



**UNIVERSITATEA NAȚIONALĂ  
DE ȘTIINȚĂ ȘI TEHNOLOGIE  
POLITEHNICA BUCUREȘTI**



**Școala Doctorală pentru Ingineria și Aplicațiile  
Laserilor și Acceleratorilor**

Decizia Nr. .... din .....-.....-.....

**Teză de  
Doctorat**

**Teodora Andreea (MADGEARU) PETRUSE**

---

**REZUMAT**

**COMISIONAREA DETECTORULUI ELISSA ȘI MĂSURAREA  
FLUORULUI PENTRU NUCLEOSINTEZA STELELOR DE TIP  
AGB**

---

**COMISIA DOCTORALĂ**

<b>Prof. Dr. Ing. Călin A. Ur</b> Politehnica București, IFIN-HH/ELI-NP	Președinte
<b>Prof. Dr. Dimiter L. Balabanski</b> Politehnica București, IFIN-HH/ELI-NP	Coordonator
<b>Prof. Dr. Cătălin Matei</b> Politehnica București, IFIN-HH/ELI-NP	Referent
<b>Prof. Dr. Aurora Tumino</b> Universitatea Kore Enna, INFN-LNS	Referent
<b>Prof. Dr. Mihaela Sin</b> Universitatea București	Referent

**BUCUREȘTI 2024**

---



## **Mulțumiri**

Sunt profund recunoscătoare coordonatorului meu de doctorat, Dr. Dimiter Balabanski, pentru îndrumarea și încurajarea sa constantă. Aș dori să-mi exprim recunoștința față de grupul Extreme Light Infrastructure Silicon Strip Array și, în special, coordonatorului sau, Dr. Catalin Matei, pentru efortul de a ne oferi un mediu de cercetare stimulat.

Sunt recunoscătoare colaboratorilor noastre străini. Aș dori să adresez mulțumiri deosebite Dr. Dario Lattuada și, în special, Dr. Luca Guardo, ale căror expertiză și sprijin au fost esențiale pentru succesul acestei teze.

Aș dori să le mulțumesc colegilor mei de la Extreme Light Infrastructure - Nuclear Physics, în special departamentului Gama Driven Experiments, pentru sprijinul și colaborarea lor neprețuite pe parcursul acestei perioade.

Le sunt veșnic recunoscătoare familiei și prietenelor mei pentru încrederea și sprijinul lor constant. Socrii mei, Tudor, Andra, părinții mei, Mariana și Romulus, și sora mea, Malina, au fost o sursă constantă de putere.

Cea mai profundă recunoștință îi revine soțului meu, Andrei, a cărui dragoste și sprijin au fost nemăsurate. Această teză le este dedicată iubitelor mele fiicelor, Sofia și Ilinca. Prezența lor mi-a adus o bucurie imensă în viață, deși au extins involuntar această călătorie. Dragostea lor au făcut ca fiecare provocare să merite trecuta.



## Abstract

The  $^{19}\text{F}(p,\alpha)^{16}\text{O}$  reaction is crucial in stellar nucleosynthesis, being the primary fluorine destruction channel in hydrogen-rich environments. However, current models overpredict fluorine abundances in AGB stars, suggesting the need for better experimental data. The reaction proceeds through  $(p,\alpha_0)$ ,  $(p,\alpha_\pi)$ , and  $(p,\alpha_\gamma)$  channels, with channel dominance depending on temperature. Experimental data for this reaction at astrophysically relevant energies is limited due to the Coulomb barrier. Extrapolations from higher energy data are used, but a more precise understanding is needed for low temperatures.

The ELISSA detector array was developed to measure charged particles from photodissociation reactions. It was tested at the 3 MV Tandem accelerator. This thesis presents a characterization of the ELISSA setup, including energy and position resolution, and comparison of DAQ systems and electronic chains.

The  $^{19}\text{F}(p,\alpha_0)^{16}\text{O}$  reaction cross section was studied between 400 keV and 900 keV center-of-mass energy. Our results resolve discrepancies in previous data and provide new insights into the reaction.

The  $^{19}\text{F}(p,\alpha_\pi)^{16}\text{O}$  and  $^{19}\text{F}(p,\alpha_\gamma)^{16}\text{O}$  reaction cross sections were studied between 300 keV and 700 keV center-of-mass energy with ELISSA detector array. The reaction channel of interest can be selected due to the performance of the experimental setup.



# Cuprins

<b>Lista cu tabele</b>	<b>ix</b>
<b>Lista cu figuri</b>	<b>xi</b>
<b>Introducere</b>	<b>1</b>
<b>1 Evoluția și nucleosinteza stelelor de tip AGB</b>	<b>3</b>
1.1 Abundența elementelor în sistemul solar . . . . .	3
1.2 Evoluția fazei AGB . . . . .	4
1.2.1 Faza AGB cu impulsuri termice . . . . .	5
1.3 Procesul de capturare a neutronilor . . . . .	5
1.4 Nucleosinteza stelelor de tip AGB . . . . .	6
1.4.1 Nucleosinteza de tip <i>s</i> . . . . .	6
1.4.2 Nucleosinteza fluorului . . . . .	6
<b>2 Ratele de reacție în stele</b>	<b>7</b>
2.1 Ratele de reacție . . . . .	7
2.1.1 Pătrunderea prin bariera Coulomb și factorul astrofizic <i>S</i> . . . . .	8
2.1.2 Ratele de reacție neresonante . . . . .	10
2.1.3 Ratele de reacție rezonante . . . . .	11
2.2 Problemele măsurătorilor la energii astrofizic relevante . . . . .	12
<b>3 Dezvoltarea sistemului de detecție ELISSA</b>	<b>13</b>
3.1 Astrofizica nucleară la ELI-NP . . . . .	13
3.1.1 Sistemul de detecție ELISSA . . . . .	14
3.2 Detectorii de siliciu de la ELI-NP . . . . .	15
3.2.1 DSSSD PF-16CT-16CD . . . . .	15
3.2.2 DSSSD QQQ3 . . . . .	18
3.2.3 PSD X3 . . . . .	19
<b>4 Măsurarea reacției <math>^{19}\text{F}(p, \alpha_0)^{16}\text{O}</math></b>	<b>21</b>
4.1 Detalii experimentale . . . . .	22
4.1.1 Fasciculul și ținta . . . . .	23

## Cuprins

4.1.2	Sistemul de detectie . . . . .	25
4.2	Rezultate . . . . .	26
4.2.1	Procedura de calibrare și simulări . . . . .	26
4.2.2	Distribuții unghiulare . . . . .	27
4.2.3	Secțiunea eficace și factorul astrofizic $S$ . . . . .	27
4.3	Concluzii . . . . .	29
<b>5</b>	<b>Punerea în funcțiune a sistemului de detecție ELISSA și măsurarea reacțiilor</b> <b><math>^{19}\text{F}(p, \alpha\gamma)^{16}\text{O}</math> și <math>^{19}\text{F}(p, \alpha\pi)^{16}\text{O}</math></b>	<b>31</b>
5.1	Caracterizarea completă a sistemului de detectoare ELISSA folosind date in-beam pentru prima dată . . . . .	31
5.1.1	Detalii experimentale . . . . .	31
5.1.2	Lanțul electronic și sistemele de achiziție de date . . . . .	33
5.1.3	Calibrarea energiei și a poziției . . . . .	33
5.1.4	Simularea configurației experimentale . . . . .	33
5.1.5	DAQ analog vs digital . . . . .	33
5.1.6	Rezultate . . . . .	34
5.2	Măsurarea reacțiilor $^{19}\text{F}(p, \alpha\gamma)^{16}\text{O}$ și $^{19}\text{F}(p, \alpha\pi)^{16}\text{O}$ . . . . .	34
5.2.1	Fascicul și țintă . . . . .	34
5.3	Selectarea canalului de reacție . . . . .	35
5.4	Concluzii . . . . .	35
	<b>Concluzii și Perspective</b>	<b>37</b>
	<b>Bibliografie</b>	<b>39</b>



# Lista cu tabele

3.1	Caracteristicile sistemului VEGA . . . . .	13
3.2	Caracteristicile DSSSD QQQ3 . . . . .	18
4.1	Caracteristicile fasciculului de $^{19}F$ . . . . .	23
4.2	Coeficienții polinoamelor Legendre . . . . .	27
5.1	Caracteristicile fasciculului și țintei . . . . .	32
5.2	Tipuri de module și sisteme utilizate pentru achiziția și procesarea datelor	32
5.3	Caracteristicile fasciculului de $^{19}F$ și ale țintei . . . . .	34



# Lista cu figuri

1.1	Modelul actual de abundență nucleară găsit în sistemul nostru solar; preluat din [1]. . . . .	3
1.2	Evoluția stelară ca funcție de luminozitate și temperatură (diagramă HR); preluată din [3]. . . . .	4
2.1	Reprezentarea barierei Coulomb; figura este preluată din [14]. . . . .	8
2.2	Dependența $\sigma$ , respectiv factorul $S$ față de energia centrului de masă; figura preluată din [11]. . . . .	10
3.1	Desen CAD al sistemului de detectare cu benzi de siliciu ELISSA în camera de vid. . . . .	14
3.2	Simulare ELIISA realizată folosind codul VIKAR. . . . .	15
3.3	Spectre energetic tipic măsurat pe partea din față și cea din spate a DSSSD PF-16CT-16CD. . . . .	16
3.4	(a) Tensiunea de epuizare completă a detectorului la 120 V a părții din față a detectorului (cu negru) și partea din spate a detectorului (cu roșu); (b) Curent de scurgere la diferite valori de polarizare. . . . .	16
3.5	(a) Dependența rezoluției energetice a părții din față (cu negru) și partea din spate a detectorului (cu roșu) față de zero pol; (b) Dependența rezoluției energetice a părții din față (cu negru) și partea din spate a detectorului (cu roșu) față de timpul de formare. . . . .	17
3.6	Dependența rezoluției energetice a părții din față (cu negru) și partea din spate a detectorului (cu roșu) față de numărul benzii. . . . .	17
3.7	Spectru energetic tipic măsurat pe partea din față și cea din spate a DSSSD QQQ3. . . . .	18
3.8	Spectre calibrate de la detectorul X3 PSD. . . . .	19
4.1	Contribuția fiecărui canal la rata totală a reacției. . . . .	21
4.2	$S$ -factor al reacției $^{19}\text{F}(p, \alpha)^{16}\text{O}$ disponibil în literatură (a se vedea textul pentru detalii); preluat din [37] . . . . .	22
4.3	LHASA - configurația experimentală utilizată pentru studiul secțiunii transversale a reacției $^{19}\text{F}(p, \alpha)^{16}\text{O}$ . . . . .	23

## Lista cu figuri

4.4	Spectru detector de monitor obținut la fasciculul de 15 MeV $^{19}\text{F}$ pe țintă $\text{CH}_2$ . . . . .	24
4.5	Degradarea țintei - raportul proton la carbon în timp. . . . .	24
4.6	Împrăștiere elastică a fasciculului de 12 MeV $^6\text{Li}$ pe ținta $^{12}\text{C}$ , fiecare bin reprezintă aceeași bandă din toate cele 6 detectoare. . . . .	25
4.7	Desen al configurației experimentale utilizate pentru studiul secțiunii transversale a reacției $^{19}\text{F}(p,\alpha)^{16}\text{O}$ . . . . .	25
4.8	Calibrarea energiei detectorilor YY1. . . . .	26
4.9	Acord între datele simulate (raportate cu puncte negre) și punctele experimentale calibrate pentru o energie a fasciculului de 18,5 MeV. . . . .	26
4.10	Punctele roșii reprezintă puncte experimentale, în timp ce linia neagră reprezintă cel mai bun polinom Legendre potrivit pentru datele experimentale pentru următorul $E_{CM}$ : (a) 608 keV; (b) 682 keV; (c) 689 keV; (d) 708 keV; (e) 708 keV și (f) 896 keV. Incertitudinea în valorile energiei unde a fost evaluată la un maxim de 5 keV Linia verde reprezintă polinomul Legendre folosit de Ref [16]. . . . .	28
4.11	(a) Factorul astrofizic $S(E)$ -factor pentru măsurarea reacției $^{19}\text{F}(p, \alpha_0)^{16}\text{O}$ (puncte negre complete) vs date din literatură; (b) Secțiune eficaces pentru reacția $^{19}\text{F}(p, \alpha_0)^{16}\text{O}$ măsurată în prezentul experiment (puncte roșii complete) comparativ cu Ref. [29] și Ref. [36]. . . . .	29
5.1	Imagine a configurației utilizate pentru primul test in-beam. . . . .	32
5.2	Fasciculul de $^{19}\text{F}$ de 15 MeV pe țintă de $\text{CH}_2$ . Datele experimentale sunt suprapuse cu simulările LISE++. . . . .	35

# Introducere

Reacția  $^{19}\text{F}(p, \alpha)^{16}\text{O}$  este foarte importantă în nucleosinteza stelară, fiind principalul canal de distrugere a fluorului în mediile bogate în hidrogen. Cu toate acestea, modelele actuale prezic în exces abundențele de fluor în stelele de tip AGB, sugerând necesitatea unor date experimentale mai bune. Reacția decurge prin canalele  $(p, \alpha_0)$ ,  $(p, \alpha_\pi)$  și  $(p, \alpha_\gamma)$ , cu dominanța canalului în funcție de temperatură. Datele experimentale pentru această reacție la energii astrofizic relevante sunt limitate din cauza barierei Coulomb. Se folosesc extrapolări din date cu energie mai mare, dar este nevoie de o înțelegere mai precisă pentru temperaturi scăzute.

Detectorul ELISSA a fost dezvoltat pentru a măsura particulele încărcate provenite din reacțiile de fotodisociere. A fost testat la acceleratorul Tandetron de 3 MV. Această teză prezintă o caracterizare a configurației ELISSA, inclusiv rezoluția energetică și de poziție, precum și compararea sistemelor DAQ și a lanțurilor electronice.

Secțiunea eficace a reacției  $^{19}\text{F}(p, \alpha_0)^{16}\text{O}$  a fost studiată între 400 keV și 900 keV energie în centrul de masă. Rezultatele noastre rezolvă discrepanțele din datele anterioare și oferă noi perspective asupra reacției.

Secțiunile transversale ale reacțiilor  $^{19}\text{F}(p, \alpha_\pi)^{16}\text{O}$  și  $^{19}\text{F}(p, \alpha_\gamma)^{16}\text{O}$  au fost studiate între 300 keV și 700 keV energie în centrul de masă cu detectorul ELISSA. Canalul de interes al reacției poate fi selectat datorită performanței configurației experimentale.



# Capitolul 1

## Evoluția și nucleosinteza stelelor de tip AGB

### 1.1 Abundența elementelor în sistemul solar

Majoritatea elementelor s-au format în stele, cu excepțiile hidrogenului, heliului și litiului. Elementele mai grele decât fierul sunt produse prin procesele de capturare a neutronilor. Distribuția abundenței elementelor din sistemul solar prezintă o tendință descendentă de la elementele mai ușoare la cele mai grele. Cea mai mare parte a masei este reprezentată de hidrogen și heliu (Figura 1.1).

