



HAL
open science

Structure des ions lourds et nucléosynthèse dans les étoiles massives : la réaction $12\text{C} + 12\text{C}$

Guillaume Fruet

► **To cite this version:**

Guillaume Fruet. Structure des ions lourds et nucléosynthèse dans les étoiles massives : la réaction $12\text{C} + 12\text{C}$. Autre. Université de Strasbourg, 2018. Français. NNT : 2018STRAE017 . tel-02107569

HAL Id: tel-02107569

<https://theses.hal.science/tel-02107569v1>

Submitted on 23 Apr 2019

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

ÉCOLE DOCTORALE ED 182 – Physique et Chimie-Physique

[UMR 7178]

THÈSE présentée par :

Guillaume FRUET

soutenue le 21 septembre 2018

pour obtenir le grade de : **Docteur de l'université de Strasbourg**

Discipline/ Spécialité : Physique Subatomique

**Structure des Ions Lourds et
Nucléosynthèse dans les Étoiles
Massives : la Réaction $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$**

THÈSE dirigée par :

Mme COURTIN Sandrine

Professeure, Université de Strasbourg

RAPPORTEURS :

M DUPRAT Jean

Directeur de Recherche, CSNSM, Orsay

M SORLIN Olivier

Directeur de Recherche, GANIL, Caen

AUTRES MEMBRES DU JURY :

Mme MONTAGNOLI Giovanna

Maître de Conférence, Università degli studi di Padova

M NOWACKI Frédéric

Directeur de Recherche, IPHC/CNRS, Strasbourg

Table des matières

Table des matières	i
Liste des tableaux	iii
Liste des figures	v
Note sur les figures	ix
Remerciements	1
Introduction	7
I Évolution stellaire : l'importance de la réaction $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$	9
I-1 Évolution stellaire	10
I-2 Structure et mécanisme de réaction	25
II Techniques de mesure de la section efficace de fusion $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$	45
II-1 Produits de réaction	47
II-2 Mesures distinctes	48
II-3 Technique des coïncidences	52
II-4 Le projet STELLA	65
III Analyse des données de fusion $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ avec le projet STELLA	99
III-1 Générateur d'évènements	100
III-2 Spectres directs	103
III-3 Coïncidences γ /particules	117
III-4 Normalisation	131
IV Résultats et discussions	141
IV-1 Résultats entre $E_{\text{cm}} = 5.34 \text{ MeV}$ et $E_{\text{cm}} = 2.94 \text{ MeV}$	142
IV-2 Résultats vers la fenêtre de Gamow	148
IV-3 Discussions	156
Conclusion et perspectives	163
Bibliographie	167

Liste des tableaux

I.1	Chaînes proton-proton	14
I.2	Cycles CNO	15
II.1	Étude sur la température maximale de la cible tournante.	78
II.2	Acceptance géométrique des détecteurs LaBr ₃ (Ce).	82
II.3	Efficacité γ pour une configuration cylindrique avec 36 LaBr ₃ (Ce).	85
III.1	Angle solide couvert par les détecteurs S3B et S3F	115
III.2	Facteurs de correction pour les transitions γ du ²³ Na.	128
III.3	Exemple de mesure d'épaisseur de cibles tournantes.	136
III.4	Correction pour les voies de sortie non mesurées par STELLA.	139
IV.1	Évaluation de l'intervalle de confiance du signal à $E_{\text{cm}} = 2.73$ MeV.	154
IV.2	Évaluation de l'intervalle de confiance du signal à $E_{\text{cm}} = 2.51$ MeV.	154
IV.3	Évaluation de l'intervalle de confiance du signal à $E_{\text{cm}} = 2.12$ MeV.	154

Liste des figures

I.1	Diagramme de Hertzsprung-Russell.	11
I.2	Définition du pic de Gamow.	13
I.3	Schémas de niveau du ^4He , du ^8Be et du ^{12}C	17
I.4	Structure en agrégat 3α du ^{12}C	17
I.5	Schémas de niveau du ^{12}C et de ^{16}O	18
I.6	Produits de réactions de la combustion du carbone.	20
I.7	Facteur astrophysique pour la réaction $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$	21
I.8	Facteur astrophysique pour la réaction $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$	23
I.9	Produits de réactions de la combustion du silicium.	24
I.10	Premières mesures de la section efficace $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$	26
I.11	Diagramme d'Ikeda.	28
I.12	Structure calculée de noyaux conjugués- α	29
I.13	Comparaison des fonctions d'excitation dans les systèmes $^{12,13}\text{C} + ^{12,13}\text{C}$	30
I.14	Densité de niveaux dans les noyaux ^{24}Mg , ^{25}Mg et ^{32}S	31
I.15	Section efficace de fusion $^{64}\text{Ni} + ^{64}\text{Ni}$	33
I.16	Potentiel d'interaction $^{64}\text{Ni} + ^{64}\text{Ni}$ avec un cœur répulsif.	34
I.17	Calculs en voies couplées utilisant un potentiel d'interaction $^{64}\text{Ni} + ^{64}\text{Ni}$ avec un cœur répulsif.	35
I.18	Potentils d'interaction et calculs de section efficace pour la fusion $^{48}\text{Ca} + ^{48}\text{Ca}$	36
I.19	Facteur astrophysique pour la réaction $^{64}\text{Ni} + ^{64}\text{Ni}$	37
I.20	Facteur astrophysique pour la réaction $^{24}\text{Mg} + ^{30}\text{Si}$	38
I.21	Systématique de la suppression de la fusion vers les systèmes légers.	39
I.22	Taux de réactions pour différentes extrapolations de la section efficace $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$	40
I.23	Masse limite d'une étoile pour le démarrage de la combustion du carbone.	42
I.24	Vue d'artiste d'un système binaire.	42
I.25	Diagramme ρ -T pour le démarrage de la fusion $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ au cœur d'une naine blanche.	43
II.1	Produits de réaction de la fusion $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$	48
II.2	Distribution angulaire des protons et alphas.	49
II.3	Schéma en coupe de Gammasphere.	54
II.4	Détecteur de type S2.	54
II.5	Chambre à réaction à Argonne.	55
II.6	Couplage chambre à réaction/Gammasphere.	56
II.7	Spectre γ à $E_{\text{lab}} = 9.74$ MeV.	58
II.8	Cinématique de p_0 et p_1 à $E_{\text{lab}} = 9.74$ MeV.	59
II.9	Spectre particule à $E_{\text{lab}} = 9.74$ MeV.	60
II.10	Matrice de coïncidence ($E_{\text{part.}}$, E_{γ}) à $E_{\text{lab}} = 9.74$ MeV.	60

II.11	Spectre particule sans coïncidence à $E_{\text{lab}} = 7.01$ MeV.	61
II.12	Spectre particule en coïncidence avec $E_{\gamma} = 440$ keV à $E_{\text{lab}} = 7.01$ MeV.	62
II.13	Matrice de coïncidence ($E_{\text{part.}}, E_{\gamma}$) à $E_{\text{lab}} = 7.01$ MeV.	63
II.14	Matrice de coïncidence ($E_{\text{part.}}, E_{\gamma}$) à $E_{\text{lab}} = 6.06$ MeV.	63
II.15	Résultats de l'expérience de Argonne.	64
II.16	Maquette 3D de la chambre à réaction STELLA.	67
II.17	Maquette 3D de l'intérieur de la chambre à réaction STELLA.	69
II.18	Section efficace différentielle de Mott pour le système $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$	71
II.19	Effet des oscillations de la section efficace de Mott sur la normalisation.	72
II.20	Position des collimateurs pour les moniteurs de STELLA.	73
II.21	Maquette 3D du système de cible de STELLA.	75
II.22	Dessin technique du système de cible de STELLA.	76
II.23	Température des cibles en fonction du diamètre du faisceau.	79
II.24	Schéma technique d'un détecteur $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$	80
II.25	Simulation Geant4 : arrangement sphérique des détecteurs $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$	83
II.26	Simulation Geant4 : arrangement cylindrique des détecteurs $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$	83
II.27	Support cylindrique des détecteurs $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$	84
II.28	Structure de levage pour l'ensemble de détecteur $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$	84
II.29	Simulation de l'activité intrinsèque des $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$	86
II.30	Calibration des détecteurs $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ à l'aide de l'activité intrinsèque.	87
II.31	Schéma du PCB du détecteur S1.	88
II.32	Spectre 3- α du détecteur S1.	89
II.33	Schéma du PCB du détecteur S3.	89
II.34	Spectre 3- α du détecteur S3.	90
II.35	PCB du détecteur S3.	91
II.36	Géométrie des détecteurs au silicium.	92
II.37	Système de déclenchement simple d'acquisition.	93
II.38	Système de déclenchement digital.	94
II.39	Trapèze associé à un signal ayant une décroissance exponentielle.	94
II.40	Synchronisation des acquisitions.	95
II.41	Accélérateur Andromède.	96
III.1	Schéma de la synchronisation des systèmes d'acquisition particule et γ	101
III.2	Taux de comptage dans un moniteur.	102
III.3	Spectre de source γ ^{152}Eu	104
III.4	Spectre γ à $E_{\text{lab}} = 10.75$ MeV.	104
III.5	Pouvoir d'arrêt des protons et α dans l'aluminium.	107
III.6	Courbe de calibration particule.	108
III.7	Spectre particule 2D de S3B à $E_{\text{lab}} = 10.75$ MeV.	109
III.8	Schéma explicatif du partage des charges entre deux anneaux des S3.	110
III.9	Corrélation entre les anneaux de S3B.	111
III.10	Effet du partage des charges pour S3B et S3F.	112
III.11	Identification des particules dans S3B et S3F.	114
III.12	Distribution angulaire de p_0 à $E_{\text{lab}} = 10.75$ MeV.	116
III.13	Distribution angulaire de α_0 à $E_{\text{lab}} = 10.75$ MeV.	117
III.14	Pic de coïncidences pour S3B et S3F à $E_{\text{lab}} = 9.99$ MeV.	119
III.15	Matrices ($E_{\text{part.}}, \Delta t$) pour S3B et S3F à $E_{\text{lab}} = 9.99$ MeV.	121
III.16	Pic de coïncidences pour S3F à $E_{\text{lab}} = 9.99$ MeV avec une coupure énergétique.	122
III.17	Spectres γ en coïncidence avec S3B et S3F à $E_{\text{lab}} = 9.99$ MeV.	123

III.18	Projection du spectre protons de S3B à $E_{\text{lab}} = 9.99$ MeV.	124
III.19	Matrices de coïncidences ($E_{\text{part.}}, E_{\gamma}$) de S3B et S3F à $E_{\text{lab}} = 9.99$ MeV.	125
III.20	Projection γ de S3B et S3F à $E_{\text{lab}} = 9.99$ MeV.	127
III.21	Projection γ de S3B autour de p_2 à $E_{\text{lab}} = 10.75$ MeV.	129
III.22	Vérification de l'efficacité γ	130
III.23	Schéma de la mesure de l'état de charge moyen du faisceau.	132
III.24	Dépôt de carbone sur une cible en fonction de la température.	134
III.25	Dépôt de carbone sur une cible en fonction de la localisation du faisceau.	135
III.26	Dispositif de mesure des épaisseurs des cibles tournantes utilisées avec STELLA.	137
III.27	Correction pour les voies de sortie non mesurées par STELLA.	139
IV.1	Matrices (E, θ_{lab}) pour le détecteur S3F à $E_{\text{cm}} = 3.77$ MeV.	143
IV.2	Matrice ($E_{\text{part.}}, E_{\gamma}$) pour le détecteur S3F à $E_{\text{cm}} = 3.77$ MeV.	144
IV.3	Identification du signal à $E_{\text{cm}} = 2.94$ MeV.	145
IV.4	Sections efficaces proton et alpha entre $E_{\text{cm}} = 5.34$ MeV et $E_{\text{cm}} = 2.94$ MeV .	147
IV.5	Matrices (E, θ_{lab}) pour le détecteur S3B à $E_{\text{cm}} = 2.73$ MeV.	150
IV.6	Matrices (E, θ_{lab}) pour le détecteur S3B à $E_{\text{cm}} = 2.51$ MeV.	152
IV.7	Matrices (E, θ_{lab}) pour le détecteur S3F à $E_{\text{cm}} = 2.12$ MeV.	153
IV.8	Matrices (E, θ_{lab}) pour le détecteur S3B à $E_{\text{cm}} = 2.12$ MeV.	155
IV.9	Sections efficaces proton et alpha entre $E_{\text{cm}} = 5.34$ MeV et $E_{\text{cm}} = 2.12$ MeV .	156
IV.10	Facteur astrophysique modifié total obtenu avec STELLA.	158
IV.11	Facteurs astrophysiques modifiés proton et alpha obtenus avec STELLA . . .	159
IV.12	Rapports d'embranchement proton et alpha déterminés avec STELLA.	161

Note sur les figures

Le projet expérimental développé au cours de ces trois années de thèse a été le fruit d'une collaboration internationale. De ce fait, j'ai été amené à présenter mes travaux lors de réunions de travail qui, la plupart du temps, se déroulaient en anglais. Dans le but de faciliter la communication avec tous les intervenants, toutes les figures que j'ai réalisées pendant ma thèse ainsi que provenant des présentations de notre équipe sont écrites en anglais. Par conséquent, bien que ce manuscrit soit rédigé en français, les titres et annotations de toutes les figures présentées dans ce document sont rédigés en langue anglaise.

