	Thomas et. al [12]	Sun et. al [13]	R. Czyh thesis [11]	Această lucrare
402(1)	4.75(32)	6.1(15)	5.11(3)	9.57(17)
554(5)	0.69(25)	0.49(25)	0.22(1)	0.43(3)
944(1)	1.63(20)	1.7(5)	0.96(2)	2.35(9)

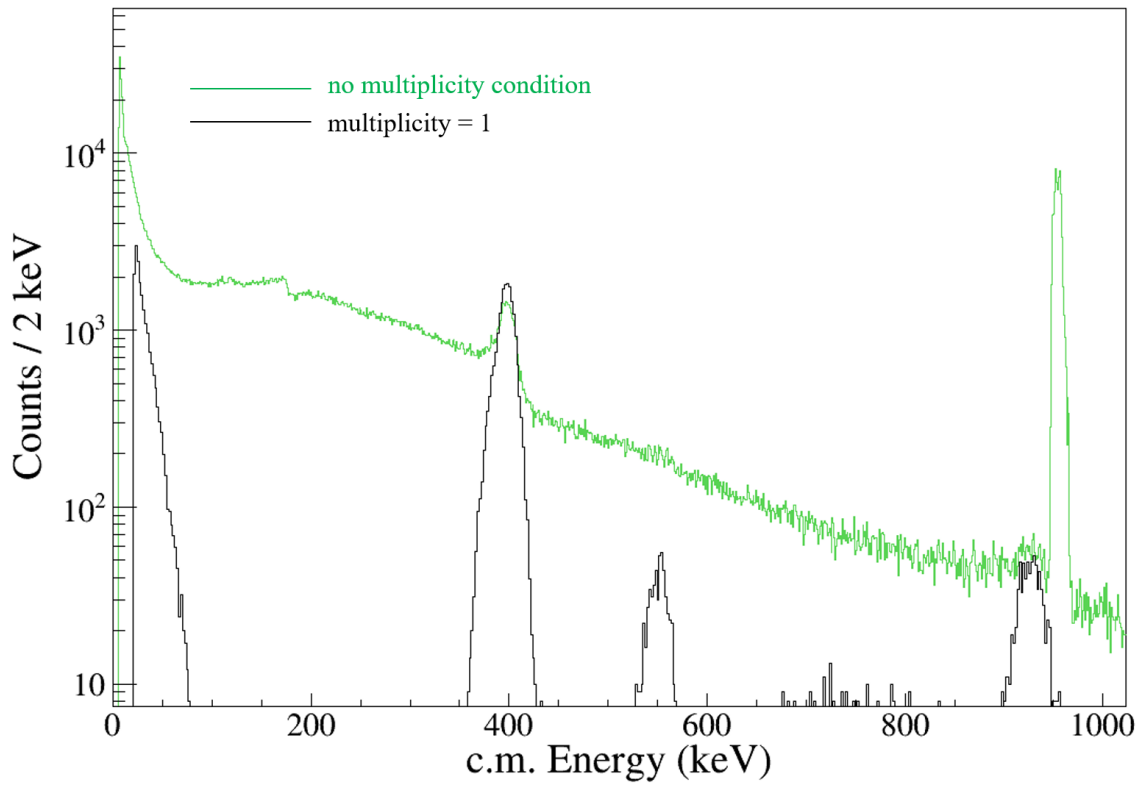


Figura 6.1: Spectru de protoni cu diferite condiții de multiplicitate în cazul ^{25}Si .

6.1.2 Măsurarea timpului de înjumătățire

O altă caracteristică a acestui detector este că permite măsurarea timpului de înjumătățire al izotopilor implantați, dacă aceștia sunt emițători de particule încărcate. Utilizând un ceas de 10 kHz pentru a marca evenimentele în timp, adică la fiecare 0,1 ms în timpul ciclului de măsurare au fost numărate semnalele primite de către paduri, a fost construit un spectru de timp, prin aplicarea de porți pe energiile protonilor de interes.

Prin fitare cu o funcție exponențială a acestor date, s-a obținut un timp de înjumătățire de $T_{1/2} = 217(2)$ ms, care este în bună concordanță cu rezultatele anterioare [13].

6.2 Emisia de protoni întârziată de dezintegrarea beta a ^{27}P

^{27}P se dezintegrează β^+ către stări din ^{27}Si . După cum s-a menționat anterior, energia de legătură a protonului în ^{27}Si este $S_p(^{27}\text{Si}) = 7463,34(13)$ keV, iar spinul și paritatea stării sale fundamentale este $J^\pi = 5/2^+$. Din experimentele anterioare [45; 46], sunt cunoscute patru stări excitate în ^{27}Si peste energia de separare a protonului, toate atribuite ca fiind de spin și paritate $J^\pi = (1/2, 3/2)^+$. Raportul de ramificare βp este citat ca fiind max. 0,16%

6.2.1 Protonii de energie înaltă

Protonii de energie înaltă observați anterior în intervalul energetic 400 keV - 1 MeV au fost, de asemenea, detectați în acest studiu, la energii (în sistemul centrului de masă) de 464(6) keV, 615(6) keV și 736(6) keV.

Numai pentru identificarea energiei protonilor, a fost suficientă o reprezentare $M = 1$ a padului în care a fost implantată cea mai mare cantitate de ^{27}P .