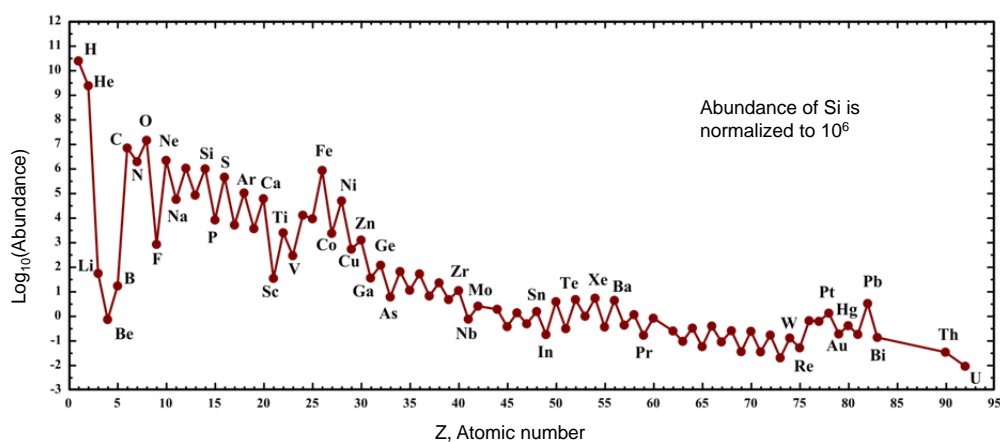


Figure 1.1 Modelul actual de abundență nucleară găsit în sistemul nostru solar; preluat din [1].

Elementele mai grele decât  $^{12}\text{C}$  sunt sintetizate în interiorul stelelor. Reacțiile nucleare cu particule încărcate în diferite stadii de ardere stelară produc elemente între  $^{12}\text{C}$  și  $^{40}\text{Ca}$ . Bariera Coulomb scade probabilitatea acestor reacții de a se produce, ducând la curba descendentă a abundenței.

Abundența elementelor are un maxim la fier, care corespunde celei mai mari energie de legătură pe nucleon. Dincolo de fier, procesele de capturare a neutronilor produc

elemente mai grele datorită barierei Coulomb. Burbidge *et al.* [2] au propus procesul  $s$  și procesul  $r$  pentru producerea elementelor grele. Procesul  $s$  are loc în medii cu densitate scăzută de neutroni din stelele AGB. Stelele AGB sunt locuri cheie pentru nucleosinteza  $s$ , unde materialul bogat în neutroni este produs și adus la suprafața stelară prin amestecarea convectivă.

## 1.2 Evoluția fazei AGB

Evoluția unei stele este determinată de masa sa inițială, structura internă și procesele de generare a energiei. Aceste schimbări sunt măsurate ca temperatură de suprafață și luminozitate, reprezentând traiectoria stelei pe diagrama Hertzsprung-Russell (HR) (Figura 1.2).

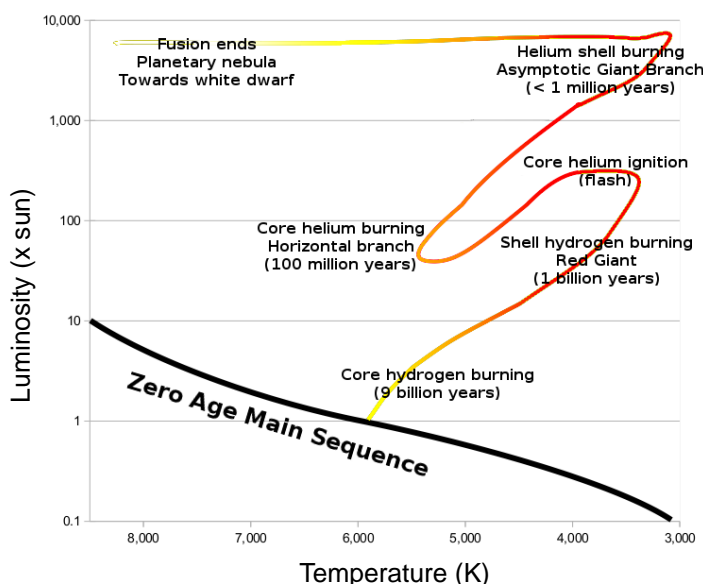


Figure 1.2 Evoluția stelară ca funcție de luminozitate și temperatură (diagramă HR); preluată din [3].

Stelele încep pe Secvența Principală de Vârstă Zero (ZAMS) [4], unde începe fuziunea hidrogenului din centru. Fuziunea hidrogenului se desfășoară prin lanțul proton-proton (pp) sau ciclul carbon-azot-oxigen (CNO). Lanțul pp transformă hidrogenul în heliu. Ciclul CNO transformă hidrogenul în heliu folosind carbon, azot și oxigen ca si catalizatori.

După epuizarea hidrogenului din nucleu, o stea părăsește secvența principală, trecând la Ramura Gigantă Roșie (RGB). Nucleul stelei se contractă, în timp ce straturile exterioare se extind și se răcesc, devenind convective. Acest lucru marchează transformarea stelei în RGB [5].



Ca urmare a energiei insuficiente pentru fuziunea carbon-oxigen, nucleul stelei începe să se contracte din cauza forței gravitaționale. Căldura provenită din contracțiile nucleului stelei este transferată stratului înconjurător, ceea ce determină aprinderea heliului din înveliș. În acest stadiu, nucleul este compus din carbon, oxigen și cantități mici de neon. În această fază, o stea va trece de la RGB la faza AGB (Figura 1.2). AGB își derivă numele de la apropierea sa asimptotică față de RGB. În acest stadiu, steaua conține o anvelopă exterioară bogată în H, care este convectiva. Pe măsură ce ne apropiem de nucleul stelei, putem găsi un înveliș care arde H, urmat de un înveliș inert de He. Direct deasupra nucleului stelei, există un înveliș care arde He, în timp ce nucleul în sine este un nucleu degenerat de CO [6].

### 1.2.1 Faza AGB cu impulsuri termice

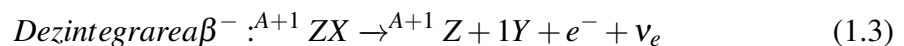
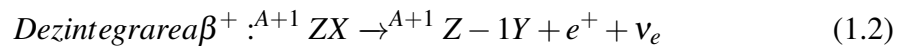
Un impuls termic are faze distincte: aprindere, eliberare maximă de energie, scădere de putere, adâncire și întoarcere la o stare inactivă. O acumulare suficientă de He declanșează impulsul termic inițial. Acest lucru duce la compresie, încălzire și aprinderea He. Energia intensă generată rezultă într-o zonă convectiva condusă de impuls (PDCZ) care se extinde de la stratul de ardere a heliului până la învelișul bogat în hidrogen. Această amestecare a elementelor permite sinteza elementelor de tip *s* și a fluorului.

## 1.3 Procesul de capturare a neutronilor

Capturarea neutronilor este procesul principal pentru sinteza elementelor mai grele decât fierul. Ecuația pentru capturarea neutronilor este:



Dacă nucleul rezultat  ${}^{A+1}_Z X$  este stabil, se va captura un alt neutron, formând  ${}^{A+2}_Z X$ . Dacă este instabil, timpul necesar captării neutronilor ( $\tau_n$ ) trebuie comparat cu timpul necesar dezintegrării  $\beta$  ( $\tau_\beta$ ). Dezintegrarea  $\beta$  poate avea loc prin două moduri:



Nucleosinteza prin capturare de neutroni are loc prin următoarele scenarii:

- Procesul lent *s* - Dezintegrarea  $\beta$  domină capturarea neutronilor. Izotopii stabili sau cu viață lungă conduc la elemente mai grele. Acest proces are loc în medii cu densitate mai scăzută de neutroni și urmează o cale de-a lungul văii de stabilitate  $\beta$ , terminând la  ${}^{209}\text{Bi}$ .

- Procesul rapid  $r$  - Capturarea neutronilor domină dezintegrarea  $\beta$ . Necesită densități și temperaturi ridicate de neutroni, găsite în medii explozive. Izotopii bogăți în neutroni se acumulează până când domină dezintegrarea  $\beta$ . Nucleele instabile se dezintegrează pentru a obține configurații stabile.

## 1.4 Nucleosinteza stelelor de tip AGB

### 1.4.1 Nucleosinteza de tip $s$

Identificarea principalului furnizor de neutroni pentru procesul  $s$  este dificilă. Reacțiile posibile au fost  $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$  și  $^{21}\text{Ne}(\alpha, n)^{24}\text{Mg}$  [7], ambele active în timpul arderii heliului. Aceste surse conduc la modele de abundență elementară variate.  $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$  devine activ în jurul lui  $T=0.9 \times 10^8$  K, în timp ce  $^{22}\text{Ne}$  este eficient în mediile mai calde ale stelelor AGB de masă intermediară. Lantul  $^{14}\text{N}(\alpha, n)^{18}\text{F}(\beta^+)^{18}\text{O}(\alpha, n)^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$  a fost propus ca o posibilă sursă de neutroni. Găsirea sursei principale de neutroni în interiorul stelelor nu este trivială.

### 1.4.2 Nucleosinteza fluorului

Originile  $^{19}\text{F}$  au fascinat mult timp oamenii de știință. Sunt propuse trei site-uri astrofizice principale pentru producerea  $^{19}\text{F}$ :

- Supernovele cu colaps de miez: Woosley și Haxton (1988) [8] au sugerat că disocierea neutrinică a  $^{20}\text{Ne}$  în miezurile stelare masive în colaps ar putea genera  $^{19}\text{F}$ , potențial ejectându-l în mediul interstelar înainte de distrugere. Reacțiile neutrino-nucleu, în ciuda secțiunilor lor transversale mici, devin semnificative datorită fluxului foarte mare de neutrini eliberat în timpul colapsului miezului către o stea de neutroni.
- Stele Wolf-Rayet: Meynet și Arnould (2000) [9] au propus un scenariu alternativ în care stelele masive, în special stelele Wolf-Rayet, ar putea sintetiza  $^{19}\text{F}$  prin arderea He și apoi să-l expulze în spațiul interstelar prin vânturi stelare puternice.
- Stelele AGB: Prima dovadă observațională a producției de  $^{19}\text{F}$  în stelele AGB a apărut în 1992, cu Jorissen și Arnould [10] detectând caracteristicile fluorurii de hidrogen (HF) în spectrele lor. Descoperirile lor au găsit o corelație între raportul mare C/O și abundența  $^{19}\text{F}$  în stelele AGB, sugerând o legătură între îmbogățirea cu carbon și producerea de  $^{19}\text{F}$  pe suprafața stelară.

Contribuitorul dominant la abundența  $^{19}\text{F}$  rămâne o sursă de investigație continuă. Date fiind aceste incertitudini în locul de producție al  $^{19}\text{F}$ , este obligatoriu să se studieze mai departe, atât teoretic cât și experimental, mecanismele de producție ale acestui element, precum și abundența sa în Univers.

# Capitolul 2

## Ratele de reacție în stele

Interioarele stelare depind de reacțiile termonucleare pentru generarea de energie și nucleosinteză. Mișcarea termică guvernează aceste reacții. Diverse secvențe de reacții termonucleare care apar în diferite stadii de evoluție stelară produc elemente mai grele. Acest capitol explorează teoria și metodologiile utilizate pentru a determina ratele de reacție nucleară în interiorul stelelor.

### 2.1 Ratele de reacție

Reacțiile termonucleare implică două particule: un proiectil și un nucleu țintă [2]. Reacția eliberează sau absoarbe energie în funcție de schimbarea masei de repaus. Arderea stelară se bazează pe reacții termonucleare exoenergetice. Rata de reacție este proporțională cu secțiunea eficace ( $\sigma$ ), care reprezintă probabilitatea unei interacțiuni reușite între nucleele reactante. Considerând o plasmă stelară compusă din două particule, rata de reacție pe unitate de volum ( $r$ ) este:

$$r = N_X N_a v \sigma(v) \quad (2.1)$$

unde  $N_X$  și  $N_a$  sunt densitățile particulelor,  $v$  este viteza relativă, iar  $\sigma(v)$  este secțiunea eficace a reacției. Rata medie a reacției este [11]:

$$\langle \sigma v \rangle = \int_0^\infty \phi(v) v \sigma(v) dv \quad (2.2)$$

unde  $\phi(v)$  este distribuția vitezei relative. Rata totală a reacției este:

$$r = N_X N_a \langle \sigma v \rangle (1 + \delta_{Xa})^{-1} \quad (2.3)$$

unde  $\delta_{Xa}$  este delta Kroneker. Este egal cu 1 când particulele sunt identice și 0 în caz contrar [12]. În mediile stelare, vitezele particulelor urmează legea de distribuție

Maxwell-Boltzmann:

$$\phi(v) = 4\pi v^2 \left( \frac{m}{2\pi k_B T} \right)^{\frac{3}{2}} e^{-\frac{mv^2}{2k_B T}} \quad (2.4)$$

unde  $k_B$  este constanta lui Boltzmann și  $T$  temperatura gazului.

Pentru reacțiile exoenergetice nu este necesară o energie minimă. Pentru reacțiile endotermice este necesară o energie minimă de prag.

### 2.1.1 Pătrunderea prin bariera Coulomb și factorul astrofizic $S$

Secțiunea eficace a reacției reflectă probabilitatea de interacțiune a particulelor. Măsurarea secțiunii transversale ajută la înțelegerea ratelor de reacție într-o plasmă stelară. Determinarea secțiunii transversale este crucială pentru înțelegerea producției de energie stelară și a abundenței elementelor. Bariera Coulomb este o provocare semnificativă în măsurarea secțiunilor transversale. Aceasta apare din respingerea electrostatică dintre particulele încărcate, scăzând probabilitatea de a avea loc reacții nucleare [13]. Figura 2.1 prezintă o reprezentare vizuală a potențialului Coulomb.

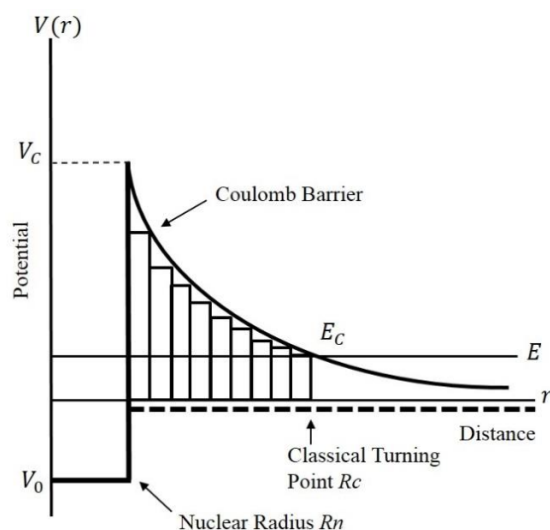


Figure 2.1 Reprezentarea barierei Coulomb; figura este preluată din [14].

$$V = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{r} \quad (2.5)$$

Cea mai apropiată abordare ( $r_C$ ) se produce atunci când energia totală a proiectilului ( $E$ ) este egală cu vârful barierei Coulomb ( $V_C$ ). Proiectilele cu energie suficientă pot depăși această barieră și pot suferi reacții nucleare. Reacțiile de fuziune care implică nuclee mai grele necesită energii mai mari pentru a depăși respingerea mai puternică Coulomb. Acest lucru se traduce în temperaturi mai mari pentru fuziunea elementelor mai grele.

Tunelarea cuantică permite nucleelor să penetreze bariera Coulomb cu o probabilitate finită [14], descrisă prin [12]:

$$P_l = \frac{|\chi_l(\infty)|^2}{|\chi_l(R)|^2} \quad (2.6)$$

unde  $|\chi_l(\infty)|^2$  și  $|\chi_l(R)|^2$  descriu probabilitatea ca particulele să fie găsite la raza de interacțiune, respectiv la  $r_C$ .

Partea radială a ecuației Schrödinger este:

$$\frac{d^2\chi_l}{dr^2} + \frac{2\mu}{\hbar^2}[E - V_l(r)]\chi_l = 0 \quad (2.7)$$

Soluțiile sunt funcția de undă Coulomb regulată ( $F_l(r)$ ) și funcția de undă Coulomb neregulată ( $G_l(r)$ ).