Remerciements

Comme toujours, un travail de thèse, mené à son terme, n'est pas le fruit d'une seule personne, mais d'une collaboration étroite avec de nombreux acteurs que je tiens à remercier ici.

Tout d'abord, l'équipe qui m'a accueilli pendant ces trois années de thèse, et même avant pour mon projet de master :

Sandrine, ma directrice de thèse, merci de m'avoir confié les clés de ce projet, et de m'avoir fait confiance pour le développer. Pour tous les voyages que j'ai pu faire au cours de ces dernières années (Japon, Australie, Angleterre, Italie, USA, Finlande...). Et de n'avoir jamais, jamais, rien lâché pour ce projet.

Marcel, postdoc dans l'équipe, sans qui ce travail n'aurait pu aller à son terme. Je sais tout le travail fourni pour les simulations, les détecteurs gamma, et le générateur d'évènement, et tous les shifts pour Stella (sooo many!). Et pour un regard toujours critique et avisé sur mon analyse, nécessaire. Wish you all the best for your future in Strasbourg City!

Daniele. Ou mon compagnon de galère pour faire fonctionner les siliciums, quel qu'ils soient. Pour faire des trous dans des feuilles d'aluminium tellement fine qu'on ne pouvait plus respirer. Pour câbler, décâbler, souder, ressouder, re-re-ressouder, monter, démonter, ouvrir, fermer, réouvrir, rerererefermer Stella, bref tout ça quoi. Mais surtout. Surtout pour m'avoir apporté mon lot de fou rire quotidien!! Gardant ma santé mentale intacte, bien qu'il soit une des rares personnes de ces dernières années à m'avoir vu vraiment en colère (en même temps, les taxis japonais quoi!) Il y en a des choses drôles qu'on a faites, dites, imaginées. Mais la plus drôle pour moi? Chercher la porte des toilettes. Dans le placard à vêtement. Sacré Résidhome de Bures, sacré Amsterdamer verte!

Talking about fun : Mr (soon Dr) Luke Morris! Oulala... We had some great piece of fun during these past three years! La crêperie at Bures (chouffe and rhum arrangé please!), Le Gramophone, or even Chez Camille to have the best food in Orsay, and all the burgers, kebab, sushi, everything in Orsay, Bures, Palaiseau, Massy... It was always funny to hear about your amazing stories, wish you all the best for your last PhD year!!

An other special thanks to David, for all his help during this PhD, the help for the development of the experimental set-up, with always very good and pertinent remarks and advice for the analysis. Thanks for all the developments made with Luke and all the workshops at York for this project, and to allow me, before the thesis, to discover this very nice city!

Durant ma première année de thèse, nous avons développé Stella avec l'ensemble des services et ressources techniques adossé à l'IPHC. Sans eux, pas d'expérience. Donc, mon

PLUS GRAND MERCI A TOUTES CES PERSONNES¹ SANS QUI STELLA N'EXISTERAIT PAS :

Franck Agnese, Mathieu Brucker, Laurent Charles, Olivier Clause, Eddy Dangelser, Pierre Dené, Hubert Friedmann, Jean-Noël Grapton, Laurent Gross, Guy Heitz, Marc Imhoff, Hubert Kocher, Marc Krauth, Jean-Sebastien Pelle, Marc Richer, Christophe Ruescas, Cédric Schwab, Dominique Thomas, Steve Veeramootoo Christophe Wabnitz.

Je tiens également à remercier J. Faerber pour nous avoir aidé à choisir le système de pompage optimal pour notre station de mesure. Egalement M. Lorigiola et G. Frémont pour la préparation des cibles de carbone utilisées au cours de nos manips.

Some people also deserve a big big thanks, such as Paddy Regan, for the collaboration to use the LaBr detectors, and Matthias Rudiger, that was here so often to set-up these detectors and their DAQ, to do shifts, and a lot of work, so many thanks!

Et bien sûr, une expérience de physique nucléaire ne se fait pas sans un accélérateur, et sans la dream-team pour le faire fonctionner! Que dire du travail fourni par Serge et Jean au cours de ces nombreux mois de manip... Tant sur Andromède que pour nous aider dans nos galères avec Stella, ils ont été incroyables! "Bordel de vérole de moine", MERCI BEAUCOUP!!!!

Et une pensée pour Isabelle, qui complète désormais le trio magique d'Andromède!

Enfin, pour réaliser une expérience sur de longues semaines, de nombreuses personnes participent aux shifts afin de s'assurer du bon déroulement de la prise de données, d'autres ont également participé au développement de Stella, de près ou de loin. Un grand merci à :

Adam, Anne, Christelle, Dominique (ahhh le trajet en camionnette jusqu'à Orsay!), Fairouz, Gavin, Momo (amigo, au plaisir d'une autre bière!), Nicolas, Oliver, Pär-Anders, Philip, Rhiann, Wilton, Zsolt.

Dans la vie, il y a le travail, mais aussi et surtout les à côtés qui permettent de mettre le fun nécessaire au quotidien, de se détendre, se relaxer, de trouver du soutien pour avancer, que se soit les ami(e)s ou la famille.

Et je veux donc grandement remercier ma famille ici :

Mes parents, pour m'avoir fait confiance dans mes projets d'études, de les avoir rendu possible en me finançant largement pendant toutes ces années, sans se poser de questions. J'ai aussi appris d'eux des valeurs que j'essaie de défendre et qui m'ont aidé à devenir la personne que je suis, important pour la réussite de mon projet, et pour toutes les décisions que je prends. J'ai toujours trouvé soutien et écoute près d'eux, et je les en remercie encore.

Ma soeur, qui me montre à chaque instant ce que c'est que d'avoir de la force, du courage, de l'abnégation, de la volonté, bref un modèle pour moi. J'ai régulièrement effectué des séjours chez elle au cours de ces dernières années, pour me ressourcer auprès de sa famille (qu'ils sont beaux mes neveux!! qu'il est coooool mon beau'!!) et je suis toujours

1. Par ordre alphabétique, d'avance pardon s'il y a des fautes dans les noms, et j'espère le moins d'oubli de personnes possibles!

ressorti de là bas apaiser et ragaillardit (apéros de folie va!) Merci pour tout ma soeur.

Mes frangins, bien sûr, avec qui j'ai pu m'évader également dans la musique, des concerts de folie (mais Alborosie quoi mais oh!), des parties de play (bon lulu ok maintenant j'aurais le temps de m'entraîner pour te mettre une trempe à NBA!), des vacances de feu avec des cocktails hummmm rafraichissant! Bref toute cette somme de moment qui rend la vie belle et agréable à vivre.

Et puis tout le reste de ma famille, des escapades dans la nature de mon village natale chez mes grands parents, à jouer à la coince avec mes cousins, toutes les tatas qui nous gâtent toujours autant, les visites guidés de Strasbourg, le mariage de folie, la campagne, les saucissons, l'assistant chirurgien pour les poulets (et mamie, t'es plus le seul docteur de la famille!!), bref tout ce qui a fait, fait, et fera partie intégrante de ma vie.

Pis au milieu de tout ça, il y a les amis, ces personnes qui ont choisi eux même de partager la vie avec moi (les fous...). Ils savent bien à quel point nos aventures, weekend, voyage,..., sont et seront toujours, TOUJOURS nécessaire pour mon équilibre. Je pourrais pas tous les citer ici mais... Mathildita, ohhhh merci!!!! de me supporter depuis tout ce temps et d'être toujours toujours toujours là; Félix, Marie et Alex, eux depuis l'enfance, et c'est pas terminé! Simon, Saw, Débo, (Montpellier RPZ!) fou, mariée, maman, ahhhhh je vous kiffe! Toute ma gang de Montréal, Janita (tu verras, cette thèse est très très intéressante, parce que...) Pamelita, Andrew, Anita, ... et touuuut le monde!

Pis ceux qui bien sûr ont partagé presque quotidiennement ma vie à Strasbourg : Jeanne, Cédric, Antoine, Lucas, Clém, Laura, Charlotte, une sacrée belle brochette de folie, d'apéro, de gâteau végan (merci Jeanne!), de loup garou, de fou rire, de resto, bref, illumination de la vie strasbourgeoise.

Ahhh, la vie strasbourgeoise justement, qu'aurait-elle été sans THE monsieur, que dis-je, THE Docteur Julien Hamon! Compère de master, de bibli, de beuverie, de bouffe en tout genre, de rigolade, de pause au labo (tout ce qui s'est dit pendant la pause, reste à la pause!)... Comment dire que sans ta compagnie ici, sans doute qu'il aurait été bien difficile d'aller jusqu'au bout. Tout ce qu'on a vécu ici restera des moments inoubliables, comme ceux que nous réserve l'avenir j'en suis sûr. Parfois, d'autres ont déjà trouvé les mots justes pour exprimer au mieux ce qu'on ressent, et j'ai choisi ceux-là :

"Je voudrais vous parler des hommes que j'aime
Ceux qui m'ont embrassés, au bord de la Seine
Où j'allais me jeter, jeter par une reine
Que j'avais, aimé, plus que les hommes que j'aime.

Et je lève mon coeur, à la tendresse de ces voyous, qu'elle me porte bonheur, ce soir j'ai rendez vous! Et j'irais comme je suis, non je ne changerai rien, A toutes mes folies, à mon feu dans mes mains, à mon amour sans pudeur, à mon amour qui se déchaîne! Et même ça fait peur, ainsi aiment les hommes que j'aime!"

De belles rencontres, on en fait également par hasard au détour d'un couloir de labo ou d'une manip. Je pense par exemple à Kamila, qui m'a fait confiance à moi, bordel moi! pour garder son poulardon, le plus beau, le plus fort et le plus cool des poulardons :) c'était bien l'fun va.

Je pense aussi à la dream-team d'Alice, avec qui on a partagé le couloir pendant ces trois années. En particulier, Levente et Antonin, qui m'avaient accueillis pendant mon stage de

M1 avec Julien, et qui patiemment, très patiemment, m'ont appris à coder, utiliser root, faire de belles figures. Et là pour ma thèse j'ouvrais encore des programmes qu'on avait fait ensemble pour retrouver des lignes de code. Bref, sans ça, j'y serai pas arrivé, alors merci.