6.2.2 Grupuri de protoni nou identificate

După cum s-a menționat în capitolul anterior, aplicarea unei condiții $M = 1$ curăță spectrul în partea de energie joasă, dezvăluind în cazul acestui studiu **cinci noi grupuri de protoni**

Toți acești noi protoni de energie joasă sunt de interes pentru cazul de astrofizică prezentat pe larg la începutul acestei teze. Merită menționat faptul că, deși am avut statistică slabă în cazul părții de joasă energie, faptul că aceeași regiune energetică între 100 – 400 keV este practic clară în datele ^{25}Si dovedește că avem de-a face cu semnale și grupuri de protoni reali în cazul ^{27}P .

De asemenea, pentru toate grupurile de protoni identificate au fost trase două concluzii, în urma calculelor și a analizei datelor:

- doar starea izomerică a ^{26}Al este populată în urma emisiei de protoni din stările excitate ale ^{27}Si - care, conform regulilor de selecție pentru dezintegrarea β vor fi $J^\pi = 1/2^+$ sau $J^\pi = 3/2^+$. Acesta deoarece o populare a stării fundamentale a ^{26}Al de $J^\pi = 5^+$ ar însemna un transfer de moment unghiular $l = 4$; de asemenea, această posibilitate a fost exclusă și în urma analizei datelor.
- cea mai probabilă posibilitate este ca spinul și paritatea stărilor din care sunt emiși protonii este $J^\pi = 1/2^+$, conform calculelor efectuate pentru factorul de penetrabilitate în sistemul $p+^{26}\text{Al}$ (vezi figura 6.2). O tranziție de ordin mai mare implică factori de penetrabilitate cu câteva ordine de mărime mai mici.

Rezultatele acestui studiu sunt rezumate mai jos în tabelul 6.2, unde este indicată o comparație cu rezultatele din literatura de specialitate.

6.2.3 Timpul de înjumătățire al ^{27}P

După cum s-a explicat în capitolul anterior, se poate efectua o măsurare a timpului de înjumătățire a nucleului implantat dacă acesta este un emițător de protoni și dacă aceștia pot fi detectați și numărați.

Prin fitarea cu o funcție exponențială a acestor date, s-a obținut un **timp de înjumătățire de 260(1) ms**, cu o precizie mult îmbunătățită și în foarte bună concordanță cu rezultatul anterior [45].

6.2.4 Valori absolute ale rapoartelor de ramificare

Rapoartele de ramificare în valori absolute au putut fi determinate pentru prima dată în mod individual pentru fiecare grup protoni detectat. S-a folosit aceeași

Tabelul 6.2: Grupurile de protoni identificate în acest studiu.

$E_p(\text{keV})$		$E^*(^{27}\text{Si}) (\text{keV})$		Intensitate relativă (%)	
acest studiu	[46]	acest studiu	[45], [46]	acest studiu	[46]
148(7)	-	7840(7)	-	0.09	-
182(7)	-	7874(7)	-	0.29	-
212(7)	-	7904(7)	-	0.18	-
261(6)	-	7953(6)	-	1.23	-
388(6)	-	8080(6)	-	1.14	-
464(6)	485(3)	8156(6)	8176(3)	7.94	9
615(6)	637(2)	8307(6)	8328(2)	100	97
736(6)	760(2)	8428(6)	8451(2)	96.79	100

procedură ca și în cazul determinării rapoartelor absolute de ramificare pentru ^{25}Si . În plus, valoarea timpului de înjumătățire a ^{27}P determinată în această lucrare, $T_{1/2} = 260(1)$ ms, a fost utilizată la determinarea acestora.

Valoarea totală pentru raportul de ramificare β_p este de $1,220(4) \times 10^{-3}$, sau $\sim 0,122\%$, o valoare aproape dublă față de valoarea de $0,07\%$ obținută de studiul din Ref. [46], dar este în bună concordanță cu limita superioară stabilită în Ref. [20].

6.3 Evaluarea ratei de reacție pentru sistemul $^{26m}\text{Al}(p,\gamma)$

Evaluarea ratei de reacție a fost scopul acestei teze, prin identificarea de noi grupuri de protoni și evaluarea rapoartelor de ramificare β_p . După cum s-a explicat pe parcursul primelor capitole ale tezei, interesul pe care îl prezintă nucleul ^{26}Al este ridicat, fiind efectuat un număr considerabil de studii pentru explorarea subiectului. Cu toate acestea, starea izomerică, ^{26m}Al , nu a fost suficient explorată, chiar dacă s-a demonstrat că reacțiile de captură asupra sa pot avea un impact asupra distrugerii ^{26}Al galactic (a se vedea Capitolul 2) pentru discuții și referințe în acest sens).

Pentru evaluarea ratei de reacție, trebuie evaluate lărgimile protonice, folosind relația 3.8; diferite presupuneri pentru valorile numerice ale următorilor termeni au trebuit făcute, deoarece nu au putut fi determinate experimental:

- un factor spectroscopic $C^2S = 0.01$;
- timpul de viață al stărilor excitate a fost considerat $\tau=1$ fs;
- o valoare tipică [62] de 0.55 pentru lărgimea redusă uniparticulă θ_{pc}^2
- de asemenea, pentru determinarea Γ_p a fost necesară calcularea factorului de penetrabilitate a barierei Coulombiene, reprezentat în figura 6.2

$E_p = 148(7)$ keV este de departe rezonanța care contribuie cel mai mult la rata totală de reacție până la temperaturi de $\sim 0,1$ GK, regiunea de temperatură a arderii hidrogenului din nucleu și înveliș în stelele AGB și stelele masive.