Probabilitatea de penetrare pentru componenta s-wave ( $l=0$ ) este:

$$P_0 = e^{-2\pi\eta} \quad (2.8)$$

unde este parametrul Sommerfeld:

$$\eta = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{\hbar v} \quad (2.9)$$

Energia Gamow este:

$$E_G = 2\mu(\pi v \eta)^2 \propto (Z_1 Z_2)^2 \mu MeV \quad (2.10)$$

Parametrul Sommerfeld ( $\eta$ ) indică intensitatea interacțiunii Coulomb. Este direct proporțional cu produsul sarcinilor ionilor care interacționează, dar invers proporțional cu energia cinetică. Secțiunea eficace este aproximativ:

$$\sigma(E) \propto \frac{1}{E} e^{-2\pi\eta} \quad (2.11)$$

Factorul S este introdus pentru a elimina dependența de energie a secțiunii transversale:

$$S(E) = \sigma(E) E e^{2\pi\eta} \quad (2.12)$$

$$\sigma(E) = \frac{1}{E} S(E) e^{-2\pi\eta} \quad (2.13)$$

Din Figura 2.2 se clar că factorul S prezintă o dependență redusă de energia fasciculului, facilitând extrapolarea la energii astrofizice.

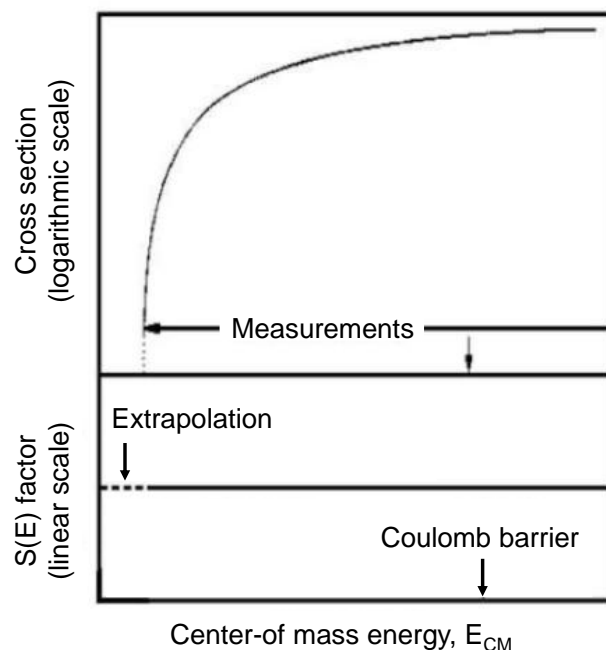


Figure 2.2 Dependența  $\sigma$ , respectiv factorul  $S$  față de energia centrului de masă; figura preluată din [11].

### 2.1.2 Ratele de reacție neresonante

Factorul astrofizic  $S$  este un instrument esențial pentru obținerea unei formule analitice care descrie rata de reacție în scenariile neresonante.

$$\langle \sigma v \rangle = \left( \frac{8}{\pi \mu} \right)^{\frac{1}{2}} \frac{1}{(k_B T)^{\frac{3}{2}}} \int_0^{\infty} \sigma(E) e^{-\frac{E}{k_B T} - \left( \frac{E_G}{E} \right)^{\frac{1}{2}}} dE \quad (2.14)$$

Integralandul are doi termeni exponențiali:

- $e^{-\frac{E}{k_B T}}$  este semnificativ pentru energii mici;
- $e^{-\frac{E_G}{E}}$  este relevant la energii mai mari.

Înmulțirea acestor termeni rezultă într-un vârf al integralei funcției numit vârf Gamow, situat la valoarea energiei  $E_0$ .

În absența rezonanțelor, presupunem un factor astrofizic  $S$  constant în regiunea îngustă de energie din jurul vârfului Gamow [11]:

$$S(E) = S(E_0) = S_0 = \text{constant} \quad (2.15)$$

În stele, efectul combinat al temperaturii și forței electrice repulsive dintre nuclee creează fereastra Gamow. Această fereastră este centrată în jurul energiei eficiente de ardere ( $E_0$ ) și reprezintă intervalul de energie în care reacțiile nucleare au loc cel mai eficient. Fereastra Gamow se deplasează către energii mai mari pe măsură ce densitatea

Comisionarea detectorului ELISSA și măsurarea fluorului pentru nucleosinteza stelelor de tip AGB

și temperatura unei stele cresc. Lățimea acestei ferestre și energia eficientă de ardere sunt date de:

$$E_0 = \left( \frac{k_B T}{2} \right)^{\frac{3}{2}} E_G^{\frac{1}{2}} = 1.22 [(Z_1 Z_2)^2 \mu T_6^2]^{\frac{1}{3}} (keV) \quad (2.16)$$

$$\Delta = \frac{1}{3^{\frac{1}{2}}} (E_0 k_B T)^{\frac{1}{2}} = 0.749 (Z_1^2 Z_2^2 \mu T_6^5)^{\frac{1}{6}} (keV) \quad (2.17)$$

O barieră Coulomb mai mare se traduce într-un interval de energie mai mare pentru fereastra Gamow.

Secțiunea eficace de fuziune la energia Gamow este foarte mică, variind de la  $10^{12}$  la  $10^9$  barn. Măsurarea directă a secțiunii transversale în interiorul ferestrei Gamow este extrem de dificilă. Practica curentă implică măsurarea secțiunii transversale într-un interval de energie mai larg și apoi extrapolarea datelor până la energia Gamow.

Reacțiile rezonante implică formarea unui nucleu compus temporar.

### 2.1.3 Ratele de reacție rezonante

Reacțiile rezonante apar atunci când nucleele care se ciocnesc formează un nucleu compus. Acest proces diferă de capturarea directă, care are loc la orice energie a proiectilului. Reacțiile rezonante sunt dependente de energie și apar atunci când energia combinată a canalului de intrare se potrivește cu o anumită energie a stării excitate (energia de rezonanță,  $E_r$ ) din nucleul compus.

Funcția Breit-Wigner [11] descrie comportamentul secțiunilor transversale rezonante:

$$\sigma(E)_{BW} = \pi \lambda^2 \frac{2J+1}{(2J_x+1)(2J_a+1)} (1 + \delta_{xa}) \frac{\Gamma_1 \Gamma_2}{(E - E_r)^2 + (\Gamma/2)^2} \quad (2.18)$$

unde:

- este lungimea de undă de Broglie în cadrul centrului de masă, determinată de constanta lui Planck ( $h$ ), masa redusă ( $\mu$ ) și energia proiectilului ( $E$ );
- $J_x$  denotă spinul proiectilului ( $X$ ),  $J_a$  denotă spinul țintei ( $a$ ) și  $J$  reprezintă momentul unghiular al rezonanței;
- $(1 + \delta_{xa})$  corectează dubla numărare atunci când particulele identice sunt implicate în reacție;
- $E_r$  este energia de rezonanță, distinctă de energia proiectilului ( $E$ );
- $\Gamma_1$  și  $\Gamma_2$  reprezintă lățimile parțiale pentru canalul de intrare și canalul de ieșire al reacției, caracterizând crearea și distrugerea nucleului compus. Lățimea totală ( $\Gamma$ ) reprezintă suma tuturor lățimilor parțiale pentru canalele de reacție accesibile.

Prin introducerea secțiunii transversale Breit-Wigner în rata de reacție, apare următoarea relație:

$$\langle \sigma v \rangle = \left( \frac{8}{\pi \mu} \right)^{\frac{1}{2}} \frac{1}{(k_B T)^{\frac{3}{2}}} \int_0^{\infty} \sigma(E)_{BW} e^{-\frac{E}{k_B T}} dE \quad (2.19)$$

Durata de viață medie a stării cvasi-staționare a nucleului compus este legată de lățimea totală a rezonanței. Rezonanțele cu energii ( $E_r$ ) apropiate de  $k_B T$  domină rata de reacție.

Pentru multiple rezonanțe înguste, rata totală de reacție rezonantă pe pereche de particule este suma contribuțiilor individuale ale rezonanței. Pentru rezonanțele largi, dependența de energie a lățimilor parțiale devine semnificativă. Partea cu energie scăzută a unei rezonanțe largi prezintă o dependență de energie lină, permițând un tratament similar reacțiilor nerezonante. Cu toate acestea, factorul  $S$  la energia Gamow este influențat de parametrii de rezonanță. Rezonanțele sub prag pot afecta factorul  $S$  în intervalul de energie astrofizic relevant.

## 2.2 Problemele măsurărilor la energii astrofizic relevante

Măsurarea secțiunilor transversale ale reacțiilor în regiunea astrofizică este dificilă. Reacțiile au loc în jurul vârfului Gamow, dar bariera Coulomb este semnificativă. Acest lucru duce la tunelarea cuantică și la scăderea exponențială a secțiunilor transversale, ceea ce face detectarea dificilă.

Numărul de particule detectate ( $N_{det}$ ) depinde de:

- Fluxul de particule fascicul ( $N_{imp}$ );
- Particulele țintă ( $N_{tar}$ );
- Acoperirea unghiulară a detectorului ( $\Delta\Omega$ );
- Eficiența detectorului ( $\epsilon$ ).

Creșterea lui  $N_{det}$  prezintă provocări:

- Curent de fascicul mai mare: Încălzirea țintei, deteriorarea detectorului, creșterea timpului mort;
- Țintă mai groasă: Pierdere de energie crescută și împrăștiere unghiulară;
- Unghi solid mai mare al detectorului: Complexitatea electronicii și plasarea detectorului.

Efectele de ecranare electronică pot împiedica extragerea precisă a factorului astrofizic  $S$ . Potrivirea datelor cu energie ridicată la o funcție teoretică și extrapolarea la energii astrofizice poate fi nesigură.



# Capitolul 3

## Dezvoltarea sistemului de detecție ELISSA

### 3.1 Astrofizica nucleară la ELI-NP

Extreme Light Infrastructure - Nuclear Physics (ELI-NP) din Măgurele, România, este un institut de cercetare în fizica nucleară. ELI este o infrastructură paneuropeană pentru cercetarea cu lasere de înaltă putere. ELI-NP [15] utilizează lasere de înaltă putere și fascicule  $\gamma$  pentru cercetarea fundamentală a fizicii nucleare. Cele două lasere de 10 PW ale sale generează intensități fără precedent (până la  $10^{23}$  -  $10^{24}$  W/cm<sup>2</sup>), iar sistemul său de fascicule  $\gamma$  cu înaltă intensitate prezintă lățime de bandă îngustă, energie reglabilă și polarizare liniară ridicată.

Laserele de înaltă putere utilizează tehnologia amplificării pulsului comprimat parametric optic (OPCPA). Fiecare braț furnizează impulsuri la trei niveluri de putere: 10 PW, 1 PW și 0.1 PW, cu rate de repetare a impulsului corespunzătoare: 1/60 Hz, 1 Hz și 10 Hz.

Fasciculul  $\gamma$  de la ELI-NP este produs prin împrăștierea Compton inversă. Sistemul VEGA, compus dintr-un LINAC și un inel de stocare, accelerează electronii și îi face să interacționeze cu fotonii laser într-o cavitate optică. Departamentul de Experimente Gama (GDED) de la ELI-NP va utiliza fasciculul  $\gamma$  în diferite configurații experimentale. Parametrii fasciculului  $\gamma$  VEGA sunt prezentați în Tabelul 3.1 [16].

Table 3.1 Caracteristicile sistemului VEGA

Cantitate	Unitate de măsură	Specificație
Energie maximă a fotonului	MeV	> 19.5
Reglabilitatea energiei fotonului		Variabilă continuu
Polarizare liniară a fasciculului gamma	%	> 95
Divergență la FWHM a spotului fasciculului	rad	< 1.5 10 <sup>-4</sup>
Flux total de fotoni		> 10 <sup>11</sup> $\gamma$ /s

Reacțiile de fotodisociere sunt cruciale în astrofizica nucleară pentru crearea de elemente grele [17]. Ele descompun un nucleu în două sau mai multe fragmente prin absorbția unui foton. Procesul  $p$  este un mecanism major de nucleosinteză în evenimentele stelare explozive, responsabil pentru generarea de nuclide stabile dincolo de fier. Reacțiile de fotodisociere includ cele ale nucleelor ușoare precum D,  $^3\text{He}$  și  $^7\text{Li}$ , care pot genera în continuare elemente mai grele.

Noile facilități tehnologice capabile să genereze fascicule  $\gamma$  de înaltă intensitate și înaltă rezoluție oferă noi oportunități pentru cercetarea astrofizică [18, 19]. Reacțiile de fotodisociere sunt mai ușor de studiat decât reacțiile lor inverse datorită amplificării lor. Ele au loc la energii chiar deasupra pragurilor de emisie a particulelor.

Opțiunea principală viabilă pentru moment pentru identificarea particulelor este identificarea cinematică, necesitând o rezoluție unghiulară și energetică ridicată. Un aranjament de detectori segmentați de siliciu este cea mai bună soluție pentru o configurație experimentală [20].

### 3.1.1 Sistemul de detecție ELISSA

ELISSA este un proiect realizat în colaborarea dintre LNS-INFN și ELI-NP. Acesta constă dintr-un aranjament cilindric de 36 de detectoare de siliciu sensibile la poziție, oferind aproximativ  $100^\circ$  de acoperire unghiulară. Detectorii suplimentari de capăt extind acoperirea la aproximativ  $20^\circ$  (sau  $160^\circ$  înapoi). Figura 3.1 reprezintă un desen CAD al configurației ELISSA.

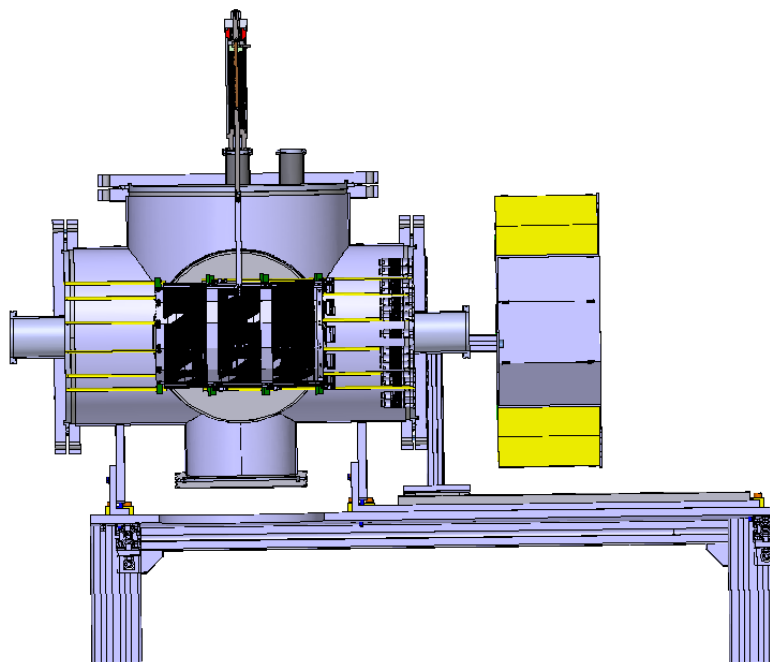


Figure 3.1 Desen CAD al sistemului de detectare cu benzi de siliciu ELISSA în camera de vid.

O simulare a întregului aranjament, folosind codul VIKAR, versiunea 4.0 [21], a fost realizată (Figura 3.2). Eficiența totală a ELISSA este de aproximativ 90%.