Et pour pas qu'il y ait trop de jaloux, j'ai pu terminé la toute toute dernière partie de mon analyse grâce aux conseils de Eric Chabert, team CMS! Merci pour l'éclairage sur l'utilisation des intervalles de confiance.

Je tiens également à remercier les membres de mon jury :

les deux rapporteurs Jean Duprat et Olivier Sorlin, pour la lecture approfondi du manuscrit, les remarques et les (longues!) discussions à propos de mes travaux, qui ont été très pertinentes pour mettre en perspectives et avoir un regard critique extérieur à cette thèse.

Giovanna Montagnoli, thanks for your visit from Italy, it was a pleasure to exchange with you about this work.

Et Frédéric Nowacki pour avoir présidé le jury, et m'avoir officiellement annoncé mon titre de docteur!

Bon, pour sûr j'ai du oublié du monde, alors pardon d'avance;) Mais ceux qui ont été, sont, et seront important savent déjà ce que je leur dois, j'en suis sûr!

Pour finir, quelques extraits de chansons que j'ai écouté encore et encore ces dernières années, importantes pour moi.

"Je ne sais pas où je vais, oh ça je n'l'ai jamais bien su.
Mais si jamais je le savais, je crois bien que je n'irai plus."

La Rue Kétanou - Où je vais

"On me dit, tachez monsieur de faire pour vous le choix qui est le bon
Je choisis que les mots et la basse grondent à l'unisson
Qualifié de sauvage pour avoir le coeur vagabond
Je n'laisserai pas dormir mes rêves sur le paillason.
Ma vie sera trop courte
Et même si elle dure un siècle
Je ne la passerai pas confiné comme un insecte
Stupide et ivre, non je veux vivre, libre, que la musique me délivre
Que mes amis, que mes amours puissent lire en moi comme dans un livre
J'aimerais...
Parcourir le monde et voir ce que la vie propose
Vivre au grand air et marcher dans les champs de roses
Visiter les places où le destin me dépose
Et devant les merveilles du monde je prendrais la pose
Parcourir le monde et voir ce que la vie propose
Vivre au grand air et marcher dans les champs de roses
Quelque part sur la route il y a bien quelque chose
Repères ton étoile et décroches-la si tu l'oses"

Danakil - Les champs de roses

"On nous apprend à tout accepter
Rester insensible et désabusé, blasé
Nos émotions laissées de côté
Et même la compassion devenue démodée, I say
Pour aimer les autres il faut s'accepter
Et tout ses sentiments laissés déborder, j'essaies
Vivre simplement au premier degré
On va construire demain comme on l'a rêvé, rêvé
On se laisse bouffer par l'inutile et ça au quotidien
C'est toujours la même !
S'ils veulent nous empêcher de croire en nous et notre destin
C'est le même phénomène !
Qui nous fait ralentir et qui n'est fondé sur rien
Car on a tant à offrir quand on se donne les moyens
Ce qui peut nous sauver, d'emblée
C'est de croire en l'humain, en l'utopie pour demain
On peut se moquer, ok
Dire qu'on se bat en vain, mais je préfère ce chemin"

Dub Inc - Il faut qu'on ose

"Mais on attend patiemment que la vie fasse son temps
Juste un instant pour croire au changement
Que les hommes évoluent et pensent moins à l'argent
Que les hommes se révèlent sur leur propre jugement
Il est temps d'avancer, il est temps de changer, d'croire en la vie et l'égalité
Se dire que rendre les gens heureux ça mérite sa fierté"

McMadjah - Mauvais reflets

"Watch again there is a thing inside
Into rivers mountains and oceans
If you nah feel tell me who gonna feel it for you
Who gonna make you uprise
Ina this mad world full a lies
The wise eye ago see the real flower blossom out
If you nah see tell me how can you see you through
Who gonna open your eyes
Affi build your destiny, your own direction
Make things happen in your life and be broad
Affi take a big slice, hurry up mi bredda
Disyah life is too short and the end never warn
Violence away, make your love be the answer
Try learn your way before looking for another
Mi say watch up out there, away from your corner
How the people them living on"

Naâman - Karma

Introduction

Depuis les travaux fondateurs de G. Gamow en 1928 sur la fusion par effet tunnel quantique [1], en passant par le mécanisme de production d'énergie dans les étoiles dérivé par H. Bethe en 1939 [2] et les études pionnières sur la nucléosynthèse des éléments chimiques décrite dans l'article 'B2FH'² en 1957 [3], nous savons que physique nucléaire et astrophysique sont deux branches des sciences fortement liées.

Ainsi, dans les années 1950, F. Hoyle a prédit [4, 5] l'existence d'un état excité du ^{12}C à une énergie $E_{\text{ex}} = 7.65 \text{ MeV}$ pour expliquer la synthèse du carbone dans les étoiles. Cet état, découvert expérimentalement peu de temps après, présente une structure en forme d'agrégat en 3 noyaux d'hélium, permettant l'activation du processus dit '3 α ' au cœur des intérieurs stellaires.

Les réactions nucléaires, et notamment la *fusion*, ayant lieu au cœur des étoiles, assurent une production d'énergie permettant à ces dernières de vivre sur de très longues périodes, pouvant atteindre plusieurs milliards d'années pour le soleil par exemple. Ces réactions sont également responsables d'un changement de la composition chimique des étoiles, et gouvernent ainsi leur évolution. Celle-ci sera différente en fonction de la masse initiale et de la température de l'étoile, car les processus nucléaires mise en jeu auront un impact différent.

Dès lors, pour comprendre l'évolution et la mort des étoiles, des connaissances précises sur ces réactions nucléaires sont cruciales. Parmi elles, la fusion $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ s'avère particulièrement importante. Cette réaction marque le début de la phase de combustion du carbone, qui est un tournant dans l'évolution stellaire. L'activation ou non de cette réaction va en effet décider de la mort des étoiles, et fortement influencer le développement de la composition chimique du milieu interstellaire.

Jusqu'à présent, la section efficace de fusion $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ aux énergies stellaires est mal connue, tant sur le plan expérimental que théorique. De plus, cette réaction présente de nombreuses structures résonantes, depuis des énergies de quelques MeV/A jusqu'à bien en dessous de la barrière de Coulomb³, possiblement liées à la formation d'une 'molécule nucléaire' C-C dans le noyau ^{24}Mg . La caractérisation et la persistance des ces états résonants à très basse énergie d'interaction revêt un intérêt majeur pour la compréhension des structures nucléaires exotiques, et pour l'évolution des étoiles.

Le travail réalisé au cours de cette thèse et présenté dans ce manuscrit porte sur la mesure expérimentale de la section efficace de fusion $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$. Des résultats ont été obtenus depuis la barrière de Coulomb jusqu'aux énergies d'intérêt astrophysique. La technique employée est la mesure en coïncidence des particules chargées et des γ issus de la fusion.

2. G. Burbidge, M. Burbidge, W. Fowler, et F. Hoyle

3. $E_C = 6.6 \text{ MeV}$ pour ce système

Cette méthode permet une réduction drastique du bruit de fond dominant à très basse énergie d'interaction. Pour réaliser cette mesure, un dispositif expérimental, STELLA⁴, a été développé et construit au cours de ma première année de thèse. Il consiste en une chambre à réaction, un ensemble de détecteurs annulaires au silicium, un mécanisme de cibles tournantes, un système de pompage pour atteindre un vide poussé, ainsi qu'un système d'acquisition digital. Une structure pouvant supporter jusqu'à 36 détecteurs à scintillation LaBr₃(Ce) provenant de la collaboration UK FATIMA⁵ a également été construite. Notre dispositif a été installé auprès de l'accélérateur Andromède (IPN Orsay - France), qui permet de délivrer des faisceaux stables et intenses. La prise de données s'est déroulée en trois grandes phases de novembre 2016 à octobre 2017.

Dans la partie I, nous reviendrons plus en détails sur l'importance de la réaction $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ dans l'évolution stellaire. Nous discuterons l'origine possible des résonances dans ce système, et de la présence éventuelle du phénomène de suppression de la fusion à très basse énergie d'interaction. Leur impact sur les différents scénarios astrophysique sera présenté à la fin de cette partie.

La partie II présente dans un premier temps les différentes techniques de mesure de la section efficace $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ employées par le passé. La première utilisation de la technique des coïncidences dans ce système, réalisée lors de campagnes d'expériences au Laboratoire National de Argonne (USA) auxquelles nous avons participé, sera ensuite exposée. Les enjeux et défis à relever pour étendre ces mesures vers les régions d'intérêt astrophysique seront établis, avant de présenter en détails l'ensemble des développements techniques et instrumentaux relatif à notre station de mesure STELLA.

L'analyse des résultats obtenus avec STELLA auprès de l'accélérateur Andromède fait l'objet de la partie III de ce manuscrit. Cette partie présente tout d'abord le générateur d'évènement développé pour traiter les données brutes de STELLA et construire les coïncidences entre particules et γ . Ensuite, l'étude des spectres directs est décrite avant de détailler la procédure complète d'analyse des spectres en coïncidence. L'ensemble des études concernant la normalisation de nos résultats pour l'obtention de la section efficace de fusion clôture cette partie.

La partie IV présente quand à elle les résultats obtenus au cours de ce travail de thèse. Dans un premier temps, les sections efficaces extraites par la méthode décrite dans la partie III seront discutées. Pour les basses énergies, où la section efficace est inférieure à quelques nanobarn, une méthode d'analyse adaptée aux faibles taux de comptage a été employée, afin de garantir la cohérence des résultats et de leur intervalle de confiance. Cette procédure sera détaillée avant la présentation des résultats finaux. Ces derniers seront ensuite discutés en terme d'évolution du facteur astrophysique vers la fenêtre de Gamow, et du rapport d'embranchement entre les voies de sortie proton et α faisant suite à la fusion $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$.

4. *STELlar Laboratory*

5. *FAst TIMing Array*

Partie I

Évolution stellaire : l'importance de la réaction $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$

Sommaire

I-1	Évolution stellaire	10
I-1.1	Introduction	10
I-1.2	Taux de réaction	11
I-1.2.1	Définition	11
I-1.2.2	Fenêtre de Gamow et facteur astrophysique	12
I-1.3	Phases de combustion	14
I-1.3.1	Combustion de l'hydrogène	14
I-1.3.2	Combustion de l'hélium	15
I-1.3.3	Combustion du carbone	19
I-1.3.4	Fin de vie d'une étoile	22
I-2	Structure et mécanisme de réaction	25
I-2.1	Résonances	25
I-2.1.1	Structure en agrégats	25
I-2.1.2	Densité de niveaux dans le ^{24}Mg	28
I-2.2	Suppression de la fusion	32
I-2.2.1	Observations expérimentales et modèles théoriques	32
I-2.2.2	Systématique	35
I-2.3	Impact sur les scénarios astrophysique	38
I-2.3.1	Évolution des étoiles massives	39
I-2.3.2	Systèmes binaires	41

La caractérisation des étoiles et leur évolution sont des sujets de recherche qui occupent toujours une place centrale dans la science d'aujourd'hui. Ces objets sont en effet parmi les plus nombreux dans l'univers, et la plupart de la lumière visible observée depuis la Terre provient des étoiles. L'énergie rayonnée par ces dernières est, en grande majorité, compensée par une production interne grâce à la fusion de noyaux légers en éléments plus lourds. Ce processus est à l'origine de l'évolution stellaire, et, couplé à la perte de matière des étoiles dans le milieu interstellaire, du développement de la composition chimique des galaxies. Comme nous le verrons dans les sections suivantes, les réactions nucléaires qui ont lieu au cœur des étoiles vont dépendre principalement de la masse initiale et de la température de celles-ci, conduisant à différents scénarios possibles pour leur évolution.