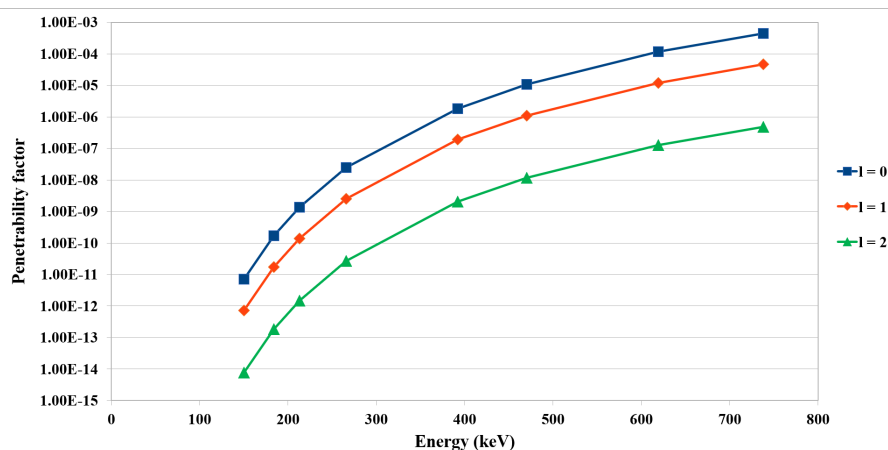


Figura 6.2: Factorul de penetrabilitate al barierei Coulombiene pentru sistemul $p+^{26}\text{Al}$. Determinare realizată pentru 3 valori diferite ale momentului unghiular.

Până la o temperatură de $\sim 0,4$ GK, care este temperatura maximă obișnuită în explozia unei novae singura contribuție semnificativă la rata totală de reacție este adusă de cele 5 rezonanțe nou descoperite; contribuția lor însumată este la această temperatură cu două ordine de mărime mai mare decât contribuția însumată a rezonanțelor cunoscute anterior. Această tendință se menține până la aproape 0,6 GK.

Tabelul 6.3 prezintă în detaliu valorile calculate pentru rate de reacție în cazul fiecărei rezonanțe, în regiunea de temperatură 0,05 – 1 GK.

Tabelul 6.3: [Valorile ratei de reacție pentru reacția $p + {}^{26}m$ în funcție de temperatura T_9 ; temperatura în GK și energia în keV

$T_9(GK)$	$E_{resonance} (keV)$							
	148	182	212	261	388	464	615	736
0.05	1.30×10^{-19}	1.24×10^{-21}	1.04×10^{-23}	1.80×10^{-27}	2.24×10^{-38}	1.98×10^{-45}	2.93×10^{-60}	2.08×10^{-72}
0.1	1.32×10^{-12}	6.50×10^{-13}	1.77×10^{-13}	9.08×10^{-15}	2.85×10^{-19}	1.70×10^{-22}	1.03×10^{-29}	9.13×10^{-36}
0.15	2.21×10^{-10}	4.04×10^{-10}	3.51×10^{-10}	1.19×10^{-10}	5.12×10^{-13}	5.79×10^{-15}	1.20×10^{-19}	1.15×10^{-23}
0.2	2.51×10^{-9}	8.87×10^9	1.38×10^{-8}	1.21×10^{-8}	6.04×10^{-10}	2.97×10^{-11}	1.14×10^{-14}	1.14×10^{-17}
0.25	1.00×10^{-8}	5.25×10^{-8}	1.15×10^{-7}	1.79×10^{-7}	3.90×10^{-8}	4.63×10^{-9}	1.03×10^{-11}	4.17×10^{-14}
0.3	2.40×10^{-8}	1.63×10^{-7}	4.52×10^{-7}	1.03×10^{-6}	5.97×10^{-7}	1.28×10^{-7}	9.11×10^{-10}	9.43×10^{-12}
0.35	4.30×10^{-8}	3.54×10^{-7}	1.16×10^{-6}	3.45×10^{-6}	4.04×10^{-6}	1.32×10^{-6}	2.16×10^{-8}	4.37×10^{-10}
0.4	6.51×10^{-8}	6.16×10^{-7}	2.28×10^{-6}	8.33×10^{-6}	1.65×10^{-5}	7.37×10^{-6}	2.27×10^{-7}	7.56×10^{-9}
0.45	8.79×10^{-8}	9.28×10^{-7}	3.79×10^{-6}	1.62×10^{-5}	4.83×10^{-5}	2.76×10^{-5}	1.38×10^{-6}	6.80×10^{-8}
0.5	1.10×10^{-7}	1.26×10^{-6}	5.60×10^{-6}	2.71×10^{-5}	1.12×10^{-4}	7.79×10^{-5}	5.75×10^{-6}	3.87×10^{-7}
0.6	1.48×10^{-7}	1.95×10^{-6}	9.66×10^{-6}	5.66×10^{-5}	3.83×10^{-4}	3.56×10^{-4}	4.72×10^{-5}	5.07×10^{-6}
0.7	1.77×10^{-7}	2.56×10^{-6}	1.38×10^{-5}	9.24×10^{-5}	8.89×10^{-4}	1.02×10^{-3}	2.05×10^{-4}	3.08×10^{-5}
0.8	1.97×10^{-7}	3.05×10^{-6}	1.75×10^{-5}	1.30×10^{-4}	1.63×10^{-3}	2.18×10^{-3}	6.00×10^{-4}	1.16×10^{-4}
0.9	2.10×10^{-7}	3.43×10^{-6}	2.06×10^{-5}	1.66×10^{-4}	2.55×10^{-3}	3.87×10^{-3}	1.36×10^{-3}	3.18×10^{-4}
1.0	2.16×10^{-7}	3.70×10^{-6}	2.32×10^{-5}	1.98×10^{-4}	3.58×10^{-3}	6.00×10^{-3}	2.56×10^{-3}	7.00×10^{-4}