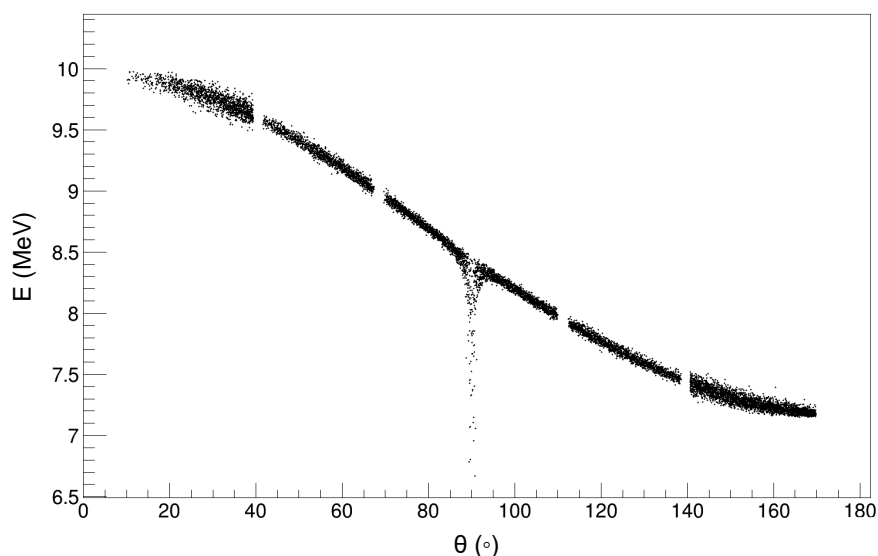


Figure 3.2 Simulare ELIISA realizată folosind codul VIKAR.

## 3.2 Detectorii de siliciu de la ELI-NP

Detectorii de siliciu se bazează pe joncțiuni p-n, create prin introducerea de concentrații diferite de dopant într-un singur semiconductor monocristalin. Acest lucru creează un dezechilibru de sarcină și un câmp electric de-a lungul joncțiunii, cunoscut sub numele de regiunea de epuizare. Aplicarea unei polarizări inverse la o joncțiune p-n extinde regiunea de epuizare, crescând volumul pentru detectarea perechilor electron-găură generate de radiația incidentă. DSSSD necesită un lanț electronic și o sursă de alimentare pentru a detecta particulele încărcate [22].

### 3.2.1 DSSSD PF-16CT-16CD

Un DSSSD a fost folosit pentru a optimiza electronica front-end. S-au examinat parametrii detector-electronică și s-au comparat cu specificațiile detectorului. Electronica front-end și DAQ au fost investigate pe deplin, luând în considerare curenții de scurgere, tensiunea de epuizare și rezoluția energetică [23].

Mirion Model PF-16CT-16CD DSSSD [24] are 16 benzi pe spate și 16 benzi pe față, cu 256 pixeli individuali de 9 mm<sup>2</sup>. Detectorul a fost complet epuizat la o polarizare de 120 V.

O sursă deschisă  $\alpha$  cu două energii  $^{241}\text{Am}^{239}\text{Pu}$  a fost poziționată în fața detectorului la 25 cm. Detectorul a fost localizat într-o cameră de vid. Spectrul energetic este disponibil în Figura 3.3.

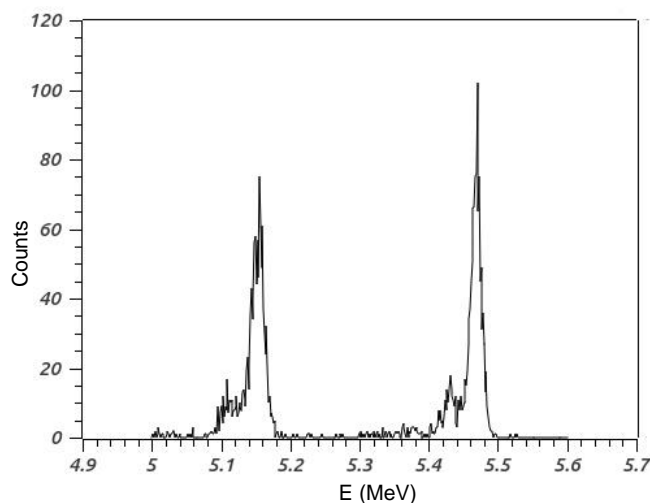


Figure 3.3 Spectre energetic tipic măsurat pe partea din față și cea din spate a DSSSD PF-16CT-16CD.

Lanțul electronic a constat din două preamplificatoare Mesytec [25] MPR-16, două amplificatoare Mesytec MSCF-16, un generator de poartă Ortec [26] GG8020, un convertor analog-digital (ADC) cu 32 canale Mesytec MAD32 și un controler VME SIS3153. DAQ-ul "mvme" este o platformă ușor de utilizat pentru achiziția, vizualizarea și analiza de bază a datelor. **Rezultate și discuție:** Tensiunea de epuizare completă a fost determinată a fi de 120 V. Curentul de scurgere a fost măsurat la aproximativ 0,3  $\mu\text{A}$  (Figura 3.4).

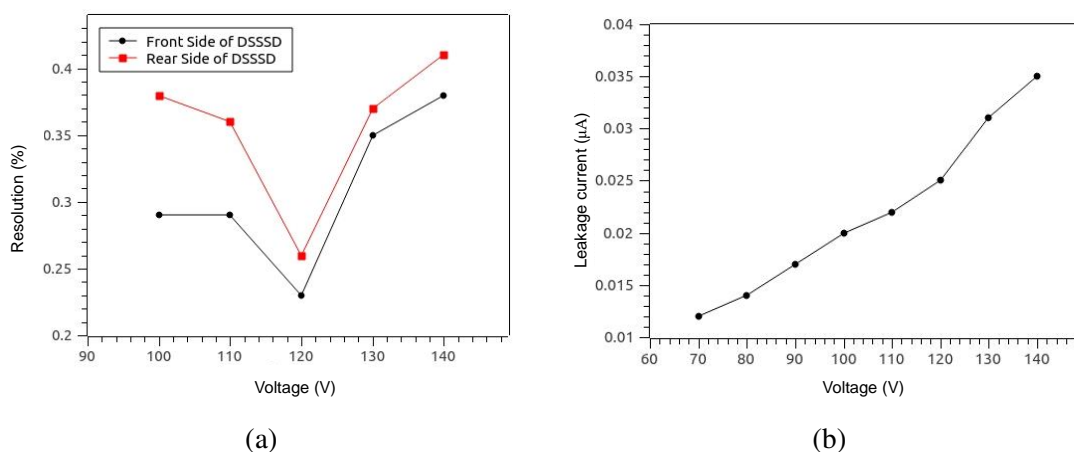


Figure 3.4 (a) Tensiunea de epuizare completă a detectorului la 120 V a părții din față a detectorului (cu negru) și partea din spate a detectorului (cu roșu); (b) Curent de scurgere la diferite valori de polarizare.

S-au testat parametri precum zero pol și timpul de formare, iar rezultatul este disponibil în Figura 3.5.

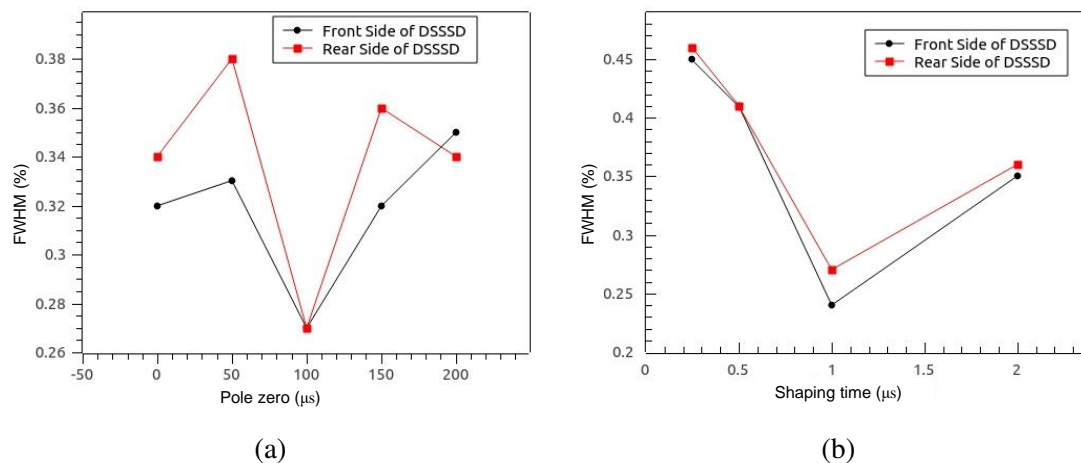


Figure 3.5 (a) Dependența rezoluției energetice a părții din față (cu negru) și partea din spate a detectorului (cu roșu) față de zero pol; (b) Dependența rezoluției energetice a părții din față (cu negru) și partea din spate a detectorului (cu roșu) față de timpul de formare.

Rezoluția energetică obținută pe partea din față a fost în intervalul 0,20% - 0,35%, iar pe partea din spate a fost de 0,24% - 0,39% (Figura 3.6).

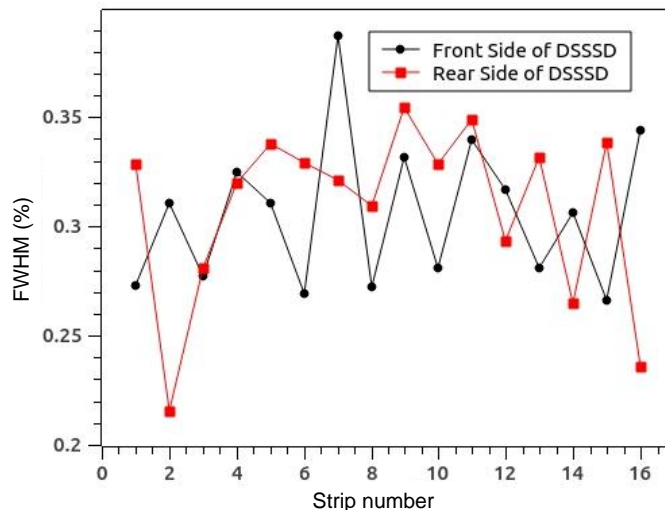


Figure 3.6 Dependența rezoluției energetice a părții din față (cu negru) și partea din spate a detectorului (cu roșu) față de numărul benzii.

În concluzie, banca de testare pentru DSSSD a fost construită și testată cu succes. Modelul Mirion DSSSD PF-16CT-16CD a prezentat o rezoluție energetică excelentă și un curent de scurgere redus. Lanțul electronic a constat din preamplificatoare Mesytec MPR-16, amplificatoare de filtrare de formare MSCF-16, generator de poartă GG8020, ADC MAD32 și controler VME SIS3153. DAQ-ul "mvme" a oferit o platformă ușor de utilizat pentru achiziția și analiza datelor.

### 3.2.2 DSSSD QQQ3

DSSSD Micron Model QQQ3 [27] are 16 benzi în față și 16 benzi în spate, cu 256 pixeli pentru codificarea poziției x-y. Grosimea este de 500  $\mu\text{m}$  sau 300  $\mu\text{m}$ . O sursă deschisă  $\alpha$  cu trei energii  $^{241}\text{Am}$ ,  $^{239}\text{Pu}$ ,  $^{244}\text{Cm}$  a fost poziționată în fața detectorului la 15 cm. Detectorul a fost localizat într-o cameră de vid. Lanțul electronic a constat din două preamplificatoare Mesytec MPR-16, două amplificatoare de filtrare de formare Mesytec MSCF-16, un generator de poartă Ortec GG8020, un convertor analog-digital (ADC) cu 32 canale Mesytec MAD32 și un controler VME SIS3153. DAQ-ul Mesytec mvme a fost folosit pentru achiziția de date. Un spectru energetic tipic este disponibil în Figura 3.7.

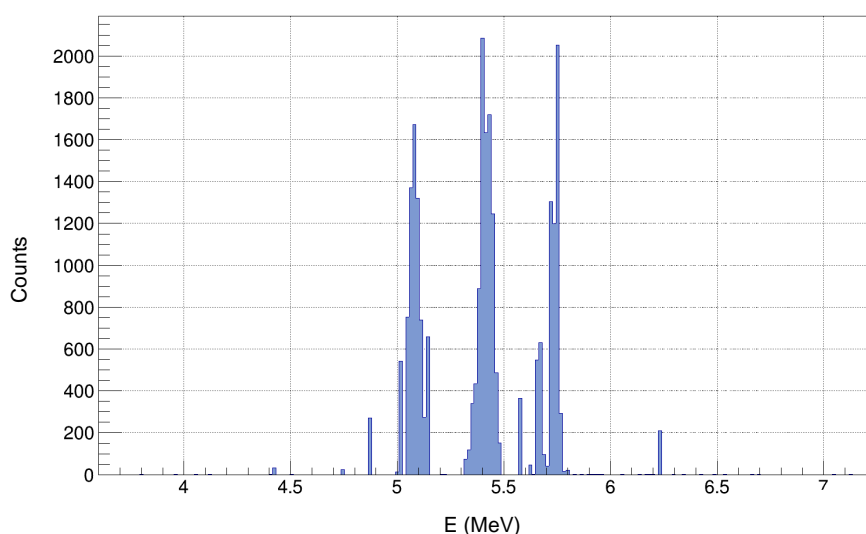


Figure 3.7 Spectru energetic tipic măsurat pe partea din față și cea din spate a DSSSD QQQ3.

Caracteristicile DSSSD QQQ3 sunt disponibile în Tabelul 3.2:

Table 3.2 Caracteristicile DSSSD QQQ3

Grosime	500 $\mu\text{m}$	300 $\mu\text{m}$
Polarizare	30 V	20 V
Zero pol	100 $\mu\text{s}$	100 $\mu\text{s}$
Timp de formare	0,5 $\mu\text{s}$	0,5 $\mu\text{s}$
Rezoluție energetică partea din față	30 keV	28 keV
Rezoluție energetică partea din spate	46 keV	42 keV

### 3.2.3 PSD X3

Energia într-un PSSSD este determinată de:

$$E = Q_1 + Q_2 \quad (3.1)$$

Poziția într-un PSSSD este determinată de:

$$P \propto \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1 + Q_2} \quad (3.2)$$

unde  $Q_1$  și  $Q_2$  este sarcina colectată la fiecare capăt (dreapta și stanga) al benzilor.

Un model de transmisie RC 1D poate fi aplicat detectorului cu benzi rezistive. Colectarea sarcinii la un contact începe lent și apoi crește rapid. Cea mai lentă colectare a sarcinii are loc la contactul cel mai îndepărtat de punctul de impact [28].

Detectorul Micron Model X3 PSD are 4 benzi rezistive frontale și 1 pad posterior. Grosimea este de 1000  $\mu\text{m}$ .

O sursă deschisă  $\alpha$  cu trei energii  $^{241}\text{Am}$ ,  $^{239}\text{Pu}$ ,  $^{244}\text{Cm}$  a fost poziționată în fața detectorului la 15 cm. Detectorul a fost localizat într-o cameră de vid. Lanțul electronic a constat din două preamplificatoare Mesytec MPR-16, două amplificatoare de filtrare de formare Mesytec MSCF-16, un generator de poartă Ortec GG8020, un convertor analog-digital (ADC) cu 32 canale Mesytec MAD32 și un controler VME SIS3153. DAQ-ul Mesytec mvme a fost folosit pentru achiziția de date.

Pentru a calcula energia totală depusă de o particulă  $\alpha$ , s-au însumat semnalele de la capetele superior și inferior ale fiecărei benzi. Un spectru energetic tipic este disponibil în Figura 3.8.