I-1 Évolution stellaire

I-1.1 Introduction

L'histoire d'une étoile commence par la contraction gravitationnelle d'un nuage de gaz galactique, principalement composé de molécules contenant de l'hydrogène. Localement, la densité du gaz augmente brutalement, tout comme sa température. L'énergie potentielle gravitationnelle est ainsi convertie en énergie cinétique, et ce processus continue jusqu'au point où la fusion entre noyaux d'hydrogène devient possible. Dès lors, le milieu connaît une forte augmentation de sa température, et les forces de pressions résultantes contrebalancent la contraction gravitationnelle, donnant naissance à une étoile en équilibre hydrostatique. Cet équilibre est décrit par l'équation suivante :

$$\frac{dP(r)}{dr} = -\frac{GM(r)}{r^2}\rho(r), \quad (\text{I.1})$$

où $P(r)$ et $\rho(r)$ sont respectivement la pression et la densité du gaz à un rayon r donné, $M(r)$ est la masse contenue dans une sphère de rayon r , et G est la constante gravitationnelle. Les réactions nucléaires produisent également de l'énergie qui compensent les pertes radiatives de l'étoile :

$$\frac{dL(r)}{dr} = 4\pi r^2 \rho(r) \epsilon(r), \quad (\text{I.2})$$

où $L(r)$ est l'énergie totale rayonnée à travers une sphère de rayon r et $\epsilon(r)$ le taux d'énergie générée par les réactions nucléaires à un rayon r donné.

À ce stade, l'étoile réside dans ce qu'on appelle la *séquence principale*, et elle y restera durant toute la phase de combustion de l'hydrogène en hélium. Cette phase de combustion représente la majeure partie de la vie de l'étoile, l'échelle de temps dépendant fortement de sa masse initiale, comme indiqué sur la Fig. I.1. Le diagramme de Hertzsprung-Russell (HR) classe les étoiles en fonction de leur température de surface et de leur luminosité (ici, en terme de celle du soleil). Comme on peut l'observer sur cette figure, plus une étoile est massive, plus sa luminosité et sa température seront élevées. En effet, des forces de pressions plus importantes sont nécessaires pour contrebalancer l'effondrement gravitationnel.

Dès lors, l'énergie disponible pour entreprendre les réactions nucléaires est plus importante, augmentant les probabilités d'interaction entre les noyaux composant le milieu stellaire. Pour les étoiles légères de l'ordre de la masse du soleil, notée M_{\odot} , cette phase

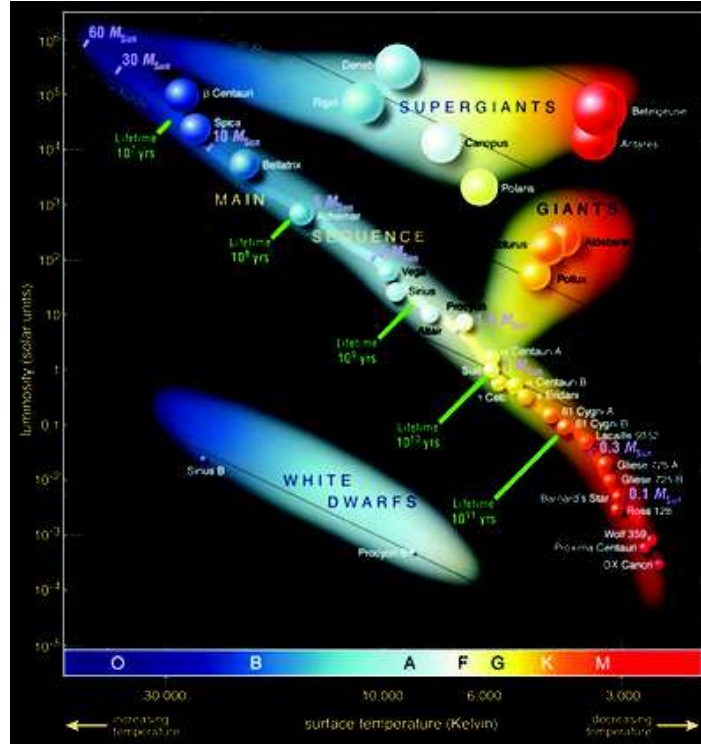


FIGURE I.1 – Diagramme de Hertzsprung-Russell qui classe les étoiles selon leur température de surface (en abscisse, la température augmentant de droite à gauche) en fonction de la luminosité (ordonnée, en unité de luminosité solaire). Issu de la Réf. [6].

de plusieurs milliards d'années, contre seulement une dizaine de millions d'années pour les plus massives d'entre-elles, de masse $M \gtrsim 20M_{\odot}$.

La suite de l'évolution stellaire va se décomposer en une succession de phases de combustion, dont le démarrage est fortement dépendant de la masse initiale de l'étoile, et donc de sa température interne. Dans la prochaine section, nous définissons les concepts nécessaires à la description des réactions d'intérêt astrophysique.

I-1.2 Taux de réaction

I-1.2.1 Définition

Pour comprendre les caractéristiques principales de l'évolution stellaire telles les échelles de temps, la production d'énergie ou encore la nucléosynthèse, une quantité importante est le taux de réactions par paire de particules (x,y) . Ce dernier est défini comme :

$$r = N_x N_y \langle \sigma v \rangle (1 + \delta_{xy})^{-1}, \quad (\text{I.3})$$

où N_i est la densité de l'espèce i dans le milieu stellaire, $\langle \sigma v \rangle$ représente la probabilité d'interaction entre deux particules de vitesse relative v , et le symbole de Kroenecker permet d'éviter le double comptage lorsque des particules identiques sont impliquées dans l'interaction. La quantité $\langle \sigma v \rangle$ est fondamentale pour le calcul des taux de réactions, et sera l'une des contributions majeures de la physique nucléaire à la compréhension des processus astrophysiques.

L'énergie disponible pour les particules composant les étoiles est principalement d'origine thermique. Dans les conditions normales des intérieurs stellaires, *i.e.* formés de matière non-dégénérée et non-relativiste, le gaz est à l'équilibre thermodynamique. Ainsi, la vitesse des particules peut être décrite par la distribution de Maxwell-Boltzmann :

$$\phi(v_i) = 4\pi v_i^2 \left(\frac{m_i}{2\pi k_B T} \right)^{3/2} \exp\left(-\frac{m_i v_i^2}{2k_B T} \right), \quad (\text{I.4})$$

où T est la température du gaz, m_i la masse du noyau i , v_i sa vitesse et k_B la constante de Boltzmann. Chacune des deux particules x et y impliquées dans l'interaction voit sa vitesse définie par cette distribution, et la quantité $\langle \sigma v \rangle$ dépend donc du produit $\phi(v_x) \times \phi(v_y)$.

Il est cependant préférable d'exprimer toutes les quantités en fonction de l'énergie dans le centre de masse, $E = \frac{1}{2}\mu v^2$, où μ est la masse réduite du système et v la vitesse relative. Dès lors, on obtient [7] :

$$\langle \sigma v \rangle = \left(\frac{8}{\pi\mu} \right)^{1/2} \left(\frac{1}{k_B T} \right)^{3/2} \int_0^\infty \sigma(E) E \exp\left(-\frac{E}{k_B T} \right) dE, \quad (\text{I.5})$$

où $\sigma(E)$ est la section efficace du processus d'intérêt, qui doit être intégrée entre $E = 0$ et $E = \infty$. La connaissance de la dépendance de σ en fonction de l'énergie est le défi à relever pour les modèles théoriques et les expériences de physique nucléaire, et fait l'objet de ce travail de thèse.

I-1.2.2 Fenêtre de Gamow et facteur astrophysique

L'équation I.4 décrit la probabilité de trouver une particule d'énergie $E = \frac{1}{2}mv^2$ dans un gaz à la température T . Le maximum de probabilité se situe autour de l'énergie $E_{\text{th}} \sim k_B T$, qui est généralement très inférieure à l'énergie de la barrière de Coulomb du système considéré. À titre d'exemple, pour une température interne de l'ordre de 10^9 K, typique des étoiles massives lors de la combustion du carbone, $E_{\text{th}} \sim 8.6 \times 10^{-2}$ MeV. En comparaison, la barrière de Coulomb dans le système $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ se situe à $E_C \sim 6.6$ MeV.

Dès lors, dans la plupart des processus astrophysiques, la section efficace est largement dominée par l'effet tunnel quantique. Dans ce cas, en première approximation, la probabilité d'interaction décroît ainsi exponentiellement avec l'énergie :

$$\sigma(E) \propto \exp(-2\pi\eta),$$

où $\eta \equiv \frac{Z_1 Z_2 e^2}{\hbar v}$ est le paramètre de Sommerfeld.

La partie géométrique de la section efficace est quand à elle proportionnelle à la longueur d'onde de de Broglie λ :

$$\sigma(E) \propto \pi\lambda^2 \propto \frac{\pi\hbar^2}{p^2} \propto \frac{1}{E}.$$

En combinant les deux termes, on obtient :

$$\sigma(E) = \frac{1}{E} \exp(-2\pi\eta) S(E), \quad (\text{I.6})$$

où $S(E)$, défini par cette équation, est appelé le *facteur astrophysique*. Ce dernier contient les effets liés à l'interaction forte, qui régit les forces nucléaires. En s'affranchissant de la dépendance exponentielle de la section efficace, le facteur astrophysique varie de façon

beaucoup plus lente avec l'énergie, ce qui favorise également la description des données astrophysiques par des modèles théoriques.

En combinant les équations I.5 et I.6, la quantité $\langle \sigma v \rangle$ devient :

$$\langle \sigma v \rangle = \left(\frac{8}{\pi \mu} \right)^{1/2} \left(\frac{1}{k_B T} \right)^{3/2} \int_0^\infty S(E) \exp\left(-\frac{E}{k_B T} - \frac{b}{E^{1/2}}\right) dE, \quad (\text{I.7})$$

où $b \equiv \frac{(2\mu)^{1/2} \pi e^2 Z_1 Z_2}{\hbar}$ ($\text{MeV}^{1/2}$). En supposant une variation lente du facteur astrophysique, la probabilité de réaction est dominée par le terme exponentiel, et sera maximum lorsque ce dernier est minimal. En différenciant ce terme et en posant le résultat à zéro pour trouver le minimum, nous parvenons à :

$$\frac{1}{k_B T} - \frac{b}{2E^{3/2}} = 0. \quad (\text{I.8})$$

La solution est donnée par ce qu'on appelle *l'énergie de Gamow*, $E_0 = \left(\frac{bk_B T}{2}\right)^{2/3}$, qui correspond au maximum de probabilité d'interaction entre deux particules de vitesse relative v dans le milieu stellaire. Cette relation est illustrée sur la Fig. I.2, où la probabilité d'effectuer une fusion par effet tunnel est représentée en rouge, tandis que la distribution en énergie de Maxwell-Boltzmann correspond à la courbe bleue. La convolution des deux distributions résulte en pic centré autour de E_0 avec une largeur caractéristique $\Delta E_0 = \frac{2}{\sqrt{3}} \sqrt{E_0 k_B T}$ [8].

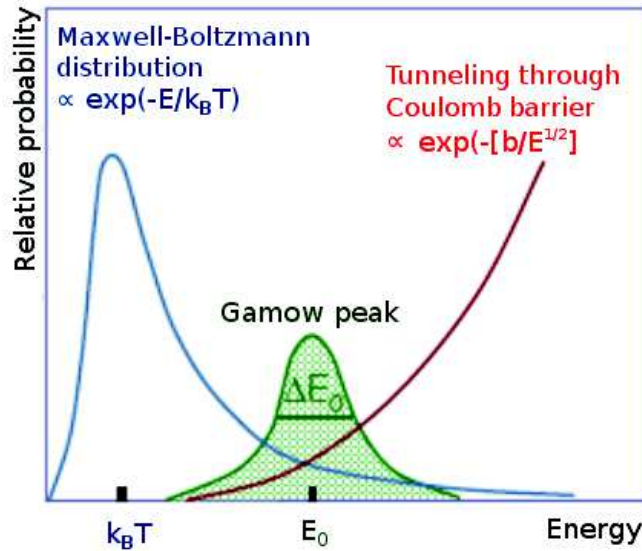


FIGURE I.2 – Le pic de Gamow (en vert) résulte de la convolution entre la distribution des vitesses de Maxwell-Boltzmann (bleue) et la probabilité d'effectuer une fusion par effet tunnel quantique (rouge). Ce pic définit la région effective en énergie dans laquelle ont lieu les réactions astrophysiques.