Concluzii

Obiectivul principal al acestei teze a fost de a realiza spectroscopia rezonanțelor nucleare ale ^{27}Si relevante pentru astrofizica nucleară prin utilizarea unei combinații inovatoare între o metodă **indirectă** – emisia de protoni întârziată de dezintegrarea beta a ^{27}P – și un ansamblu de detecție adecvat – **un detector cu gaz și un amplificator inovator MicroMEGAS** ce asigură o amplificare mare și o rezoluție foarte bună. Experimentul a fost realizat la Cyclotron Institute, Universitatea Texas A&M. Prin utilizarea implantării unui fascicol radioactiv într-un detector cu gaz și a unui amplificator MicroMEGAS, am putut măsura protoni emiși în regiunea energetică 100 keV – 500 keV, relevantă pentru astrofizica nucleară. Am participat la pregătirea experimentului și la măsurătorile propriu-zise, am stabilit procedurile de analiză și am stabilit rezultatele prezentate în Capitolele 5 și 6.

Motivația acestei lucrări a fost evaluarea ratei reacției de distrugere a stării izomere ($T_{1/2} = 6,34$ s) a ^{26}Al prin captură radiativă de protoni: $^{26m}\text{Al}(p, \gamma)$. Intervalul de temperatură de interes este cuprins între 0,05 – 1 GK, tipic în diferite medii stelare: etapa de ardere a H în stele AGB și masive, arderea învelișului C/Ne sau novae. Descoperirea izotopului ^{26}Al cu ajutorul telescoapelor spațiale în mediul interstelar în 1979 [7] a fost o altă dovadă că nucleosinteza este un proces în desfășurare în galaxia noastră și există un interes și o explorare de zeci de ani a locurilor în care acest izotop este produs și distrus, fără concluzii definitive încă.

Un nou detector cu gaz, AstroBox2, a fost folosit pentru acest studiu. Acesta se bazează pe tehnologia MicroMEGAS, cel folosit pentru AB2 fiind de formă dreptunghiulară (100 mm $\times$ 145 mm) și este împărțit în 29 de paduri, cele mai importante fiind cele centrale, în număr de 15. Principiul de lucru de presupune **implantarea ionului radioactiv de interes în volumul de gaz al detectorului, lăsarea acestuia să se dezintegreze și detectarea eventualelor particule încărcate emise**. Pentru producerea și separarea fascicolului radioactiv secundar s-a utilizat spectrometrul MARS. Fascicolul secundar care conține 55% ^{27}P a fost obținut printr-o reacție (p, 2n) între un fascicol primar de ^{28}Si și o țintă de hidrogen gazos răcit. Fascicolul a fost implantat într-un ciclu continuu de implantare/măsurare, detectarea protonilor având loc în timpul fazei de măsurare.

Un fond redus de pozitroni este principala îmbunătățire a acestui detector în comparație cu studiile anterioare [32; 45; 46] care au utilizat detectori de siliciu. Această caracteristică a permis curățarea spectrului până la ~ 100 keV și a dezvăluit existența a nu mai puțin de **cinci noi grupuri de protoni – 148(7) keV, 182(7) keV, 212(7) keV, 261(6) keV și 388(6) keV** în regiunea de energie astrofizică de interes de sub 450 keV. Grupuri de protoni cunoscute anterior au fost identifi-

cate, de asemenea, la 464(6) keV, 615(6) keV și 736(6) keV.

Metoda indirectă aleasă, combinată cu utilizarea AstroBox2, s-a dovedit a fi o combinație remarcabilă pentru acest tip de studiu. În afară de un fond redus de pozitroni, merită menționate și alte **avantaje și realizări**:

- dimensiunile destul de mari ale amplificatorului MicroMEGAS împreună cu geometria sa (29 de paduri în total) au permis o implantare aproape centrală și controlabilă a fascicolului în timpul experimentului;
- recuperarea tuturor semnalelor provenite de la protoni prin aplicarea condițiilor de multiplicitate (două sau mai multe paduri care împart un semnal), împreună cu numărarea ionilor ^{27}P și ^{25}Si implantați, a fost crucială pentru determinarea rapoartelor absolute de ramificare βp ;
- o parte covârșitoare a analizei datelor a inclus toate cele 15 paduri centrale ale MicroMEGAS, extinzând zona activă a detectorului inclusă în analiza datelor în comparație cu experimentele efectuate cu AstroBox1;
- a fost construită o simulare GEANT4 a modelului de implantare;
- a fost necesar să se dezvolte coduri pentru analiza datelor, pentru a calcula diferiți parametri și pentru a simula eficiența de detecție a protonilor.