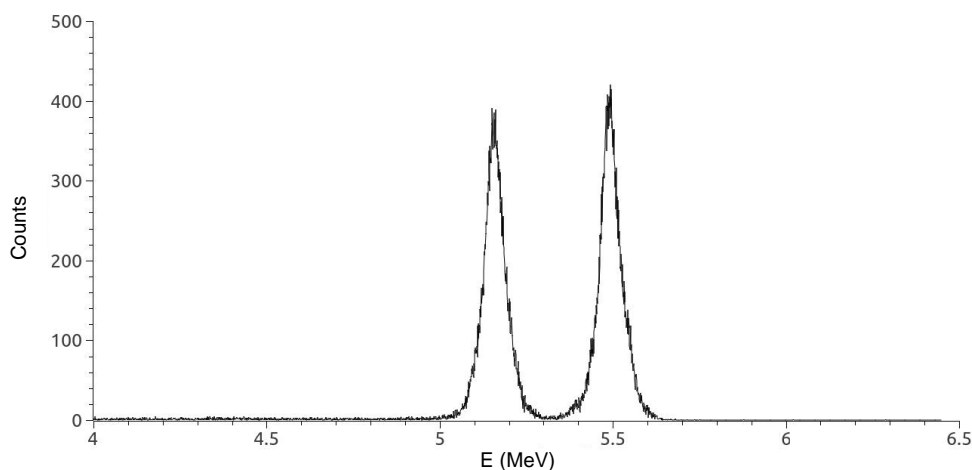


Figure 3.8 Spectre calibrate de la detectorul X3 PSD.

Pentru a calibra poziția, s-au folosit măști cu lățimi de fantă de 1 mm. S-a efectuat o transformare liniară între poziția în mm și centrozii vârfurilor pentru a obține poziția calibrată în mm. Rezoluția de poziție (FWHM) obținută a fost de aproximativ 0,3 mm.

### Capitolul 3 – Dezvoltarea sistemului de detecție ELISSA

În concluzie, cele 45 de detectoare Micron X3 PSD au fost testate și performanțele lor generale în ceea ce privește rezoluția energetică sunt mai bune decât 0,3%. Rezoluția de poziție a acestor detectori este sub 0,3 mm. Acești detectori sunt foarte potriviți pentru viitoarele experimente cu particule încărcate în canalul de ieșire.



## Capitolul 4

### Măsurarea reacției $^{19}\text{F}(p, \alpha_0)^{16}\text{O}$

Reacția  $^{19}\text{F}(p, \alpha)^{16}\text{O}$  la energie joasă are implicații semnificative pentru astrofizica nucleară. Canalele  $(p, \alpha_0)$ ,  $(p, \alpha_\pi)$  și  $(p, \alpha_\gamma)$  sunt căile prin care are loc reacția  $^{19}\text{F}(p, \alpha)^{16}\text{O}$  (Figura 4.1). Pentru temperaturi mai mici de 0,15 GK, canalul  $(p, \alpha_0)$  este

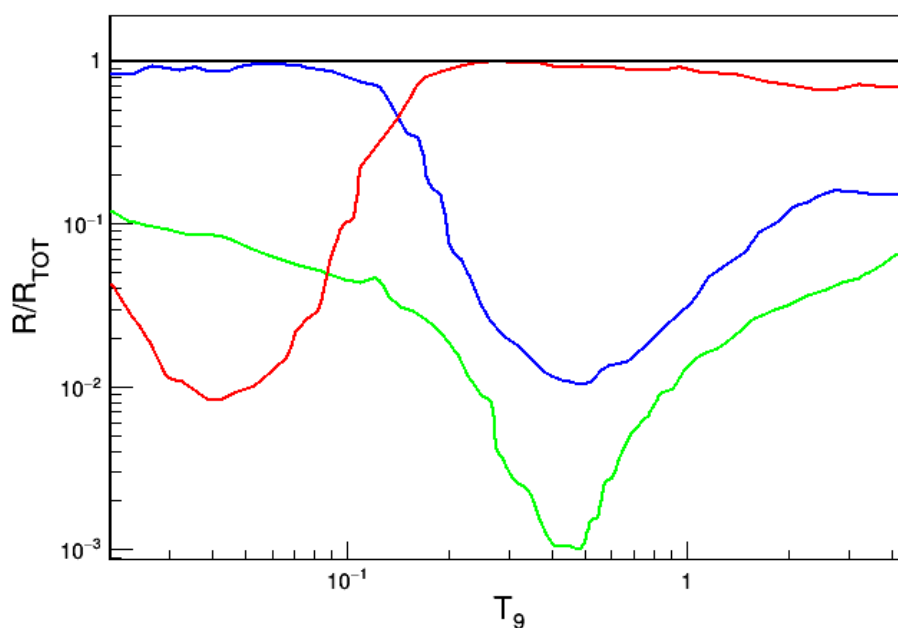


Figure 4.1 Contribuția fiecărui canal la rata totală a reacției.

contributorul dominant al reacției. Secțiunea eficace a reacției  $^{19}\text{F}(p, \alpha_0)^{16}\text{O}$  pentru energii cuprinse între 400 și 900 keV a fost studiată în această lucrare. Datele recente din literatură relevă o creștere de aproximativ 1,4 față de constatările anterioare raportate în compilația NACRE (Nuclear Astrophysics Compilation of REactions). Recent, au fost raportate două studii experimentale: primul măsoară factorul  $S$  între 0,2 MeV și 1 MeV [29], iar al doilea folosește metoda calului troian (THM) pentru a explora regiunea energiilor mai mici [30-32]. Un rezumat al factorilor  $S$  din datele disponibile din literatură pentru reacția  $^{19}\text{F}(p, \alpha)^{16}\text{O}$  se observă în Figura 4.2, indicând o discrepanță

mare între cele mai recente date și vârfurile anterioare centrate la 681 keV și 738 keV în centrul sistemului de masă [29-30, 33-37].

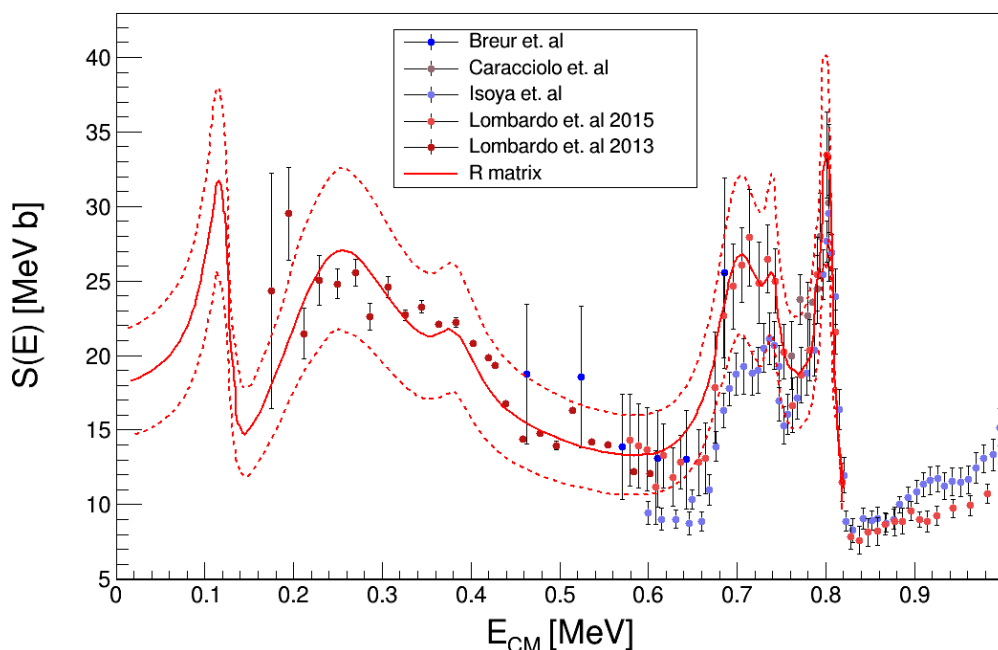


Figure 4.2  $S$ -factor al reacției  $^{19}\text{F}(p, \alpha_0)^{16}\text{O}$  disponibil în literatură (a se vedea textul pentru detalii); preluat din [37]

Prin urmare, prezentăm noi rezultate suplimentare ale studiului publicat în EPJA, utilizând un aranjament de detectoare cu benzi de siliciu (LHASA - Large High-resolution Array of Silicon for Astrophysics). Prin acest experiment s-au obținut distribuțiile unghiulare, secțiunile transversale ale reacției și factorii astrofizici  $S$  ai canalului  $(p, \alpha_0)$ . Constatarea noastră rezolvă discrepanțele existente între cele două seturi de date disponibile anterior în literatură.

## 4.1 Detalii experimentale

Experimentul a fost realizat la INFN Laboratori Nazionali del Sud, Catania (Italia). Un fascicul de  $^{19}\text{F}$  cu energii cuprinse între 9 și 18,5 MeV a fost livrat de acceleratorul Tandem Van deGraaff de 15 MV. Ținte subțiri de polietilena au fost poziționate la ununghi de  $90^\circ$  față de direcția fasciculului.

Configurația de detectare a constat din șase detectoare cu benzi simple de siliciu montate într-o configurație de lampa pentru a forma LHASA. LHASA a fost optimizat pentru a detecta particulele  $\alpha$  de la  $10^\circ$  la  $32^\circ$ . Un scut de aluminiu de  $15 \mu\text{m}$  a suprimat împrăștierea fluorului și carbonului. Configurația experimentală este disponibilă în Figura 4.3.

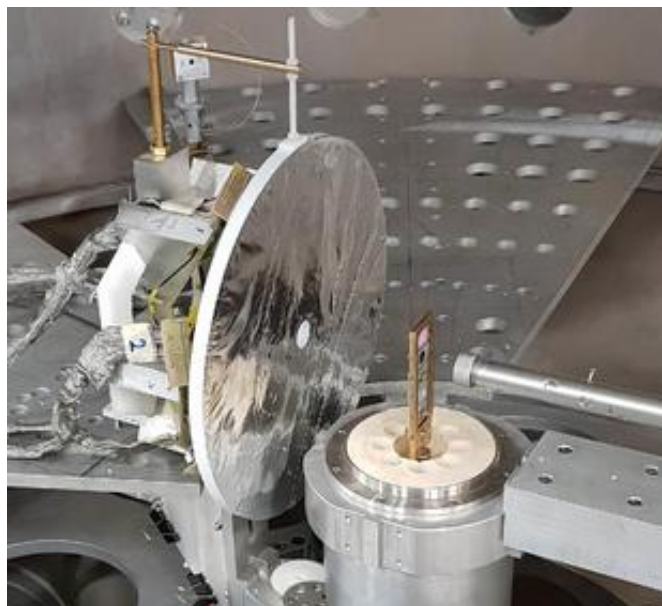


Figure 4.3 LHASA - configurația experimentală utilizată pentru studiul secțiunii transversale a reacției  $^{19}\text{F}(p, \alpha)^{16}\text{O}$ .

Achiziția de date a fost declanșată de OR-ul total al tuturor benzilor de la detectoare. Semnalele au fost procesate folosind preamplificatoare de sarcină, amplificatoare de filtrare de formare programabile și ADC-uri și citite de un sistem de achiziție pentru vizualizare online și stocare de date.

#### 4.1.1 Fasciculul și ținta

Caracteristicile fasciculului sunt disponibile în Tabelul 4.1:

Table 4.1 Caracteristicile fasciculului de  $^{19}\text{F}$

E (MeV)	Grosime țintă ( $\mu \text{ g/cm}^2$ )	Starea de încărcare	Timp (h)	Energie în centrul de masă (keV)
9,0	120	3+	48	408
13,0	115	3+	36	608
14,0	50	3+	24	682
14,5	120	3+	24	689
15,0	100	3+	36	708
16,0	105	4+	18	763
18,5	80	4+	18	896

Un detector numit monitor, colimat, a fost folosit pentru a măsura raportul proton-carbon și a urmări degradarea ținte. Detectorul a fost calibrat folosind o sursă  $\alpha$  și poziționat la  $45^\circ$  față de fascicul (Figura 4.4). O cupă Faraday cu o tensiune de suprimare a fost folosită pentru a măsura curentul fasciculului. Ținta a fost schimbată la fiecare 6-7 ore din cauza degradării (Figura 4.5). Detectorul de monitor a fost folosit și pentru normalizare, permițând calcularea secțiunii transversale de interes.

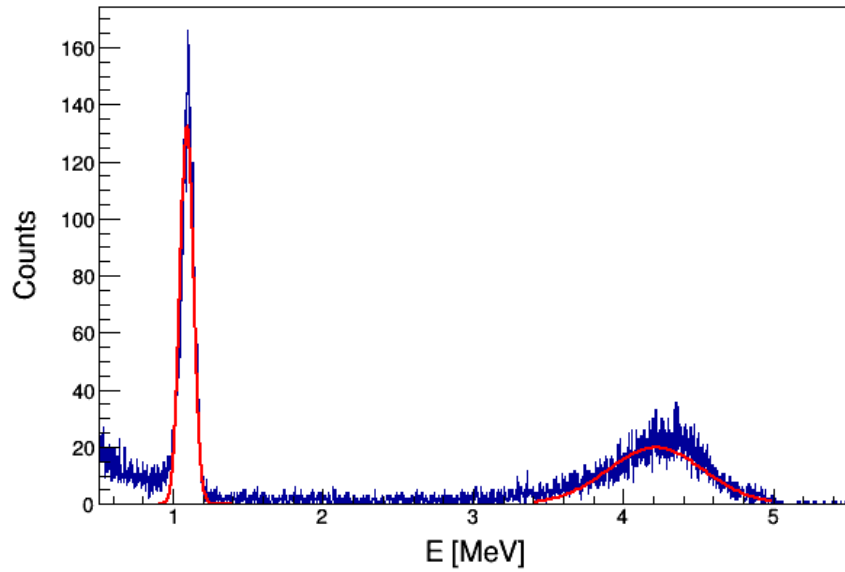


Figure 4.4 Spectru detector de monitor obținut la fascicul de 15 MeV  $^{19}\text{F}$  pe țintă  $\text{CH}_2$ .

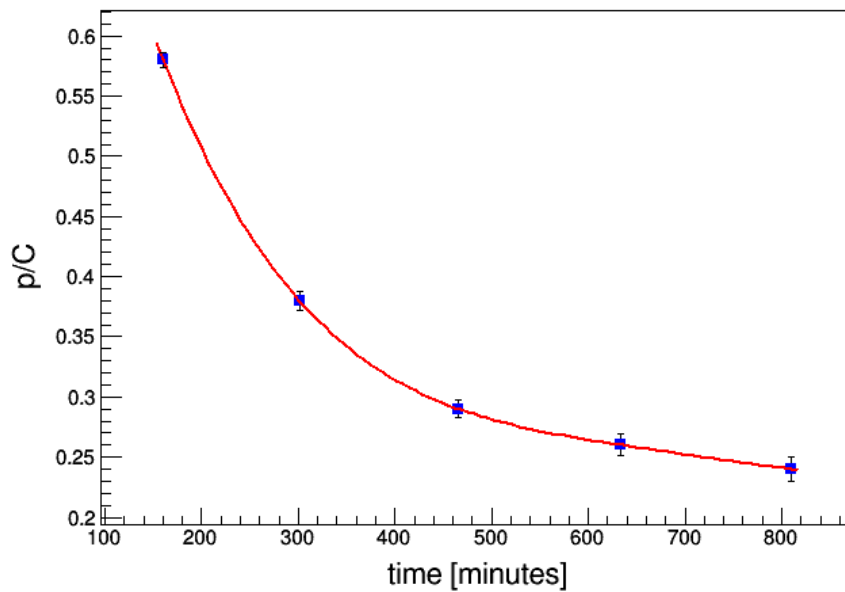


Figure 4.5 Degradarea țintei - raportul proton la carbon în timp.