L'objectif principal des modèles et des expériences d'astrophysique nucléaire est ainsi de déterminer la dépendance du facteur astrophysique en fonction de l'énergie, et ce jusqu'au pic de Gamow, afin de pouvoir intégrer l'équation I.7 et de connaître ainsi les principales caractéristiques de l'évolution stellaire. Comme nous le verrons dans la section

suivante, certaines phases sont plutôt bien connues, mais de nombreuses incertitudes persistent à des points clés de l'évolution des étoiles.

I-1.3 Phases de combustion

I-1.3.1 Combustion de l'hydrogène

Comme indiqué dans la Sect. I-1.1, la première phase de combustion ayant lieu au cœur des étoiles est celle de l'hydrogène. Ce processus convertit 4 noyaux d'hydrogène en un noyau d'hélium. Au total, cette réaction libère donc une énergie $Q_{4^1\text{H} \rightarrow ^4\text{He}} = 26.731 \text{ MeV}$.

Bien qu'au début de sa vie l'étoile soit majoritairement composée de noyaux d'hydrogène ($\gtrsim 75\%$), la probabilité d'effectuer la fusion directe de 4 d'entre-eux pour former l'hélium est très faible. Ainsi, c'est par une série d'interaction entre deux noyaux que nous pouvons expliquer ce phénomène. Principalement, deux processus sont responsables de la combustion de l'hydrogène : les chaînes proton-proton et les cycles CNO (Carbone-Azote-Oxygène).

Les chaînes proton-proton :

Il existe 3 séries de réactions conduisant à la formation de l'hélium au cœur des étoiles et que nous appelons chaînes proton-proton. Celles-ci sont regroupées dans le tableau I.1. Pour chacune des trois chaînes, la réaction primaire est la fusion de deux noyaux d'hydrogène en un deutérium. Ceci implique la transformation d'un proton en un neutron, processus soumis à l'interaction faible. De ce fait, la probabilité d'effectuer cette réaction est peu élevée, expliquant les longues durée de vie des étoiles (quelques 10 milliards d'années pour le soleil, par exemple).

chaîne pp1	chaîne pp2	chaîne pp3
$p(p, e^+ \nu) d$	$p(p, e^+ \nu) d$	$p(p, e^+ \nu) d$
$d(p, \gamma) ^3\text{He}$	$d(p, \gamma) ^3\text{He}$	$d(p, \gamma) ^3\text{He}$
$^3\text{He}(^3\text{He}, 2p)\alpha$	$^3\text{He}(\alpha, \gamma) ^7\text{Be}$	$^3\text{He}(\alpha, \gamma) ^7\text{Be}$
	$^7\text{Be}(e^-, \nu) ^7\text{Li}$	$^7\text{Be}(p, \gamma) ^8\text{B}$
	$^7\text{Li}(p, \alpha)\alpha$	$^8\text{B}(\beta^+ \nu) ^8\text{Be}$
		$^8\text{Be}(\alpha)\alpha$

TABLEAU I.1 – Les 3 séries de réactions regroupées sous l'appellation chaînes proton-proton. Au final, 4 noyaux d'hydrogène sont convertis en un noyau d'hélium, libérant $Q_{4^1\text{H} \rightarrow ^4\text{He}} = 26.731 \text{ MeV}$.

La seconde réaction est la capture d'un proton par le deutérium, formant un noyau de ^3He . La suite diffère alors pour les trois chaînes. Pour la chaîne pp1, une fusion directe entre deux ^3He aboutira à la formation de l'hélium 4. Dans le cas des chaînes pp2 et pp3, la suite s'effectue par fusion $^3\text{He} + ^4\text{He}$. Il est donc nécessaire d'avoir suffisamment de

noyaux α dans le milieu stellaire pour poursuivre la chaîne de réaction. Les noyaux d'hélium agissent ici comme catalyseur des chaînes pp2 et pp3. Ainsi, la contribution relative des différentes chaînes à la combustion de l'hydrogène dépend fortement des conditions et de la composition chimique du milieu stellaire.

Les cycles CNO :

La composition chimique initiale des étoiles comprend, en plus de l'hydrogène et de l'hélium, un certain nombre d'éléments plus lourds, provenant de la nucléosynthèse d'une précédente génération d'étoiles. Par exemple, le carbone, l'azote ou encore l'oxygène sont des noyaux que l'on retrouve dans le milieu stellaire. Ceux-ci vont participer à la combustion de l'hydrogène, en agissant comme catalyseur de la réaction $4^1\text{H} \rightarrow ^4\text{He}$. Les différents cycles CNO sont présentés dans le tableau I.2.

CNO1	CNO2	CNO3	CNO4
$^{12}\text{C}(\text{p},\gamma)^{13}\text{N}$	$^{14}\text{N}(\text{p},\gamma)^{15}\text{O}$	$^{15}\text{N}(\text{p},\gamma)^{16}\text{O}$	$^{16}\text{O}(\text{p},\gamma)^{17}\text{F}$
$^{13}\text{N}(\beta^+\nu)^{13}\text{C}$	$^{15}\text{O}(\beta^+\nu)^{15}\text{N}$	$^{16}\text{O}(\text{p},\gamma)^{17}\text{F}$	$^{17}\text{F}(\beta^+\nu)^{17}\text{O}$
$^{13}\text{C}(\text{p},\gamma)^{14}\text{N}$	$^{15}\text{N}(\text{p},\gamma)^{16}\text{O}$	$^{17}\text{F}(\beta^+\nu)^{17}\text{O}$	$^{17}\text{O}(\text{p},\gamma)^{18}\text{F}$
$^{14}\text{N}(\text{p},\gamma)^{15}\text{O}$	$^{16}\text{O}(\text{p},\gamma)^{17}\text{F}$	$^{17}\text{O}(\text{p},\gamma)^{18}\text{F}$	$^{18}\text{F}(\beta^+\nu)^{18}\text{O}$
$^{15}\text{O}(\beta^+\nu)^{15}\text{N}$	$^{17}\text{F}(\beta^+\nu)^{17}\text{O}$	$^{18}\text{F}(\beta^+\nu)^{18}\text{O}$	$^{18}\text{O}(\text{p},\gamma)^{19}\text{F}$
$^{15}\text{N}(\text{p},\alpha)^{12}\text{C}$	$^{17}\text{O}(\text{p},\alpha)^{14}\text{N}$	$^{18}\text{O}(\text{p},\alpha)^{15}\text{N}$	$^{19}\text{F}(\text{p},\alpha)^{16}\text{O}$

TABLEAU I.2 – Les 4 séries de réaction regroupées sous l'appellation cycles CNO. De même que pour les chaînes proton-proton, 4 noyaux d'hydrogène sont convertis en un noyau d'hélium, libérant $Q_{4^1\text{H} \rightarrow ^4\text{He}} = 26.731 \text{ MeV}$.

Comme on peut le voir, aucun de ces noyaux n'est détruit au cours du processus. Ainsi, bien qu'ils ne représentent qu'une petite fraction des éléments chimiques de l'étoile, une partie significative de l'énergie peut être produite *via* les cycles CNO. Le cycle CNO1 est même responsable d'une plus grande production d'énergie que la chaîne pp1 pour les étoiles dont la température centrale est supérieure à 20 MK [8].

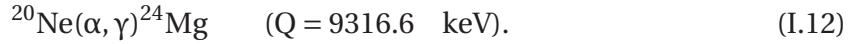
I-1.3.2 Combustion de l'hélium

À la fin de la phase de combustion de l'hydrogène, le cœur de l'étoile est principalement constitué d'hélium. Celle-ci se contracte et la température centrale augmente jusqu'à ce que la fusion entre noyaux d'hélium soit possible. Principalement, 4 réactions ont lieu lors de cette phase de combustion :

$$^4\text{He}(\alpha\alpha, \gamma)^{12}\text{C} \quad (Q = 7274.7 \text{ keV}), \quad (\text{I.9})$$

$$^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O} \quad (Q = 7161.9 \text{ keV}), \quad (\text{I.10})$$

$$^{16}\text{O}(\alpha, \gamma)^{20}\text{Ne} \quad (Q = 4729.8 \text{ keV}), \quad (\text{I.11})$$



Les réactions I.9 et I.10 sont les plus importantes d'entre-elles, car elles déterminent la synthèse de l'oxygène et du carbone, qui sont les troisièmes et quatrièmes éléments les plus abondants dans l'univers, respectivement.

La réaction 3α :

De même que pour la combustion de l'hydrogène, il est hautement improbable de synthétiser le carbone par une fusion directe de trois noyaux d'hélium. Ce processus s'effectue en effet en deux étapes. La première est la fusion entre deux noyaux d'hélium, conduisant à la formation du ^8Be . Ce dernier est instable dans son état fondamental, et se désintègre en deux particules α avec une demi-vie $T_{1/2} \sim 8 \times 10^{-17} \text{ s}$.

Cependant, de part les fortes densités de particules caractérisant le cœur des étoiles, un équilibre se forme entre la production et la destruction du ^8Be :



Dès lors, la capture d'une troisième particule α par le ^8Be pour former un noyau de ^{12}C devient possible :



En revanche, le taux de création du ^{12}C *via* ce processus en deux étapes nécessite la présence d'un état excité dans le noyau de carbone aux alentours de 7.6-7.7 MeV. En effet, l'énergie de Gamow pour la réaction est environ de 200-230 keV aux températures typiques de la combustion de l'hélium, $T \sim (0.1 - 0.2) \times 10^9 \text{ K}$ [7]. L'existence de cet état fut prédit par F. Hoyle dans les années 1950 [4, 5], et confirmé expérimentalement quelque temps plus tard, comme on peut le voir sur le schéma de niveau de la Fig. I.3. La réaction de capture $^4\text{He} + ^8\text{Be} \rightarrow ^{12}\text{C}$ s'effectue *via* l'état résonant $J^\pi = 0^+$ situé à $E_{\text{ex}} = 7654 \text{ keV}$, qui peut décroître vers l'état fondamental du ^{12}C par transition γ *via* le premier état excité, ou émission d'une paire e^+ / e^- . Le taux de production du carbone dépend alors des intensités relatives de la désexcitation de cet état par décroissance α ou transitions électromagnétiques.

L'existence du mécanisme 3α met en lumière l'influence des propriétés nucléaires dans notre compréhension des processus astrophysiques. En effet, la présence de cet état excité dans le noyau de ^{12}C s'explique par une structure en agrégat de particules α , et la conséquence est une brusque augmentation de la section efficace de capture d'une particule α par le ^8Be , expliquant ainsi l'abondance du ^{12}C dans l'univers.

La Fig. I.4 montre une configuration possible de l'amas de particules α dans le ^{12}C , bien que la forme exacte de cet état excité fasse toujours l'objet de discussions [9, 10]. Récemment, un nouvel état excité du ^{12}C a été mesuré par Marín-Lámbarri *et al.* [11], mettant en évidence une symétrie triangulaire dans ce noyau.

Ces structures en agrégats sont une des particularités des noyaux *conjugué- α* , et nous verrons ainsi dans la Sect. I-2.1 que la structure du ^{24}Mg en une configuration moléculaire C-C pourrait également influencer de manière significative la destruction du carbone au cœur des étoiles massives.