Un fascicol secundar de ^{25}Si a fost utilizat pentru calibrarea în energie a AstroBox2. Configurația și tehnica noastră au permis îmbunătățirea datelor de dezintegrare pentru ^{25}Si . În plus, au fost determinate și rapoartele absolute de ramificare βp pentru 402(1), 554(1) și 944(1) keV și au fost comparate cu studiile anterioare, rezultatele fiind mai bune decât acestea. În plus, construcția detectorului și modul de funcționare permit determinarea timpului de înjumătățire în cazul în care izotopul implantat este un emițător de protoni. Prin urmare, **a fost găsit un timp de înjumătățire $T_{1/2} = 217(2)$ ms pentru ^{25}Si** , în foarte bună concordanță cu valorile determinate anterior [13].

Mai multe obiective au fost atinse în cazul măsurătorii ^{27}P , care împreună cu identificarea de noi grupuri de protoni reprezintă **cele mai bune rezultate** până în prezent:

- A fost efectuată o atribuire de spin și paritate $J^\pi = 1/2^+$ pentru toate stările care emit protoni în ^{27}Si . Cinci noi stări au fost indentificate între $E_p = 100 - 450$ keV, care dau cea mai importantă contribuție la rata de reacție căutată $^{26}\text{Al}(p, \gamma)$.
- **valorile absolute ale rapoartelor de ramificare βp** au fost determinate pentru toate grupurile de protoni în mod individual, valoarea însumată de $\beta p = 0,122\%$ fiind de aproape două ori mai mare decât cea determinată anterior; de asemenea, metoda ne-a permis să atingem o mare **sensibilitate, până la 10^{-7}** pentru cel mai mic raport βp determinat.
- S-a constatat că grupul de protoni de 615(6) keV este cel mai intens și nu cel de 736(6) keV, contrar concluziilor studiului din Ref. [46], datorită îmbunătățirii statisticii și a tehnicii de măsurare;

- S-a obținut o precizie îmbunătățită a timpului de înjumătățire a ^{27}P , valoarea $T_{1/2} = 260(1)$ ms fiind în acord excelent cu cea cunoscută.

S-a realizat evaluarea **ratei de reacție**, rezultatele fiind prezentate în detaliu în Tabelul 6.3. Impactul noilor grupuri de protoni descoperite este considerabil, contribuția lor însumată dominând rata de reacție până la temperaturi de $\sim 0,4$ GK. Această contribuție scade încet, apropiindu-se de intervalul $0,6 - 0,7$ GK, unde rezonanțele de energie mai mare devin importante.

Bibliography

- [1] L. Trache. [Nuclear Astrophysics with radioactive nuclear beams: Indirect Methods](#). *Rom. Journ. Phys.*, 52(8-10):823–845, 2007.
- [2] A. Banu et al. [One-proton breakup of \$^{24}\text{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.
- [3] G. Baur et al. [Coulomb dissociation as a source of information on radiative capture processes of astrophysical interest](#). *Nucl. Phys A*, 458(188), 1986.
- [4] T. Motobayashi et al. [Coulomb Dissociation of \$^8\text{B}\$ 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.
- [5] 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.
- [6] 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.
- [7] W. A. Mahoney et al. [Diffuse galactic gamma-ray line emission from nucleosynthetic Fe-60, Al-26, and Na-22 - Preliminary limits from HEAO 3](#). *Astrophys. J.*, 262, 1982.
- [8] R. Diehl et al. [COMPTEL observations of Galactic \$^{26}\text{Al}\$ emission](#). *Astron. Astrophys.*, 298:445–460, 1995.
- [9] R. E. Tribble, R. H. Burch, and C. A. Gagliardi. [MARS: A momentum achromat recoil spectrometer](#). *NIM A*, 285:441–446, 1989.
- [10] A. Saastamoinen et al. [AstroBox2 - Detector for low-energy \$\beta\$ -delayed particle detection](#). *NIM B*, 376:357–360, 2016.
- [11] R. Chzyh. [Measurement of \$\beta\$ -delayed protons from \$^{35}\text{K}\$ relevant to the \$^{34}\text{Cl}^{8,m}\(p,\gamma\)^{35}\text{Ar}\$](#) . PhD thesis, Texas A&M University, 2019.
- [12] J. C. Thomas et al. [Beta-decay properties of \$^{25}\text{Si}\$ and \$^{26}\text{P}\$](#) . *Eur. Phys. J. A*, 21:419–435, 2004. doi:10.1140/epja/i2003-10218-8.
- [13] L. J. Sun et al. [\$^{25}\text{Si}\$ \$\beta^+\$ -decay spectroscopy](#). *Phys. Rev. C*, 103:1–19, 2021.