Procedura de normalizare este explicată mai jos:

$$n = N_{beam}N_{target} = \frac{N_{protons}}{\sigma_{Ruth}\Delta\Omega_m} \quad (4.1)$$

$$\sigma = \frac{N_\alpha}{n\Delta\Omega_s} = \frac{N_\alpha}{N_{protons}} \frac{\Delta\Omega_m}{\Delta\Omega_s} \sigma_{Ruth} \quad (4.2)$$

Eroarea acestei proceduri va depinde de incertitudinea unghiurilor solide ale monitorului și benzilor și marginal de statistică.

### 4.1.2 Sistemul de detectie

Sistemul de detectie LHASA, format din 6 detectoare cu benzi de siliciu YY1, a fost folosit pentru a măsura secțiunea eficace a reacției  $^{19}\text{F}(p, \alpha)^{16}\text{O}$ .

Figura 4.6 prezintă împrăștierea elastică a fascicului de 12 MeV  $^6\text{Li}$  pe ținta  $^{12}\text{C}$ , confirmând buna aliniere a detectorului. Figura 4.7 ilustrează configurația experimentală, inclusiv ținta, detectorii, cupa Faraday și detectorul de monitor. Fascicului s-a deplasat de la dreapta la stânga.

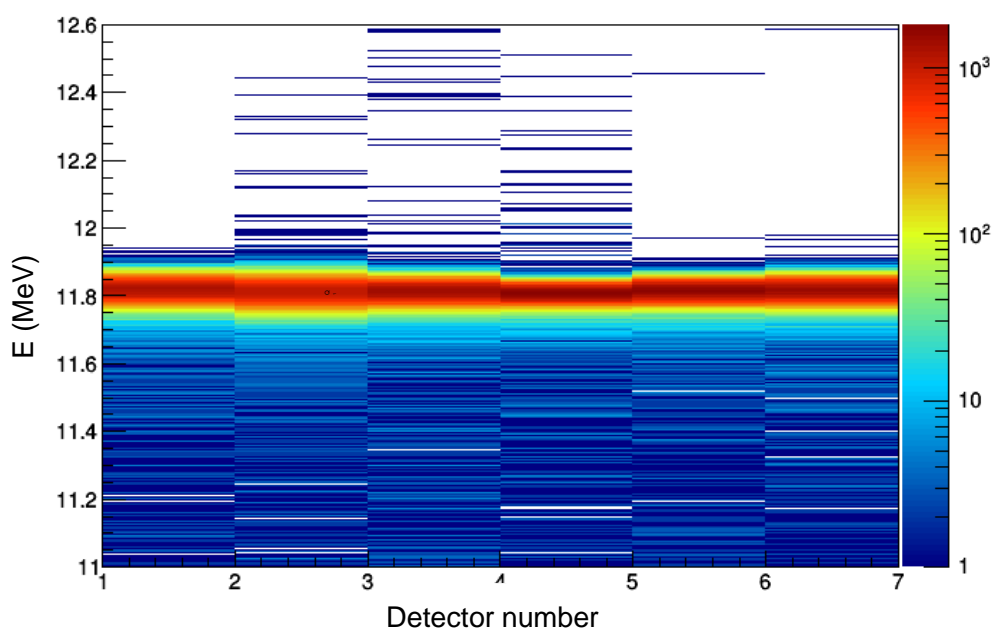


Figure 4.6 Împrăștiere elastică a fascicului de 12 MeV  $^6\text{Li}$  pe ținta  $^{12}\text{C}$ , fiecare bin reprezintă aceeași bandă din toate cele 6 detectoare.

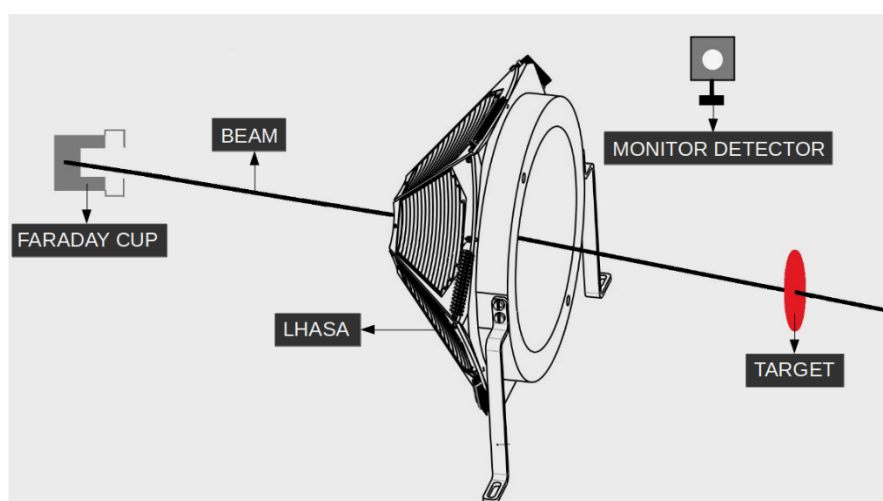


Figure 4.7 Desen al configurației experimentale utilizate pentru studiul secțiunii transversale a reacției  $^{19}\text{F}(p, \alpha)^{16}\text{O}$ .

## 4.2 Rezultate

### 4.2.1 Procedura de calibrare și simulări

Detectorii YY1 au fost calibrați folosind sursa  $\alpha$   $^{228}\text{Th}$  și împrăștierea elastică de la fasciculele  $^6\text{Li}$  pe țintele de aur și carbon. Figura 4.8 prezintă vârfurile calibrate.

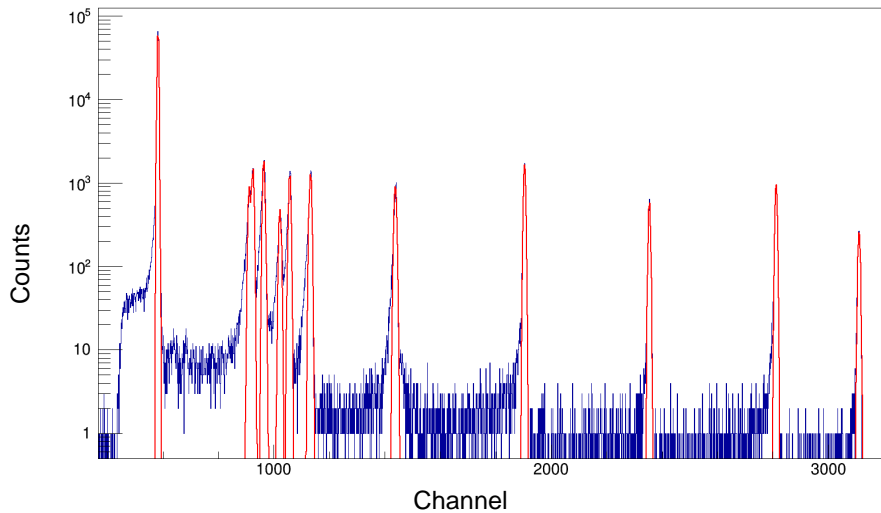


Figure 4.8 Calibrarea energiei detectorilor YY1.

Pentru a ține cont de pierderile de energie în stratul mort și țintă, s-au efectuat simulări folosind LISE++ [38] și GROOT [39]. Acordul excelent între datele simulate și cele experimentale pentru canalul  $^{19}\text{F}(p, \alpha_0)^{16}\text{O}$  confirmă precizia calibrării. GROOT a verificat, de asemenea, simetria circulară a detectorului. Acordul excelent între simulări și datele experimentale este disponibil în Figura 4.9

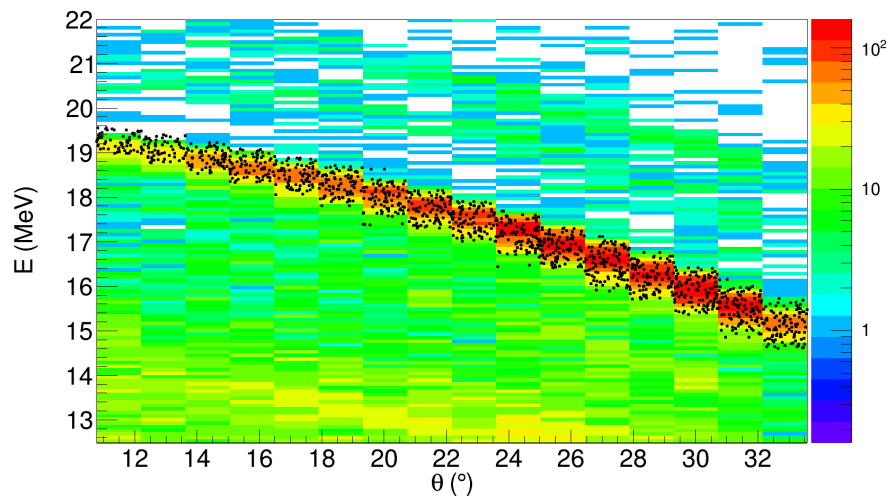


Figure 4.9 Acord între datele simulate (raportate cu puncte negre) și punctele experimentale calibrate pentru o energie a fasciculului de 18,5 MeV.

Pentru a corecta configurația de lampa, datele experimentale au fost scalate la o configurație sferică folosind simulări GROOT.

## 4.2.2 Distribuții unghiulare

După selectarea canalului  $^{19}\text{F}(p, \alpha_0)^{16}\text{O}$  și verificarea coerenței plasării geometrice a detectorului LHASA, am extras distribuțiile unghiulare experimentale și le-am comparat cu calculele teoretice pentru fiecare energie. Rezultatele noastre (Figura 4.10) prezintă pante care sunt consistente cu cele raportate în Ref. [29].

Analiza noastră a presupus distribuții unghiulare simetrice, dar ne așteptăm la o asimetrie mai puternică în regiunile rezonante sau la suprapunerea rezonanțelor din cauza interferenței [30]. Datele experimentale se aliniază cu studiile anterioare, cu mici discrepante. Am calculat secțiunea eficace totală prin integrarea polinoamelor Legendre.

Table 4.2 Coeficienții polinoamelor Legendre

$E_{CM}$ (keV)	A0	A1	A2	A3	A4
608	0.02105	0.0	-0.00627	0.0	-0.01052
682	0.07024	0.0	0.13085	0.0	0.09818
689	0.08122	0.0	0.15182	0.0	0.15069
708	0.09635	0.0	0.25984	0.0	0.15433
763	0.07996	0.0	0.09878	0.0	0.02895
896	0.08603	-0.03239	-0.01721	0.01984	-0.01053

După ce fasciculul  $^{19}\text{F}$  interacționează cu protonii din ținta  $\text{CH}_2$ ,  $^{20}\text{Ne}$  se formează în stare excitată. Creșterea termenului A4 în intervalul de energie de 0,650,75 MeV poate fi atribuită excitării stării largi  $2^+$  în  $^{20}\text{Ne}$ . În mod similar, creșterea termenului A2 în același interval de energie poate fi atribuită excitării stării  $1^-$  în  $^{20}\text{Ne}$ .

## 4.2.3 Secțiunea eficace și factorul astfizic S

Figura 4.11 (a) prezintă factorul  $S$  al reacției  $^{19}\text{F}(p, \alpha_0)^{16}\text{O}$ , deja publicat în Ref. [22] și Figura 4.11 (b) reprezintă secțiunea eficace a reacției  $^{19}\text{F}(p, \alpha_0)^{16}\text{O}$ .

În Figura 4.11 (a), datele din lucrarea prezenta sunt prezentate prin cercuri negre închise, iar datele preluate din măsurătorile anterioare sunt prezentate după cum urmează: linia continuă roșie reprezintă datele din Ref. [30], cercurile închise albastre reprezintă datele din Ref. [33], cercurile închise maro deschis reprezintă datele din Ref. [35], cercurile închise albastru deschis reprezintă datele din Ref. [34], cercurile închise roșu deschis reprezintă datele din Ref. [29] și cercurile închise roșii reprezintă datele din Ref. [36]. În partea inferioară a Figurii 4.11 (b) sunt prezentate datele preluate din lucrarea noastră, prezentate prin cercuri roșii închise, iar măsurătorile anterioare prezentate după cum urmează: cercurile închise albastru deschis reprezintă datele din Ref. [21] și cercurile închise albastre reprezintă datele din Ref. [16].

## Capitolul 4 – Măsurarea reacției $^{19}\text{F}(p, \alpha_0)^{16}\text{O}$

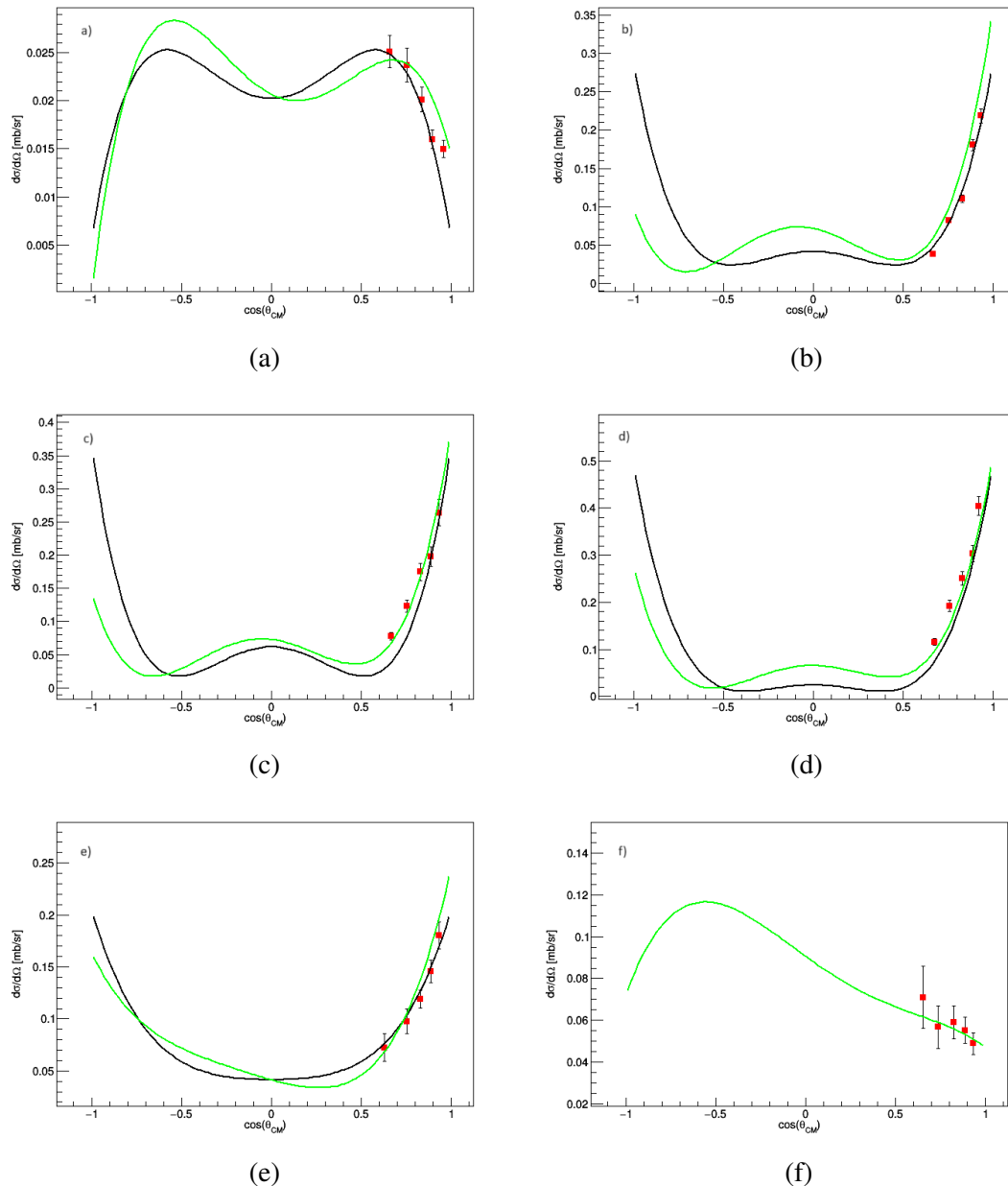
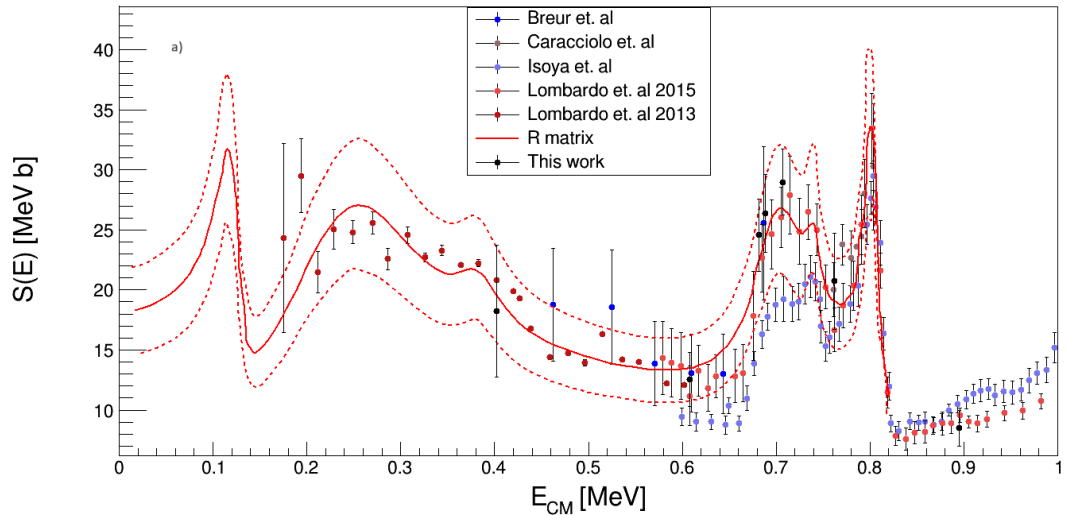