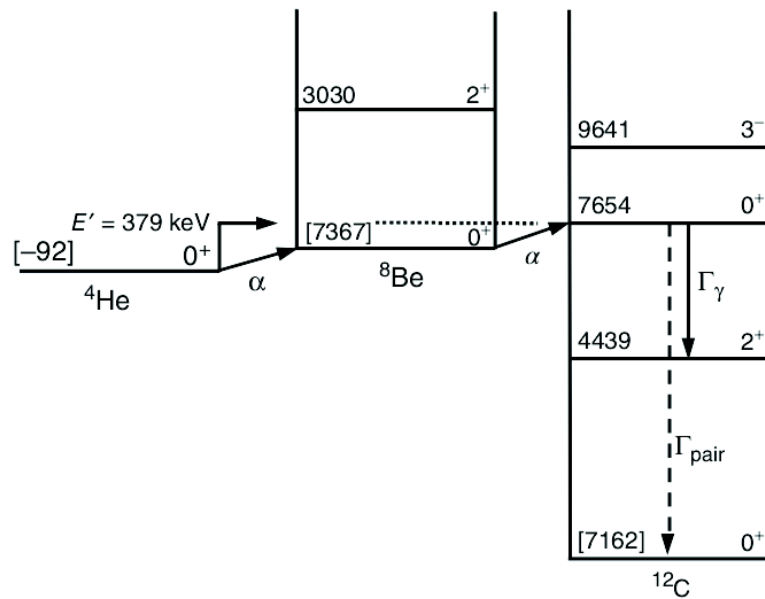


FIGURE I.3 – Schémas de niveau du ^4He , du ^8Be et du ^{12}C . La présence de l'état excité 0^+ à $E_{\text{ex}} = 7.654$ MeV dans le ^{12}C explique le taux de réaction du processus 3α . Issus de la Réf. [8].

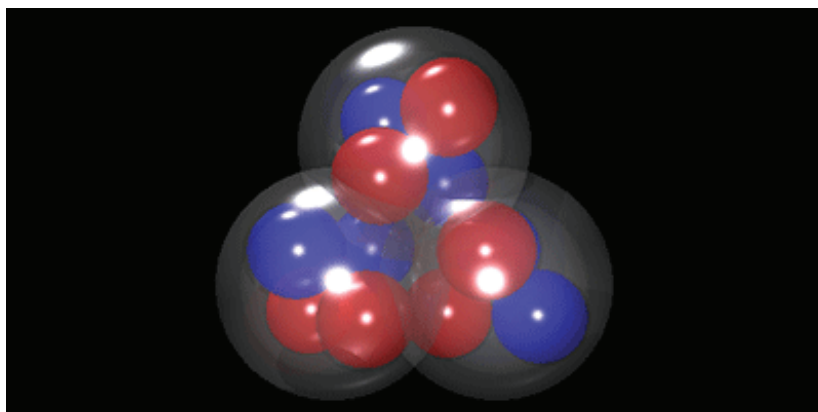


FIGURE I.4 – Structure en agrégat 3α du ^{12}C . Dans cet exemple, la forme s'assimile à un tétraèdre. Courtesy M. Freer.

La réaction $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$:

De la même façon, cette réaction est influencée par les propriétés intrinsèques du noyau d'oxygène. En effet, celle-ci doit être suffisamment lente pour expliquer la balance entre le nombre de noyaux de carbone et d'oxygène observés dans l'univers [8] :

$$N_{^{12}\text{C}}/N_{^{16}\text{O}} \approx 0.4. \quad (\text{I.15})$$

Pour les températures typiques des intérieurs stellaires lors de la combustion de l'hélium, l'énergie de Gamow pour la réaction est $E_0 \sim 300$ keV. Ceci correspond à une énergie d'excitation de l'ordre de $E_{\text{ex}} \sim 7.4$ MeV dans le noyau d'oxygène. Comme on peut le voir sur la partie colorée en rouge du schéma de niveau de la Fig. I.5, aucun état excité n'est présent dans cette région en énergie.

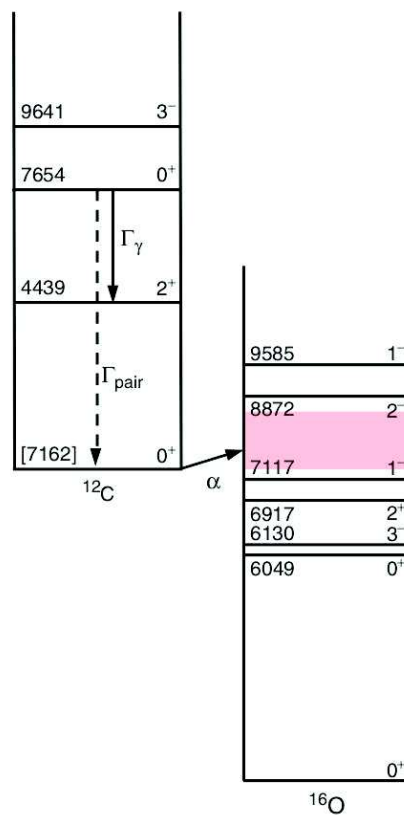


FIGURE I.5 – Schémas de niveau du ^{12}C et de ^{16}O . L'absence d'état résonant dans l'oxygène autour de $E_{\text{ex}} \sim 7 - 9$ MeV ralentit considérablement la destruction du ^{12}C par capture radiative d'une particule α . Adapté de la Réf. [8].

Dès lors, la section efficace de capture radiative $\sigma_{^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}}$ ne présente pas de structure résonante comme dans le cas du carbone. Cette dernière ne sera que légèrement influencée par les queues de distribution des états résonants à $E_{\text{ex}} = 7117$ keV ($J^\pi = 1^-$) et $E_{\text{ex}} = 6917$ keV ($J^\pi = 2^+$), l'état à $E_{\text{ex}} = 8872$ keV ne pouvant contribuer à la réaction du fait d'un état de spin-parité non-naturel ($J^\pi = 2^-$).

La section efficace est ainsi très faible aux énergies d'intérêt astrophysique ($\sigma_{^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}} \sim 10^{-17}$ b), ce qui rend les mesures directes extrêmement difficiles. Des extrapolations sont alors requises pour calculer les taux de réaction dans les modèles d'évolution stellaire. Des incertitudes de l'ordre de $\pm 35\%$ [8] persistent cependant pour cette importante réaction

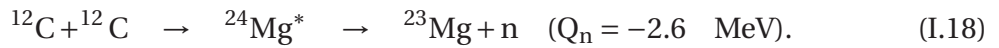
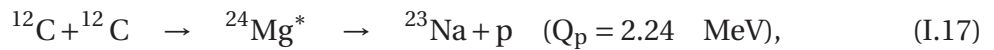
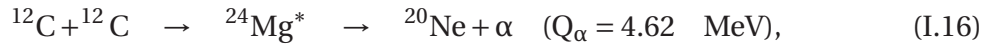
qui détermine la quantité de carbone et d'oxygène produits au cours de la combustion de l'hélium, et qui serviront ensuite de combustible dans les prochaines étapes de l'évolution des étoiles massives.

Comme nous le verrons par la suite, seules les étoiles dont la masse est $\gtrsim 10 M_{\odot}$ poursuivront les phases de combustion. Celles dont la masse est $\lesssim 8 M_{\odot}$ stopperont leur évolution à la fin de la combustion de l'hélium, car leur température centrale ne leur permet pas d'entamer des processus de fusion entre ions lourds. Ces étoiles, comme le soleil, termineront leur vie en naine blanche composée de carbone et d'oxygène, objet inerte dont l'équilibre hydrostatique est assuré par la pression de dégénérescence des électrons du gaz. Comme nous le verrons dans la Sect. I-2.3.2, ces naines blanches pourront, par accretion de matière d'un compagnon, être responsables d'une nucléosynthèse explosive.

I-1.3.3 Combustion du carbone

Comme on vient de le voir, les noyaux de ^{12}C et de ^{16}O sont les principaux produits de la combustion de l'hélium. À la fin de cette phase, le cœur des étoiles se contracte et sa température augmente jusqu'à débiter des réactions de fusion entre ions lourds, pour les plus massives d'entre-elles. Parmi les trois réactions directes $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$, $^{12}\text{C} + ^{16}\text{O}$, et $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$, la première est celle pour laquelle la barrière de Coulomb est la plus faible ($E_C \sim 6.6$ MeV), et son activation marque le début de la phase de combustion du carbone.

Le noyau composé formé à la suite de la fusion $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ est le ^{24}Mg , avec une chaleur de réaction $Q = 13.93$ MeV. L'énergie d'excitation du ^{24}Mg est relativement élevée, et ce dernier va principalement décroître par émission de particules :



Pour les températures typiques de la combustion du carbone $T \sim (0.8 - 1) \times 10^9$ K, l'énergie de Gamow se situe aux alentours de $E_0 = 2.25$ MeV. Dès lors, seules les voies de sortie I.16 et I.17 peuvent être peuplées. L'émission de neutron est une réaction endothermique, et n'aura une influence que pour des températures très élevées $\gtrsim 2 \times 10^9$ K. La désexcitation par émission de γ vers l'état fondamental est quand à elle négligeable aux énergies d'intérêt [12].

Les réactions I.16 et I.17 sont appelées réactions *primaires* de la combustion du carbone. Les particules légères ainsi libérées sont ensuite disponibles pour interagir avec les noyaux présents dans le milieu stellaire dans ce que l'on appelle les réactions *secondaires*. La Fig. I.6 montre l'évolution de la composition chimique d'une étoile durant la phase de combustion du carbone. La température ($T = 0.9 \times 10^9$ K) et la densité ($\rho = 10^5 \text{ g/cm}^3$) centrale sont typiques des étoiles dont la masse initiale est $M = 25 M_{\odot}$.

Cette phase de combustion dure environ 1600 ans, après quoi la quantité de carbone dans le cœur de l'étoile devient négligeable. Parmi les noyaux dont la composition a le plus augmenté, on retrouve le ^{20}Ne et le ^{23}Na , produits des réactions primaires I.16 et I.17, respectivement. Le ^{24}Mg est également abondant à la fin de la combustion du carbone, notamment produit *via* les réactions secondaires $^{23}\text{Na}(\text{p}, \gamma)$ et $^{20}\text{Ne}(\alpha, \gamma)$. Nous pouvons également constater que la densité de ^{16}O évolue très peu au cours de cette combustion. Ceci s'explique par une probabilité de fusion $^{12}\text{C} + ^{16}\text{O}$ qui est de plusieurs ordres

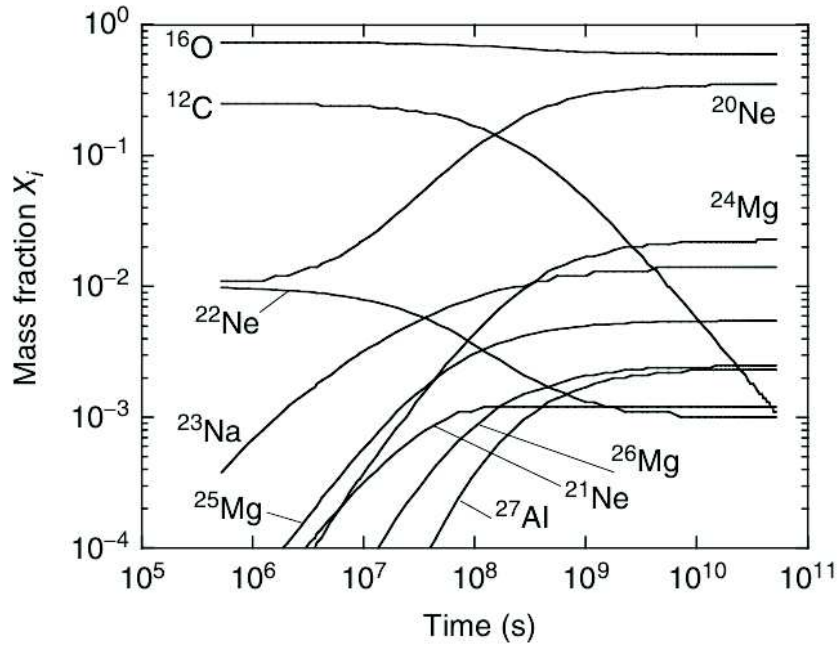


FIGURE I.6 – Évolution de la composition chimique en fonction du temps pendant la phase de combustion du carbone à une température $T = 0.9 \times 10^9$ K et une densité $\rho = 10^5 \text{g/cm}^3$, typique des étoiles dont la masse initiale $M = 25 M_{\odot}$. Cette phase dure ~ 1600 ans. Issue de la Réf. [8].

de grandeur inférieure à celle de $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$. Le peu de noyaux d'oxygène consommés au cours de cette phase d'évolution stellaire l'est principalement par la capture radiative $^{16}\text{O}(\alpha, \gamma)^{20}\text{Ne}$.