- [14] E. Margaret Burbidge, G. R. Burbidge, William A. Fowler, and F. Hoyle. [Synthesis of the Elements in Stars](#). *Rev. Mod. Phys.*, 29:547–650, 10 1957. doi:10.1103/RevModPhys.29.547.
- [15] A. G. W. Cameron. [Nuclear Reactions in Stars and Nucleogenesis](#). *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 69:201, 6 1957. doi:10.1086/127051.
- [16] F. X. Timmes. [cococubed.com](#).
- [17] M Wiescher et al. [The Cold and Hot CNO Cycles](#). *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.*, 60:381–404, 2010. doi:10.1146/annurev.nucl.012809.104505.
- [18] S. Pluschke et al. [Exploring the Gamma-Ray Universe](#). (*ESA Special Publication*, 459, 2001).
- [19] R. Diehl et al. [The radioactive nuclei \$^{26}\text{Al}\$ and \$^{60}\text{Fe}\$ in the Cosmos and in the solar system](#). *Publications of the Astronomical Society of Australia*, 30, 2021. doi:10.1017/pasa.2021.48.
- [20] E. N. Simmons. [The \$\beta\$ -delayed proton and gamma decay of \$^{27}\text{P}\$](#) . PhD thesis, Texas A&M University, 2016.
- [21] L. Buchmann et al. [The abundance of \$^{26}\text{Al}\$ in the MgAl cycle](#). *Nucl. Phys. A*, 415, 1984.
- [22] P. Schmalbrock et al. [Proton threshold states in \$^{27}\text{Si}\$ and their implications on hydrogen burning of \$^{26}\text{Al}\$](#) . *Nucl. Phys. A*, 457, 1986.
- [23] T. F. Wang et al. [Proton threshold states in \$^{27}\text{Si}\$ and the destruction of \$^{26}\text{Al}\$ at low stellar temperatures](#). *Nucl. Phys. A*, 499, 1989.
- [24] A. E. Champgane et al. [The \$^{26}\text{Al}\(p, \gamma\)^{27}\text{Si}\$ reaction at low stellar temperature](#). *Nucl. Phys. A*, 556, 1993.
- [25] R. B. Vogelaar et al. [Constraining \$^{26}\text{Al}+p\$ resonances using \$^{26}\text{Al}\(^3\text{He}, d\)^{27}\text{Si}\$](#) . *Phys. Rev. C*, 53, 1996.
- [26] C. Ruiz et al. [Measurement of the \$E_{c.m.} = 184\$ keV Resonance Strength in the \$^{26}\text{Al}\(p, \gamma\)^{27}\text{Si}\$](#) . *Phys. Rev. Lett.*, 96, 2006.
- [27] G. Lotay et al. [\$\gamma\$ -ray spectroscopy study of states in \$^{27}\text{Si}\$ relevant for the \$^{26m}\text{Al}\(p, \gamma\)^{27}\text{Si}\$ reaction in novae and supernovae](#). *Phys. Rev. C*, 80, 2009.
- [28] G. Lotay et al. [Identification of Jey Astrophysical Resonances for the \$^{26}\text{Al}\(p, \gamma\)^{27}\text{Si}\$ Reaction in Wolf-Rayet Stars, AGB stars, and Classical Novae](#). *Phys. Rev. Lett.*, 102, 2009.
- [29] C. M. Deibel et al. [Toward an experimentally determined \$^{26m}\text{Al}\(p, \gamma\)^{27}\text{Si}\$ reaction rate in ONe novae](#). *Phys. Rev. C*, 80, 2009.
- [30] A. Parikh et al. [Strength of the \$E_R = 127\$ keV, \$^{26}\text{Al}\(p, \gamma\)^{27}\text{Si}\$ resonance](#). *Phys. Rev. C*, 84, 2011.

- [31] S. D. Pain et al. [Constraint of the Astrophysical \$^{26}\text{Al}\(p, \gamma\)^{27}\text{Si}\$ Destruction Rate at Stellar Temperatures.](#) *Phys. Rev. Lett*, 114, 2015.
- [32] E. McCleskey et al. [Simultaneous measurement of \$\beta\$ -delayed proton and \$\gamma\$ decay of \$^{27}\text{P}\$.](#) *Phys. Rev. C*, 94, 2016.
- [33] S. Almaraz-Calderon et al. [Study of the \$^{26m}\text{Al}\(d, p\)^{27}\text{Si}\$ Reaction and the Influence of the \$^{26}\text{Al}\$ \$0^+\$ Isomer on the Destruction of \$^{26}\text{Al}\$ in the Galaxy.](#) *Phys. Rev. Lett*, 119, 2017.
- [34] S. Hallam et al. [Exploiting Isospin Symmetry to Study the Role of Isomers in Stellar Environments.](#) *Phys. Rev. Lett*, 126, 2021.
- [35] G. Lotay et al. [Radiative Capture on Nuclear Isomers: Direct Measurement of the \$^{26}\text{Al}\(p, \gamma\)^{27}\text{Si}\$ Reaction.](#) *Phys. Rev. Lett*, 128, 2022.
- [36] Claus E. Rolfs and William S. Rodney. *Cauldrons in the cosmos : nuclear astrophysics*. 1988.
- [37] C. Iliadis. *Nuclear Physics of Stars*. 2007. doi:10.1002/9783527692668.
- [38] A. I. Stefanescu. *Indirect measurements for nuclear astrophysics: proton breakup reaction at intermediate energies*. PhD thesis, University of Bucharest, 2023.
- [39] 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*, 801:135–170, 2020. doi:10.1016/j.physletb.2019.135170.
- [40] D. Tudor et al. [A facility for direct measurements for nuclear astrophysics at IFIN-HH - a 3 MV tandem accelerator and an ultra-low background laboratory.](#) *NIM A*, 953:163–178, 2020. doi:10.1016/j.nima.2019.163178.
- [41] D. Tudor. *Direct measurements for nuclear astrophysics using small accelerators and ultra low background laboratory*. PhD thesis, University of Bucharest, 2023.
- [42] G. Baur et al. [COULOMB BREAKUP OF NUCLEI—APPLICATIONS TO ASTROPHYSICS.](#) *Ann. Rev. Nucl. Sci.*, 321(46), 1996.
- [43] L. Trache, F. Carstoiu, C. A. Gagliardi, and R. E. Tribble. [Asymptotic Normalization Coefficient of \$^8\text{B}\$ from Breakup Reactions and the \$S_{17}\$ Astrophysical Factor.](#) *Phys. Rev. Lett.*, 87:271102, Dec 2001. doi:10.1103/PhysRevLett.87.271102.
- [44] A. M. Mukhamedzhanov, H. L. Clark, C. A. Gagliardi, Y.-W. Lui, L. Trache, R. E. Tribble, H. M. Xu, X. G. Zhou, V. Burjan, J. Cejpek, V. Kroha, and F. Carstoiu. [Asymptotic normalization coefficients for \$^{10}\text{B} \rightarrow ^9\text{Be} + p\$.](#) *Phys. Rev. C*, 56:1302–1312, Sep 1997. doi:10.1103/PhysRevC.56.1302.
- [45] J. Aysto et al. [Beta-delayed proton decays of \$^{27}\text{P}\$ and \$^{31}\text{Cl}\$: Gamow-Teller decays with large Q values.](#) *Phys. Rev. C*, 32:1700–1706, 1985.