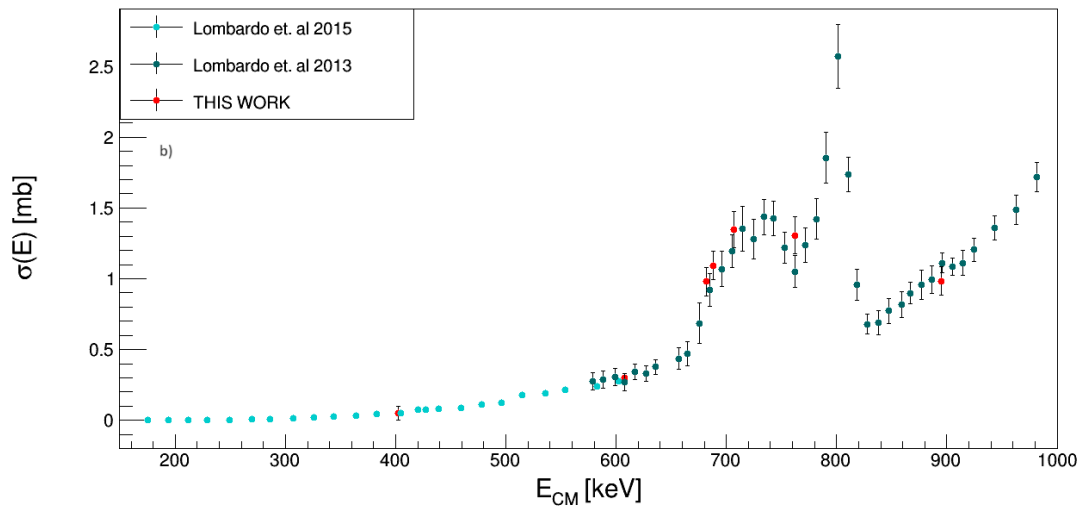
Figure 4.10 Punctele roșii reprezintă puncte experimentale, în timp ce linia neagră reprezintă cel mai bun polinom Legendre potrivit pentru datele experimentale pentru următorul  $E_{CM}$ : (a) 608 keV; (b) 682 keV; (c) 689 keV; (d) 708 keV; (e) 708 keV și (f) 896 keV. Incertitudinea în valorile energiei unde a fost evaluată la un maxim de 5 keV. Linia verde reprezintă polinomul Legendre folosit de Ref [16].

Barele de eroare ale datelor prezente iau în considerare erorile statistice, erorile sistematice generale (inclusiv erorile de calibrare a energiei și de integrare unghiulară) și incertitudinile datorate măsurării particulelor fasciculului și țintei. Eroarea totală a acestei măsurători reprezintă 0,5% pentru energia centrului de masă, în timp ce barele orizontale abordează eroarea totală de 7-8%.





(a)



(b)

Figure 4.11 (a) Factorul astrofizic  $S(E)$ -factor pentru măsurarea reacției  $^{19}\text{F}(p, \alpha_0)^{16}\text{O}$  (puncte negre complete) vs date din literatură; (b) Secțiune eficace pentru reacția  $^{19}\text{F}(p, \alpha_0)^{16}\text{O}$  măsurată în prezentul experiment (puncte roșii complete) comparativ cu Ref. [29] și Ref. [36].

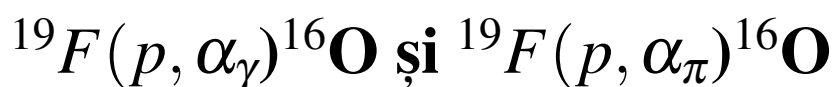
### 4.3 Concluzii

Am măsurat secțiunea eficace a reacției  $^{19}\text{F}(p, \alpha_0)^{16}\text{O}$ , rezolvând discrepanțele cu datele anterioare. Rezultatele noastre confirmă atribuirile spin-paritate și se aliniaza cu datele lui Lombardo [16]. Canalele  $(p, \alpha_\pi)$  și  $(p, \alpha_\gamma)$  rămân incerte, necesitând măsurători suplimentare. Propunem o nouă campanie pentru a măsura un interval unghiular mai larg și un interval de energie mai mic.



# Capitolul 5

## Punerea în funcțiune a sistemului de detecție ELISSA și măsurarea reacțiilor



### 5.1 Caracterizarea completă a sistemului de detectoare ELISSA folosind date in-beam pentru prima dată

Primele teste in-beam ale configurației experimentale ELISSA au fost efectuate folosind acceleratorul Tandetron de 3 MV al Institutului Național de Cercetare și Dezvoltare în Fizică și Inginerie Nucleară (IFIN-HH). În timpul acestui test de performanță in-beam, am folosit atât module electronice analogice, cât și digitale pentru a procesa datele. Au fost utilizate două sisteme DAQ diferite. Performanța aranjamentului de detectori de siliciu (cum ar fi acoperirea unghiulară, energia și rezoluția poziției) sunt detaliate în acest subcapitol. Am investigat aranjamentul ELISSA prin simulare, am măsurat rezoluția energiei și poziției, am caracterizat deficitul balistic și am comparat două lanțuri electronice de citire și două sisteme DAQ. Configurația a fost plasată în interiorul camerei de vid sferice mici. Folosind o pompă preliminară și una turbo-moleculară poziționată sub cameră, experimentul a fost efectuat cu o presiune sub  $10^{-5}$  mbar. Camera de vid a fost montată pe linia de analiză a fasciculului de ioni.

#### 5.1.1 Detalii experimentale

Am folosit acceleratorul Tandetron de 3 MV de la IFIN-HH pentru a produce fascicule de  ${}^7\text{Li}$  și  ${}^{19}\text{F}$  și a le direcționa către carbon și aur. Sistemul de detectoare ELISSA, format din 12 detectoare cu benzi de siliciu sensibile la poziție X3, a fost folosit pentru a detecta reacțiile. Caracteristicile fasciculului, țintei și electronicii sunt disponibile în Tabelul 5.1 și 5.2.

Capitolul 5 – Punerea în funcțiune a sistemului de detecție ELISSA și măsurarea reacțiilor  $^{19}\text{F}(p, \alpha_\gamma)^{16}\text{O}$  și  $^{19}\text{F}(p, \alpha_\pi)^{16}\text{O}$

Table 5.1 Caracteristicile fasciculului și țintei

Fascicul	Energie (MeV)	Țintă	Grosime țintă ( $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ )
sursă	5.15, 5.68, 5.85	-	-
$^7\text{Li}$	7.00, 9.00	Au	149
$^{19}\text{F}$	7.00, 11.00, 13.00, 14.00, 15.00	Au	102
$^{19}\text{F}$	11.00	C	97
$^{19}\text{F}$	11.00	C	97
$^{19}\text{F}$	15.00	$\text{CH}_2$	82

Table 5.2 Tipuri de module și sisteme utilizate pentru achiziția și procesarea datelor

Fascicul	Țintă	Lanț	DAQ
sursă	-	Analog	Mesytec mvme
$^7\text{Li}$	Au	Analog	Mesytec mvme
$^{19}\text{F}$	Au	Analog	Mesytec mvme
$^{19}\text{F}$	C	Analog	Mesytec mvme
$^{19}\text{F}$	C	Digital	DELILA
$^{19}\text{F}$	$\text{CH}_2$	Digital	DELILA

Configurația ELISSA a fost optimizată pentru detectarea particulelor încărcate în intervalul unghiular de  $35^\circ$  la  $60^\circ$ . Detectorii X3 [27] au fost la 6 cm de țintă, iar diametrul butoiului a fost de 20 cm. Figura 5.1 prezintă o imagine reală a configurației.

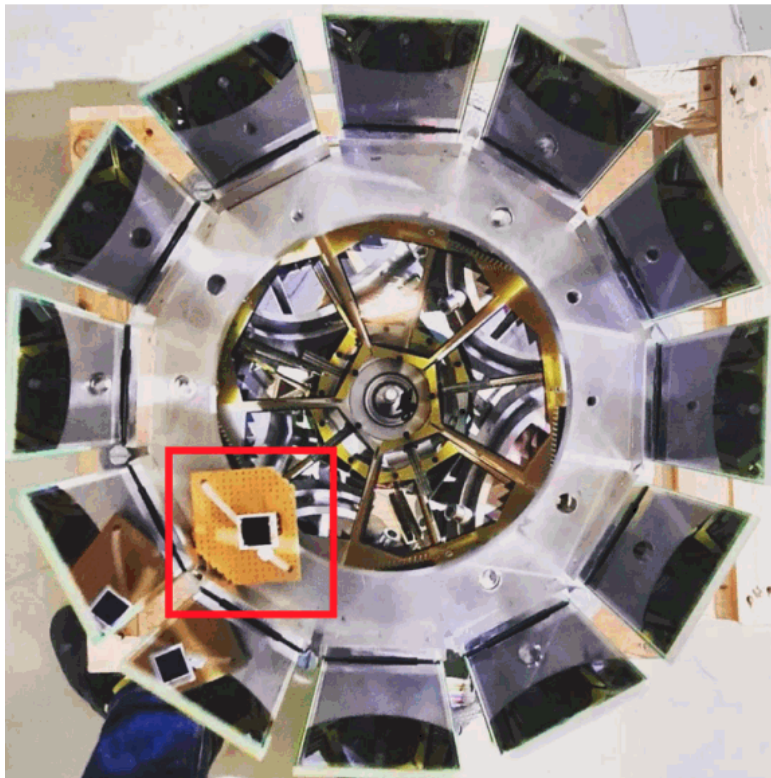


Figure 5.1 Imagine a configurației utilizate pentru primul test in-beam.

### 5.1.2 Lanțul electronic și sistemele de achiziție de date

Am testat lanțuri analogice și digitale. Pentru analog, am folosit hardware Mesytec [25] și două sisteme DAQ (Mesytec mvme și DELILA). Pentru digital, am folosit preamplificatoare de sarcină, module single-to-differential, digitizatoare CAEN 1740 [40] și un sistem DAQ (DELILA).

DELILA, un software dezvoltat în cadrul ELI-NP, a fost folosit pentru vizualizarea datelor în timp real. A colectat date de pe plăcile MADC-32, le-a procesat și a afișat histograme pe o pagină web. DELILA a salvat date în fișiere root pentru analiză. Datele Mesytec mvme au fost salvate inițial în format '.mvmelst', dar le-am convertit într-o structură TTree pentru o analiză mai ușoară folosind root.

### 5.1.3 Calibrarea energiei și a poziției

ELISSA a fost calibrată folosind  ${}^7\text{Li}$  și o sursă standard  $\alpha$  cu 3 energii. Tehnica de potrivire gaussiană a fost folosită pentru a determina numerele de canal și o funcție liniară pentru a le converti în valori energetice. Deficitul balistic a fost corectat prin potrivirea benzilor cu o funcție pătratică. Rezoluția energetică a ELISSA după corecția deficitului balistic este sub 30 keV pentru particulele  $\alpha$  de 5 MeV. Poziția a fost calibrată montând masti cu spațiu egal în fața detectorului. Rezoluția de poziție a ELISSA este sub 40 m.

### 5.1.4 Simularea configurației experimentale

Codul VIKAR 4.0 [21] a fost folosit pentru a simula configurația experimentală, incluzând eficiența geometrică și pierderile de energie ale particulelor. Detectorul ELISSA a acoperit aproximativ 1,25 sr. Pentru testele in-beam, fasciculele  ${}^7\text{Li}$  și  ${}^{19}\text{F}$  au fost livrate pe o țintă  ${}^{179}\text{Au}$ . Rezultatele simulărilor se suprapun perfect cu datele experimentale calibrate.

### 5.1.5 DAQ analog vs digital

Pentru a compara software-ul DELILA și Mesytec mvme, fasciculele  ${}^{19}\text{F}$  de 13 MeV au fost livrate pe o țintă  ${}^{12}\text{C}$ . Software-ul Mesytec mvme a demonstrat o rezoluție energetică mai bună (73,9 keV față de 114,5 keV) decât software-ul DELILA. Comparând cele două seturi de date, este clar că pragul de energie este mai mic pentru software-ul DELILA, făcându-l astfel un instrument mai bun pentru studiile cu energie scăzută, necesare pentru astrofizica nucleară.

### 5.1.6 Rezultate

Lanțul electronic digital ne-a permis să captăm formele de undă ale semnalelor, care vor fi folosite pentru analiza viitoare de identificare a particulelor. Ioni mai grei, în ciuda distanțelor mai scurte de deplasare, depun energia mai dens, ceea ce duce la timpuri de colectare a sarcinii mai mari datorită câmpului electric mai slab în regiunile mai profunde ale detectorului. Acest lucru duce la timpuri de creștere a semnalului mai mari pentru ionii mai grei comparativ cu cei mai ușori cu aceeași energie.

În timpul testelor in-beam, am detectat particule  $^7\text{Li}$ ,  $^{12}\text{C}$  și  $^{19}\text{F}$ . Credem că tehnica noastră, bazată pe timpul de colectare a sarcinii, poate fi folosită pentru a identifica diferite particule de masă. Acest lucru ar putea fi deosebit de util în scenarii în care măsurătorile tradiționale  $\Delta E$ - $E$  nu sunt fezabile.