Parmi les noyaux dont la concentration diminue assez largement au cours du temps, le ^{22}Ne est particulièrement intéressant. En effet, ce dernier est détruit *via* la réaction $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$, et contribue donc de façon significative à la production de neutrons dans le milieu stellaire, lorsque la température de l'étoile est élevée. Ces neutrons peuvent alors induire une série de réactions avec les noyaux présents, et nous verrons par la suite que les isotopes produits en fin de chaîne sont des marqueurs potentiels de notre bonne compréhension de la nucléosynthèse à cet instant de l'évolution stellaire.

Les conditions propices au démarrage de la phase de combustion du carbone au cœur des étoiles sont largement déterminées par la connaissance de la section efficace de fusion $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$. Cette dernière a été mesurée par des méthodes directes jusqu'à environ $E_{\text{cm}} \sim 2.1$ MeV à l'aide de différentes techniques expérimentales qui seront développées dans le chapitre II de ce manuscrit. Cependant, aux basses énergies d'interaction ($E_{\text{cm}} \lesssim 3$ MeV), de grandes incertitudes ainsi que des déviations entre les différentes données sont observées, comme le montre le graphique de la Fig. I.7. Ce graphique présente le facteur astrophysique, défini par l'équation I.6, pour la réaction de fusion $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$. Les mesures aux plus basses énergies par une méthode directe ont été réalisées par Spillane *et al.* [13], où une résonance a été proposée à $E_{\text{cm}} = 2.14$ MeV. Comme on peut le voir sur le graphique de la Fig. I.7, seule une limite supérieure a pu être extraite à la plus basse énergie, $E_{\text{cm}} = 2.1$ MeV. Récemment, une mesure indirecte [14] propose la présence de nombreuses résonances pour $E_{\text{cm}} < 2.5$ MeV, bien que ces travaux soient sujet à controverse [15, 16]. L'objectif de STELLA est de clarifier la tendance du facteur astrophysique au cœur de la fenêtre de Gamow pour les étoiles massives, afin de confirmer ou d'infirmer la présence de ces éventuelles résonances par une mesure directe.

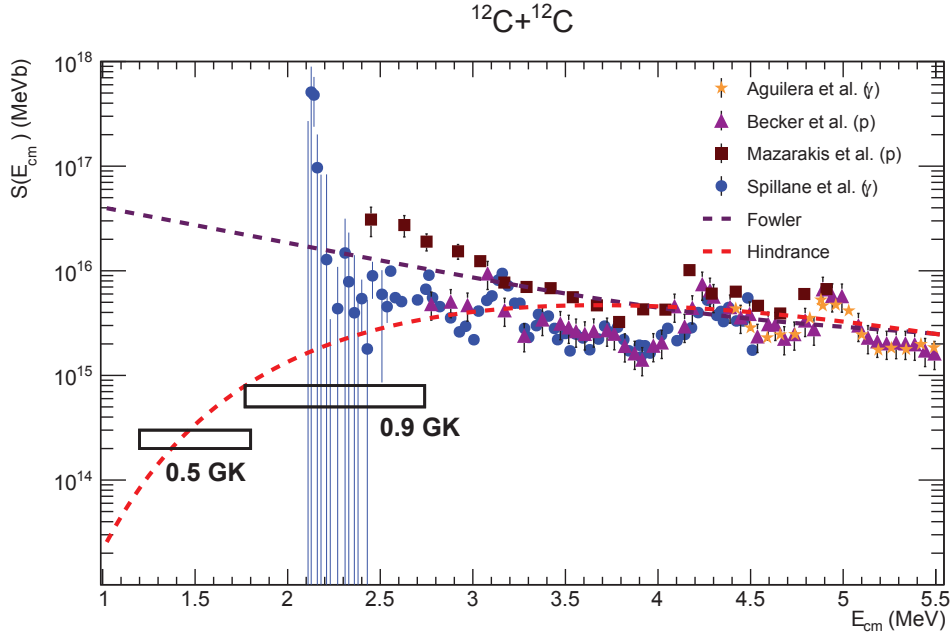


FIGURE I.7 – Compilation de mesures et d’extrapolations théoriques du facteur astrophysique pour la réaction $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$. Les deux rectangles noirs indiquent la position de la fenêtre de Gamow pour des températures stellaires $T = 0.9 \text{ GK}$ ($E_0 = 2.25 \pm 0.48 \text{ MeV}$) et $T = 0.5 \text{ GK}$ ($E_0 = 1.5 \pm 0.3 \text{ MeV}$). Données expérimentales issues des Réfs. [13, 17–19]. Modèles théoriques issus des Réfs. [20, 21].

Deux modèles théoriques extrapolant le facteur astrophysique au-delà des mesures existantes sont également présentés. La courbe en pointillés magenta provient des calculs de W.A. Fowler *et al.* [21]. Ce modèle est basé sur la description de la fusion par pénétration d’un puits de potentiel de type :

$$\begin{aligned} V &= V_1 + iW_1, & r < R_1, \\ V &= 0, & r \geq R_1, \end{aligned} \quad (\text{I.19})$$

où V_1 est la profondeur du potentiel, R_1 sa largeur et W_1 est la partie imaginaire du potentiel qui permet la description de l’absorption de l’onde incidente [22]. La valeur de ces paramètres est obtenue par un ajustement des données expérimentales, et dans le cas de la fusion $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ on obtient [21] $R_1 = 7.5 \text{ fm}$, $V_1 = -5.8 \text{ MeV}$ et $W_1 = 0.75 \text{ MeV}$. Les résultats de ce calcul sont alors utilisés pour déterminer le taux de réaction défini par l’équation I.3, qui représente le modèle standard de la combustion du carbone adopté dans les codes d’évolution stellaire [23]. La deuxième extrapolation présentée en pointillés rouges sur le graphique de la Fig. I.7 décrit le phénomène de suppression de la fusion aux basses énergies d’interaction, et ce modèle sera détaillé dans la Sect. I-2.2.

Il est à noter que ces deux extrapolations diffèrent largement pour $E_{\text{cm}} < 2.5 \text{ MeV}$, début de la région d’intérêt pour la combustion du carbone au cœur des étoiles. De plus, les structures visibles dans les sections efficaces mesurées ne sont pas reproduites par ces modèles, qui présentent une variation continue en fonction de l’énergie. Nous discuterons dans la Sect. I-2.1 l’origine possible de ces résonances ainsi que leur impact sur les modèles stellaires.

Les déviations dans les données expérimentales ainsi que les ordres de grandeur de différence entre les modélisations de la section efficace aux énergies astrophysiques ne per-

mettent pas d'obtenir une description complète de la phase de combustion du carbone, et des incertitudes demeurent. Les plus importantes d'entre-elles concernent la température et la densité stellaire permettant le démarrage de cette phase, comme nous le verrons Sect. I-2.3. Ceci rend également difficile la détermination de la masse limite des étoiles pouvant entreprendre la combustion du carbone, et, comme nous le verrons dans la prochaine section, les phases de combustion plus avancées menant à une fin de vie explosive pour les étoiles.

I-1.3.4 Fin de vie d'une étoile

À la fin de la phase de combustion du carbone, le cœur de l'étoile est principalement composé de ^{16}O , ^{20}Ne , ^{24}Mg et ^{23}Na (voir Fig. I.6). Typiquement, pour les étoiles dont la masse initiale $M \gtrsim 10-11 M_{\odot}$, des températures de l'ordre de $T = 1.5 \times 10^9$ K caractérisent les intérieurs stellaires à ce stade de leur évolution. Du fait d'une barrière de Coulomb moins élevée, la fusion $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$ apparaît la plus probable des réactions directes entre ces noyaux.

Cependant, à $T = 1.5 \times 10^9$ K, la fenêtre de Gamow pour cette réaction est $E_0 = 5.1 \pm 0.9$ MeV, bien inférieure à la barrière de Coulomb dans ce système : $E_C \sim 10.7$ MeV. Dès lors, la probabilité de fusion $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$ est trop faible pour démarrer la combustion de l'oxygène.

Un autre mécanisme possible est le processus de photodésintégration des noyaux par les photons du milieu stellaire. Ces derniers suivent la distribution en énergie de Planck, et la probabilité de trouver N_{γ} photons dont l'énergie est comprise entre E_{γ} et $E_{\gamma} + dE_{\gamma}$, par unité de volume dans un gaz à la température T , est donnée par :

$$N_{\gamma} dE_{\gamma} = \frac{8\pi}{(hc)^3} \frac{E_{\gamma}^2}{\exp(E_{\gamma}/k_B T) - 1} dE_{\gamma}. \quad (\text{I.20})$$

À $T = 1.5 \times 10^9$ K, il est donc possible que des photons de quelques MeV puissent interagir avec les noyaux composant l'étoile. Parmi ces derniers, le ^{20}Ne est l'élément pour lequel le seuil d'émission α est le plus faible : $Q_{\alpha} = -4.73$ MeV. Pour les autres noyaux, le seuil d'émission de particules (p , α , n) se situe entre $\sim 7-17$ MeV, et la probabilité d'obtenir un photon suffisamment énergétique pour déclencher une réaction est alors trop faible.

Dès lors, le processus dominant est la photodésintégration $^{20}\text{Ne} (\gamma, \alpha)^{16}\text{O}$, libérant des particules α qui pourront déclencher des réactions secondaires, notamment les captures radiatives $^{20}\text{Ne} (\alpha, \gamma)^{24}\text{Mg}$ et $^{24}\text{Mg} (\alpha, \gamma)^{28}\text{Si}$.

Dans une moindre proportion, une production de neutrons dans le milieu stellaire est assurée *via* la série de réaction $^{23}\text{Na} (\alpha, p)^{26}\text{Mg} (\alpha, n)^{29}\text{Si}$.

Comme le ^{20}Ne est consommé à la fois par les réactions primaires et secondaires, cette phase est appelée combustion du néon. Majoritairement, le cœur de l'étoile sera composé de ^{16}O , ^{24}Mg et ^{28}Si à la fin de cette étape de l'évolution stellaire. En quantité moindre, on trouve également les noyaux ^{27}Al , $^{29,30}\text{Si}$, ^{31}P et ^{32}S , synthétisés par captures successives de particules α , de protons et/ou de neutrons, en compétition avec les désintégrations β et la capture électronique [8].