- [46] T. J. Ognibene et al. [Additional results from the \$\beta\$ -delayed proton decays of \$^{27}\text{P}\$ and \$^{31}\text{Cl}\$](#) . *Phys. Rev. C*, 54:1098–1105, 1996.
- [47] J. P. Wallace et al. β -delayed proton-decay study of ^{20}Mg and its implications for the $^{19}\text{Ne}(p,\gamma)^{20}\text{Na}$ breakout reaction in x-ray bursts. *Phys. Lett. B*, 712:59–62, 2012.
- [48] A. Saastamoinen et al. [Experimental study of \$\beta\$ -delayed proton decay of \$^{23}\text{Al}\$ for nucleosynthesis in novae](#). *Phys. Rev. C*, 83, 2011.
- [49] A. Saastamoinen, A. Kankainen, and L. Trache. [Beta-decay of \$^{31}\text{Cl}\$: an indirect probe of the \$^{30}\text{P}\(p,\gamma\)^{31}\text{S}\$ reaction. Present status and future perspectives](#). *Eur. Phys. J. Plus*, 131, 2016. doi:10.1140/epjp/i2016-16272-6.
- [50] G. Gilmore. *Practical gamma-ray spectrometry, 2nd edition*. John Wiley and Sons, 2008.
- [51] K. Heyde. *Basic Ideas and Concepts in Nuclear Physics*. The Institute of Physics Publishing, London, UK, 1994.
- [52] I. C. Stefanescu et al. β -delayed proton decay of ^{27}P and ^{25}Si . implications on $^{26}\text{Al}(p,\gamma)^{27}\text{Si}$ reaction rate. *in preparation*, 2024.
- [53] URL: <https://cyclotron.tamu.edu/facilities/>.
- [54] A. Saastamoinen. [Studies of \$T_z = -\frac{3}{2}\$ Nuclei of Astrophysical Interest](#). PhD thesis, University of Jyväskylä, 2011.
- [55] E. Pollacco et al. [AstroBox: A novel detection system for very low-energy protons from \$\beta\$ -delayed proton decay](#). *NIM A*, 723:102–108, 2013.
- [56] Y. Giomataris et al. [MICROMEGAS: a hig-granularity position-sensitive gaseous detector for high particle-flux environments](#). *NIM A*, 376:29–35, 1996.
- [57] R. Chzyh. [Measurement of \$\beta\$ -delayed protons from \$^{35}\text{K}\$ relevant to the \$^{34}\text{Cl}^{g,m}\(p,\gamma\)^{35}\text{Ar}\$](#) . PhD thesis, Texas A&M University, 2019.
- [58] J. Allison et al. [Recent developments in Geant4](#). *NIM A*, 835:186–225, 2016.
- [59] J. F. Ziegler et al. [SRIM - The stopping and range of ions in matter\(2010\)](#). *NIM B*, 268:1818–1823, 2010. doi:10.1016/j.nimb.2010.02.091.
- [60] Kenneth S Krane. *Introductory nuclear physics*. Wiley, New York, NY, 1988.
- [61] Meng Wang, W.J. Huang, F.G. Kondev, G. Audi, and S. Naimi. [The AME 2020 atomic mass evaluation \(II\). Tables, graphs and references*](#). *Chinese Physics C*, 45(3):030003, mar 2021. doi:10.1088/1674-1137/abddaf.
- [62] C. Iliadis. [Proton single-particle reduced widths for unbound states](#). *Nuclear Physics A*, 618:166–175, 1997.