## 5.2 Măsurarea reacțiilor $^{19}\text{F}(p, \alpha_\gamma)^{16}\text{O}$ și $^{19}\text{F}(p, \alpha_\pi)^{16}\text{O}$

### 5.2.1 Fascicul și țintă

Experimentul a fost efectuat la IFIN-HH folosind un accelerator Tandatron de 3 MV pentru a produce un fascicul  $^{19}\text{F}$ . Ținte subțiri de polietilena au fost plasate la  $90^\circ$  față de direcția fasciculului. ELISSA, optimizat pentru detectarea particulelor  $\alpha$ , a fost poziționat la 6 cm de țintă.

Tabelul 5.1 rezumă energia fasciculului, grosimea țintei, starea de încărcare și energia centrului de masă pentru fiecare măsurare.

Table 5.3 Caracteristicile fasciculului de  $^{19}\text{F}$  și ale țintei

E (MeV)	Grosimea țintei ( $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ )	Starea de sarcina	$E_{CM}$ (keV)
9	90	3+	420
10	90	3+	480
11	60	4+	530
12	100	4+	580
13	70	4+	625
14	50 și 150	5+	680
15	50	5+	730

Un sistem de monitorizare online, folosind un detector plasat la  $30^\circ$ , a fost folosit pentru a monitoriza ținta. Detectorul a fost calibrat folosind fascicule de  $^7\text{Li}$  împrăștiate pe o țintă de aur. O cupă Faraday a fost folosită pentru a măsura curentul fasciculului, iar camera de reacție a fost menținută sub vid ridicat.

Degradarea țintei a fost monitorizată prin observarea raportului proton-carbon. Detectorul de monitorizare a fost folosit și pentru normalizare. Secțiunea eficace a fost calculată folosind particulele detectate, unghiurile solide și secțiunea eficace Rutherford.

### 5.3 Selectarea canalului de reacție

Setul de date a suferit un proces de selecție pentru a selecta canalul de interes. Simulările LISE++ (Figura 5.2) au fost folosite pentru a verifica selecția canalului.

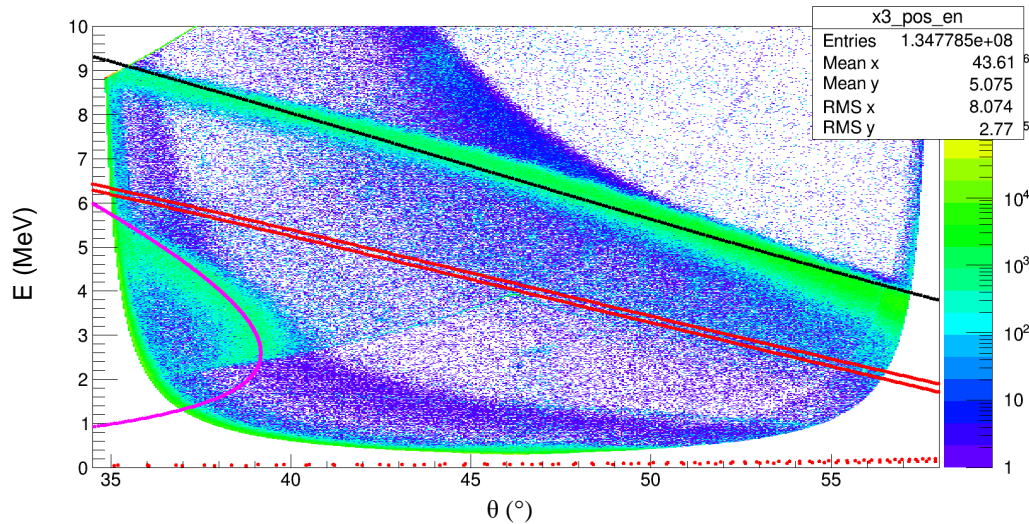


Figure 5.2 Fascicul de  $^{19}\text{F}$  de 15 MeV pe țintă de  $\text{CH}_2$ . Datele experimentale sunt suprapuse cu simulările LISE++.

Linia neagră din Figura 5.2 reprezintă  $^{12}\text{C}$  din împrăștierea elastică, linia roz reprezintă  $^{19}\text{F}$  din împrăștierea elastică, iar liniile roșii reprezintă particulele  $\alpha$  așteptate din reacția  $^{19}\text{F}(p, \alpha)^{16}\text{O}$ .

După selectarea regiunii de energie de interes, cele două canale sunt separate pentru analiză ulterioară, inclusiv distribuția unghiulară și calculele secțiunii transversale.

### 5.4 Concluzii

Sistemul de detectie ELISSA, dezvoltat la ELI-NP în colaborare cu INFN-LNS, a fost testat la acceleratorul Tandatron de 3 MV. Rezoluția energetică a matricei a fost găsită a fi de 0,35% pentru particulele  $\alpha$ . Testele in-beam cu diferite particule au arătat o corelație între masa particulelor și rezoluția energetică, cu particule mai grele având o rezoluție mai mică.

Două sisteme DAQ și două lanțuri electronice au fost comparate. Lanțul analogic a avut o performanță generală mai bună, dar lanțul digital oferă avantajul analizei formelor de undă pentru identificarea particulelor.

Simulările folosind VIKAR [21] și LISE++ [38] au fost cruciale pentru determinarea precisă a canalului de reacție de interes, mai ales având în vedere separarea energetică apropiată între canalele  $(p, \alpha_\pi)$  și  $(p, \alpha_\gamma)$ .





# Concluzii și Perspective

Stelele AGB sunt contributory cheie la producția de elemente în Univers. Datorită pulsărilor termice și evenimentelor de dredge-up, acestea pot furniza condițiile necesare pentru nucleosinteza fluorului. În timp ce producția multor elemente este bine înțeleasă, originea fluorului rămâne încă neclară. Pentru a rezolva această enigmă, este necesară o combinație de modelare teoretică, experimente de laborator și observații astronomice de înaltă precizie. Determinarea precisă a ratei reacțiilor termonucleare este esențială pentru modelarea nucleosintezei stelare. Vârful Gamow joacă un rol important în modelarea ferestrei energetice pentru reacțiile termonucleare. Teoria matricei R, deși complexă, oferă un cadru robust pentru descrierea reacțiilor nucleare compuse.

Cercetarea viitoare ar trebui să se concentreze pe îmbunătățirea tehnicilor experimentale pentru a măsura secțiunile transversale la energii relevante din punct de vedere astrofizic. Această teză prezintă dezvoltarea și caracterizarea detectorilor de particule încărcate, cu un accent specific pe domeniul astrofizicii nucleare (energie scăzută, prag scăzut). Implementarea și testarea cu succes a unui mod de a testa DSSSD la ELI-NP a marcat un punct de reper semnificativ, demonstrând performanța excepțională a detectorului în ceea ce privește rezoluția energetică. Aceste descoperiri arată potrivirea sa pentru condițiile experimentale. Sistemul de detecție ELISSA, o componentă cheie a viitoarelor experimente, prezintă caracteristici promițătoare în ceea ce privește rezoluția energetică, rezoluția de poziție, pragul scăzut și poate chiar identificarea particulelor.

O contribuție importantă a acestei lucrări constă în rezolvarea discrepanței dintre ultimele date disponibile în literatură și datele anterioare raportate în compilația NACRE, pentru secțiunea eficace a reacției  $^{19}\text{F}(p, \alpha_0)^{16}\text{O}$ . Rezultatele sunt în acord cu atribuirile anterioare ale spin-parității rezonanțelor situate la 681 keV și 738 keV în sistemul centrului de masă, ceea ce se datorează populării nivelurilor excitate de 13.529 MeV și 13.586 MeV ale  $^{20}\text{Ne}$ . Acest experiment deschide calea pentru investigații viitoare care vizează canalele mai puțin bine constrânse  $^{19}\text{F}(p, \alpha_\pi)^{16}\text{O}$  și  $^{19}\text{F}(p, \alpha_\gamma)^{16}\text{O}$ .

Sistemul de detectori ELISSA a furnizat rezoluția energetică necesară pentru studiul canalelor de reacție  $^{19}\text{F}(p, \alpha_\pi)^{16}\text{O}$  și  $^{19}\text{F}(p, \alpha_\gamma)^{16}\text{O}$ . Prin calibrarea cu atenție a detectorilor și implementarea criteriilor de selecție a datelor, am stabilit o bază solidă pentru extragerea de rezultate semnificative din datele colectate.

## Concluzii și Perspective

În final, această cercetare avansează înțelegerea noastră privind nucleosinteza fluorului în stelele AGB prin dezvoltarea de sisteme avansate de detectare și efectuarea de măsurători precise ale secțiunii transversale a reacției  $^{19}\text{F}(p, \alpha)^{16}\text{O}$ .

Studiul producției de fluor în stelele AGB este un domeniu cu multe oportunități de avans. Bazându-se pe fundația puternică stabilită în această cercetare, analiza viitoare se va concentra pe determinarea distribuțiilor unghiulare pentru canalele de reacție  $(p, \alpha_\pi)$  și  $(p, \gamma)$ . Apoi, secțiunea eficace va fi calculată pentru ambele secțiuni transversale ale reacțiilor  $^{19}\text{F}(p, \alpha_\pi)^{16}\text{O}$  și  $^{19}\text{F}(p, \alpha_\gamma)^{16}\text{O}$ .

Extinderea sistemului de detectie ELISSA și dezvoltarea de tehnologii noi de detectare vor fi foarte importante pentru îmbunătățirea calității și preciziei datelor. Soluții precum utilizarea detectorilor Mesytec model MMM sau cuplarea ansamblului ELISSA cu detectori de raze  $\gamma$  vor deschide calea pentru noi experimente în domeniul astrofizicii nucleare.

# Bibliografie

- [1] V. Luccardo, *Production of chemical elements in Astrophysics*, DOI: 10.13140/RG.2.1.1977.8005, 2015
- [2] E. M. Burbidge, et al., *Synthesis of the elements in stars*, *Reviews of Modern Physics*, 29:547–650, 1957
- [3] website, <https://en.m.wikipedia.org/wiki/File:Evolution-of-a-Sun-like-star.svg>, accessed on 03.18.2024
- [4] F. LeBlanc, *An Introduction to Stellar Astrophysics*, book, 2010.
- [5] M. Lugaro, *Stardust from meteorites. An introduction to presolar grains*, September 2005.
- [6] F. Herwi *Evolution of Asymptotic Giant Branch Stars*, *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 43:435–479, September 2005
- [7] R. J. De Boer. *PhD thesis*, University of Notre Dame, 2011.
- [8] S. E. Woosley and W. C. Haxton, *Supernova Neutrinos, Neutral Currents and the Origin of Fluorine*, *Nature*, 334:45–47, 1988.
- [9] G. Meynet and M. Arnould, *Synthesis of  $^{19}\text{F}$  in Wolf-Rayet stars*, 355:176–180, 2000.
- [10] A. Jorissen, et al., *Fluorine in red giant stars - Evidence for nucleosynthesis*, *Astronomy and Astrophysics*, 261:164–187, 1992.
- [11] C.E. Rolfs and W.S. Rodney, *Cauldrons in the Cosmos* 1988, book.
- [12] D. D. Clayton, *Principles of stellar evolution and nucleosynthesis* 1983, book.
- [13] C. Iliadis, *Nuclear Physics of Stars*, 2007, book.
- [14] G. Gamow, *Zur Quantentheorie des Atomkernes*, *Zeitschrift für Physik*, 51:204–212, March 1928.
- [15] G.A. Mourou et al., *ELI—Extreme Light Infrastructure Science and Technology with Ultra-Intense Lasers Whitebook*, THOSS Media GmbH, 2011.
- [16] P. Constantin et al., *Design concept of a g-ray beam with low bandwidth and high spectral density*, *Phys. Rev. Accel. Beams*, 27:021601, 2024
- [17] C. Iliadis, *Nuclear Physics of Stars*, Wiley-VCH Verlag, 2007.
- [18] D.L. Balabanski et al., *New light in nuclear physics: The extreme light infrastructure*, *Europhysics Letters*, 117:28001, 2017.
- [19] D. Filipescu et al., *Perspectives for photonuclear research at the Extreme Light Infrastructure - Nuclear Physics (ELI-NP) facility*, *Eur. Phys. J. A*, 51: 185, 2015.

- [20] D. Lattuada et al., *A fast and complete GEANT4 and ROOT Object-Oriented Toolkit: GROOT*, EPJ Web Conf., 165:01034, 2017.
- [21] S.D. Pain, VIKAR code, <https://sites.google.com/a/nuclearemail.org/vikar/> version 4.0.
- [22] A. Guinier and R. Jullien, *The Solid State*, Oxford University Press, pg 115-116, 1989.
- [23] T. Petruse, et al., *Test bench for silicon strip detectors: front-end electronics and DAQ*, U.P.B. Sci. Bull., Series A, Vol. 82, Iss. 3, 2020.
- [24] Mirion, General catalogue, <http://www.mirion.com>.
- [25] Mesytec, General catalogue, <http://www.mesytec.com>.
- [26] Ortec, General catalogue, <https://www.ortec-online.com>.
- [27] Micron Semiconductor Ltd, <https://www.micronsemiconductor.co.uk>.
- [28] Andrew Robinson, *Properties of Position Sensitive Silicon Strip Detector's*, Department of Physics, University of Surrey, master thesis.
- [29] I. Lombardo et al., *Toward a reassessment of the  $^{19}\text{F}(p, \alpha_0)^{16}\text{O}$  reaction rate at astrophysical temperatures*, Physics Letters B, 748:178–182, 2015.
- [30] I. Indelicato et al., *New Improved Indirect Measurement of the  $^{19}\text{F}(p, \alpha)^{16}\text{O}$  Reaction at Energies of Astrophysical Relevance*, Astrophys. J., 845:19, 2017.
- [31] M. La Cognata et al., *The Fluorine Destruction In Stars: First Experimental Study Of The  $^{19}\text{F}(p, \alpha_0)^{16}\text{O}$  Reaction At Astrophysical Energies*, ApJL, 739:L54, 2011.
- [32] A. Tumino et al., *The Trojan Horse Method: A Nuclear Physics Tool for Astrophysics*, Annu. Rev. Nucl. Part. Sci., 71:345–376, 2021.
- [33] G. Breuer, *Messung und Analyse von Winkelverteilung und Wirkungsquerschnitt der Reaktion  $^{19}\text{F}(p, \alpha_0)^{16}\text{O}$  im Energiebereich 0,4 bis 0,72 MeV*, Z. Physik, 154:339–351, 1959.
- [34] A. Isoya et al., *The angular distributions of the long-range alpha-particles from the reaction  $^{19}\text{F}(p, \alpha_0)^{16}\text{O}$* , Nuclear Physics A, 7:116, 1958.
- [35] R. Caracciolo et al., *The 13.645 MeV state in  $^{20}\text{Ne}$* , Lett. Nuovo Cimento, 11:33–38, 1974.
- [36] I. Lombardo et al., *Analysis of the  $^{19}\text{F}(p, \alpha_0)^{16}\text{O}$  reaction at low energies and the spectroscopy of  $^{20}\text{Ne}$* , J. Phys. G: Nucl. Part. Phys., 40:125102, 2013.
- [37] G.L. Guardo et al., *Direct measurement of the  $^{19}\text{F}(p, \alpha_0)^{16}\text{O}$  reaction at  $E_{cm} = 0.4\text{--}0.9\text{ MeV}$  using the LHASA detector array*, The European Physical Journal A, 59:65, 2023.
- [38] <https://lise.nsl.msu.edu/lise.html>.
- [39] D. Lattuada et al., *A fast and complete GEANT4 and ROOT Object-Oriented Toolkit: GROOT*, EPJ Web Conf., 165:01034, 2017.
- [40] <https://www.caen.it/caen-digitizer-whitepaper/>