Lista contribuțiilor proprii

8.1 Lucrări publicate în reviste

8.1.1 Reviste indexate ISI

1. Z. Elekes, V. Panin, ..., **I.C. Stefanescu**,... et. al - "[Shape coexistence in \$^{66}\text{Se}\$](#) ", *Physics Letters B* **844**:138072 (2023)
Author Article Influence Score: 1.5 Impact factor: 4.4
2. A. I. Stefanescu, V. Panin, ..., **I. C. Stefanescu**,... et. al - "[Silicon tracker array for RIB experiments at SAMURAI](#)", *Eur. Phys. J. A* **58**, 223 (2022)
Author Article Influence Score: 0.751 Impact factor: 2.6
3. L. Stuhl, M. Sasano, ..., **I. C. Stefanescu**, ... et. al - [Study of spin-isospin response of \$^{11}\text{Li}\$ neutron-drip-line nucleus with PANDORA](#), *J. Phys.: Conf. Ser.* **1643** 012107 (2020)
Author Article Influence Score: Impact factor: 0.5
4. N. T. Zhang, X. Y. Wang, ..., **I. C. Stefanescu**, ... 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)
Author Article Influence Score: 1.5 Impact factor: 4.95
5. D. Tudor, L. Trache, A. I. Chilug, **I. C. Stefanescu** et. al - [A facility for direct measurements for nuclear astrophysics at IFIN-HH - a 3 MV tandem accelerator and an ultra-low background laboratory](#), *NIM A*, **953**:163178 (2020)
Author Article Influence Score: 0.4 Impact factor: 1.579
6. L. Stuhl, M. Sasano, ..., **I. C. Stefanescu**, ... et. al - [Study of spin-isospin responses of radioactive nuclei with the background-reduced neutron spectrometer, PANDORA](#), *NIM B*, **463**:189-194 (2020)
Author Article Influence Score: 0.4 Impact factor: 1.392

Total Article Influence Score: 4.5

Total Impact factor: 15.4

8.1.2 Reviste neindexate ISI

1. A. I. Chilug, V. Panin, ..., I. C. Stefanescu,... et. al - [Nuclear Breakup and Coulomb Dissociation of \$^9\text{C}\$ Nucleus Studied at RIBF RIKEN](#), *JPS Conf. Proc.* **32**, 010057 (2020) - *Proceedings of 13th International Conference on Nucleus-Nucleus Collisions*
2. A. I. Chilug, V. Panin, ..., I. C. Stefanescu,... et. al - [Study of the \$^9\text{C}\$ breakup through NP1412-SAMURAI29R1 experiment](#), *AIP Conference Proceedings* **2076**, 060001 (2019) - *Carpathian Summer School of Physics 2018 (CSSP18)*
3. I. C. Stefanescu et. al - [Decay spectroscopy as a tool for nuclear astrophysics](#), *AIP Conference Proceedings* **2076**(1), 060008 (2019) - *Carpathian Summer School of Physics 2018 (CSSP18)*
4. D. Tudor, A. I. Chilug, I. C. Stefanescu et. al - [Experimental study of the \$\alpha+^{64}\text{Zn}\$ reaction in the Gamow region](#), *AIP Conference Proceedings* **2076**(1), 060010 (2019) - *Carpathian Summer School of Physics 2018 (CSSP18)*
5. I. C. Stefanescu et. al - [AstroBox2E: a detection system for very low energy \$\beta\$ -delayed proton decay](#), *J. Phys.: Conf. Ser.* **1024** 012007 (2018) - *FAIRNESS 2017: FAIR NExt generation ScientistS 2017*

8.2 Lucrări prezentate la conferințe internaționale

1. I. C. Stefanescu et al. - [\$\beta\$ -delayed proton decay of \$^{27}\text{P}\$](#) , International Conference on Proton-Emitting Nuclei (PROCON2023, June 25 - 30, 2023, Warsaw, Poland)
2. I. C. Stefanescu et al. - [\$\beta\$ -delayed proton decay of \$^{27}\text{P}\$](#) , Carpathian Summer School of Physics 2023 (CSSP2023, July 2 - 15, 2023, Sinaia, Romania)
3. I. C. Stefanescu et al. - [Complete spectroscopy of \$^{31}\text{S}\$ for nuclear astrophysics](#), 16th Russbach School on Nuclear Astrophysics (10 - 16 March, 2019, Russbach, Austria)
4. I. C. Stefanescu et al. - [AstroBox2E: a detection system for very low energy \$\beta\$ -delayed proton decay](#), Carpathian Summer School of Physics 2018 (CSSP2018, July 1 - 14, 2018, Sinaia, Romania)
5. I. C. Stefanescu et al. - [AstroBox2E: a detection system for very low energy \$\beta\$ -delayed proton decay](#), 15th Russbach School on Nuclear Astrophysics (18 - 24 March, 2018, Russbach, Austria)

8.3 Stagii de cercetare internațională

1. **2023 December** (2 weeks) – GSI, Darmstadt, Germany: Laser test of FOOT detectors in preparation of February-March 2024 experimental campaign.
2. **2023 May – July** (8 weeks) – GSI, Darmstadt and IKP, Juelich, Germany: Preparation and in-beam test of FOOT silicon detectors.
3. **2022 May – June** (4 weeks) – GSI, Darmstadt, Germany: Preparation and participation at the S522 and S509 experiments at R3B.
4. **2022 February – March** (6 weeks) – GSI, Darmstadt, Germany: Preparation and in-beam test of FOOT silicon detectors at R3B and IKP Juelich.
5. **2019 November – 2020 October** (1 year) – RIKEN, Japan: short-term IPA fellowship in Spin-Isospin laboratory.
6. **2019 November – December** (3 weeks) – Texas A&M Univ, USA: Preparation and participation at the β -decay of ^{27}P experiment.
7. **2018 May – June** (3 weeks) – RIKEN, Japan: Preparation and participation at the SAMURAI29R1 experiment.
8. **2017 November – December** (3 weeks) – RIKEN and HIMAC, Japan: Preparation and in-beam test of silicon detectors.
9. **2017 October** (2 weeks) – Texas A&M Univ, USA: Preparation and participation at the β -decay of ^{35}K experiment.