Comme à chaque fin de phase de combustion, le cœur de l'étoile se contracte, et la température augmente suffisamment pour démarrer, cette fois-ci, la combustion de l'oxygène. Typiquement, cette étape démarre lorsque $T = 2.2 \times 10^9$ K, pour laquelle l'énergie de Gamow dans le système $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$ est $E_0 = 6.6 \pm 1.3$ MeV. La section efficace de fusion, en

comparaison des températures atteintes lors de la combustion du néon, est $\sim 10^4$ fois plus élevée. Malgré cela, les données expérimentales ainsi que les extrapolations théoriques présentent des déviations aux énergies d'intérêts astrophysiques, comme le montre le graphique de la Fig. I.8. Les deux courbes théoriques proviennent des mêmes modèles que ceux utilisés pour décrire le facteur astrophysique de la réaction $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ présenté Fig. I.7. Des efforts expérimentaux pour discriminer les deux scénarios sont encore à fournir dans ce système afin de contraindre la tendance de la section efficace au cœur de la fenêtre de Gamow.

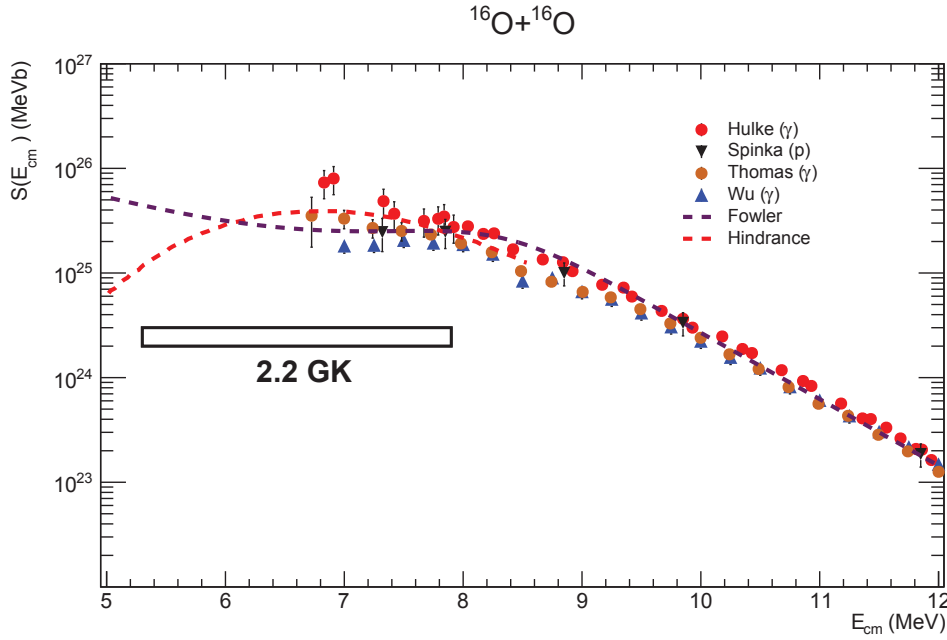


FIGURE I.8 – Compilation de mesures et d'extrapolations théoriques du facteur astrophysique pour la réaction $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$. Le rectangle noir indique la position de la fenêtre de Gamow pour une température stellaire $T = 2.2 \text{ GK}$ ($E_0 = 6.6 \pm 1.3 \text{ MeV}$), typique pour la combustion de l'oxygène. Données expérimentales issues des Réfs. [24–27]. Modèles théoriques issus des Réfs. [21, 28].

De la même manière que pour le carbone, les réactions primaires de la combustion de l'oxygène produisent un nombre important de particules légères dans le milieu stellaire, avec des voies de sortie à trois corps énergétiquement permises pour ce système :

$$^{16}\text{O}(^{16}\text{O}, \alpha)^{28}\text{Si} \quad (Q_\alpha = 9.594 \text{ MeV}), \quad (\text{I.21})$$

$$^{16}\text{O}(^{16}\text{O}, \text{p})^{31}\text{P} \quad (Q_p = 7.678 \text{ MeV}), \quad (\text{I.22})$$

$$^{16}\text{O}(^{16}\text{O}, \text{n})^{31}\text{S} \quad (Q_n = 1.499 \text{ MeV}), \quad (\text{I.23})$$

$$^{16}\text{O}(^{16}\text{O}, 2\text{p})^{30}\text{Si} \quad (Q_{2p} = 0.381 \text{ MeV}), \quad (\text{I.24})$$

$$^{16}\text{O}(^{16}\text{O}, 2\alpha)^{24}\text{Mg} \quad (Q_{2\alpha} = -0.390 \text{ MeV}), \quad (\text{I.25})$$

$$^{16}\text{O}(^{16}\text{O}, \text{d})^{30}\text{P} \quad (Q_d = -2.409 \text{ MeV}). \quad (\text{I.26})$$

Ces particules légères interagissent alors avec les noyaux lourds issus des réactions primaires, mais également avec ceux provenant de la combustion du néon. Des séries d'interaction du type (p,γ) , (α,γ) , (p,n) , ..., ainsi que des émissions β , conduisent à la production de noyaux autour de la région $A \simeq 30 - 40$. En fin de combustion, on retrouve principalement les noyaux ^{28}Si , ^{32}S , $^{36,38}\text{Ar}$ et ^{40}Ca [8].

La combustion de l'oxygène marque la fin des réactions de fusion entre ions lourds au cœur des étoiles massives, du fait d'une hauteur de la barrière de Coulomb trop élevée entre les espèces présentes à ce stade de l'évolution. Le processus dominant marquant le début de la prochaine phase est alors la photodésintégration des deux noyaux les plus abondants, à savoir le ^{28}Si et le ^{32}S . Ce dernier possède les énergies de séparation proton, alpha et neutron les plus basses [29], et sera donc détruit le premier *via* les réactions (γ,p) et (γ,α) principalement. Les noyaux de silicium commencent à être consommés lorsque la température centrale atteint $T \sim 3 \times 10^9$ K, typique de la phase appelée combustion du silicium.

Les particules légères émises après la photodésintégration interagissent alors avec les espèces chimiques présentes dans le milieu stellaire, et l'évolution des produits de la combustion du silicium au cours du temps à une température $T = 3.6 \times 10^9$ K et à une densité $\rho = 3 \times 10^7 \text{g/cm}^3$ est présentée Fig. I.9. En fin de cycle, des noyaux autour du fer et du nickel sont synthétisés, région de masse où l'on trouve les espèces les plus fortement liées de la carte des noyaux.

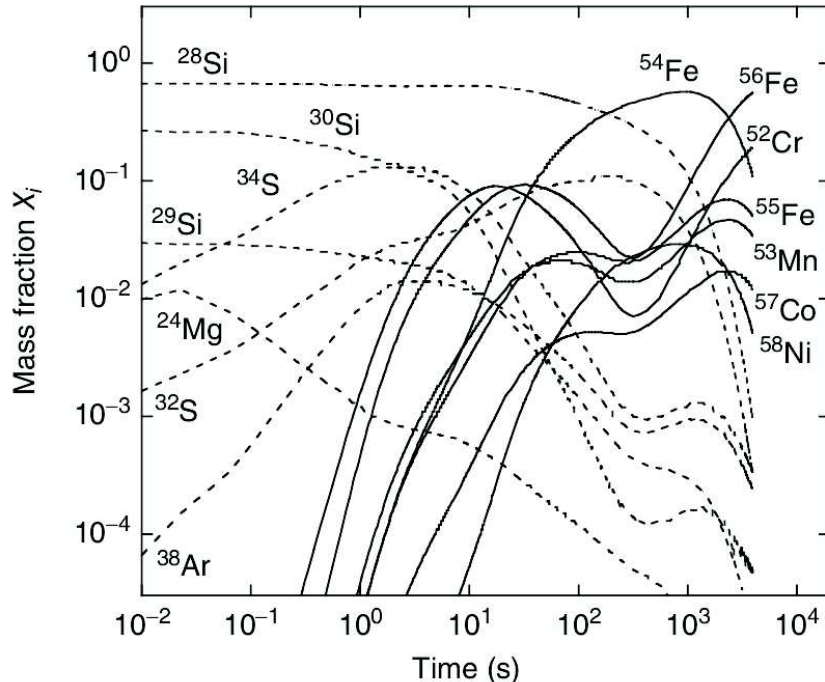


FIGURE I.9 – Évolution de la composition chimique pendant la phase de combustion du silicium à une température $T = 3.6 \times 10^9$ K et une densité $\rho = 3 \times 10^7 \text{g/cm}^3$, typique des étoiles dont la masse initiale $M = 25 M_{\odot}$, en fonction du temps. Cette phase dure quelques heures seulement. Issue de la Réf. [8].

La combustion du silicium est un processus très rapide, le ^{28}Si étant consommé en quelques heures seulement. Très rapidement, les réactions nucléaires vont être stoppées et le cœur

de l'étoile s'effondre sous l'effet de la contraction gravitationnelle. La densité augmente drastiquement jusqu'au stade où les électrons du plasma se recombinent avec les protons, donnant naissance à une étoile à neutrons. Cette fin de vie donne lieu à une nucléosynthèse explosive enrichissant de fait le milieu interstellaire en éléments de masse intermédiaire.

Les étoiles à neutrons qui résultent de cette fin de vie explosive sont d'un intérêt majeur pour la synthèse des éléments très lourds et riches en neutrons. En effet, des études montrent que la fusion de deux étoiles à neutrons serait un site astrophysique propice à la synthèse des éléments les plus lourds de la carte des noyaux [30, 31].

Les étoiles massives jouent ainsi un rôle prépondérant dans l'enrichissement et l'évolution de la composition chimique du milieu interstellaire. Cependant, comme nous l'avons abordé dans la Sect. I-1.3.3, la masse limite des étoiles expérimentant toutes les phases de combustion est mal connue. Cette masse limite dépend en effet du démarrage de la phase de combustion du carbone, processus clé dans la poursuite des combustions plus avancées (néon, oxygène, silicium). La possibilité du démarrage est intrinsèquement liée à la section efficace de fusion $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ aux énergies d'intérêt astrophysique.

Pour les étoiles dont la masse initiale se situe entre 8 et 10 M_{\odot} , la température interne à la fin de la combustion de l'hélium est typiquement $T = 0.5 \times 10^9$ K. La fenêtre de Gamow correspondante pour le système $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ est $E_0 = 1.5 \pm 0.3$ MeV, comme reporté sur le graphique de la Fig. I.7. Aucune donnée expérimentale directe n'est disponible dans cette région en énergie, les extrapolations diffèrent de plusieurs ordres de grandeur, et l'évolution de ces étoiles de masse intermédiaire reste jusqu'à présent incertain. De plus, des structures résonantes sont visibles dans le facteur astrophysique $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$, dont l'origine et l'impact sur les évolutions stellaires ne sont pas totalement résolus, sujets que nous abordons dans la prochaine section.

I-2 Structure et mécanisme de réaction

I-2.1 Résonances

Comme nous l'avons évoqué dans la Sect. I-1.3.2, la structure et les propriétés nucléaires jouent un rôle prépondérant dans la nucléosynthèse et l'évolution stellaire. La synthèse du carbone dans les étoiles est ainsi permise par l'existence de l'état de Hoyle dans le ^{12}C , dont la structure peut être décrite par formation d'un agrégat de particules α .

Dans le cas de la réaction $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$, des structures résonantes sont également présentes dans la section efficace depuis quelques MeV/A jusqu'à bien en dessous la barrière de Coulomb, et donc proche des énergies d'intérêt astrophysique. Leur origine fait toujours débat, et nous discutons ici deux possibles interprétations.

I-2.1.1 Structure en agrégats

C'est dans les années 1960 que les structures résonantes dans le système $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ ont été découvertes expérimentalement [32, 33]. Les expériences se sont intéressées à la fois aux mesures de sections efficaces de la diffusion élastique et de la fusion. Dans les deux cas, des oscillations prononcées ont été observées, devenant plus étroites autour de la barrière de Coulomb. Le graphique de la Fig. I.10 présente les résultats obtenus pour la fusion $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ [33], pour les voies de sorties proton, neutron, α , et la mesure des γ issus

des résidus d'évaporation.

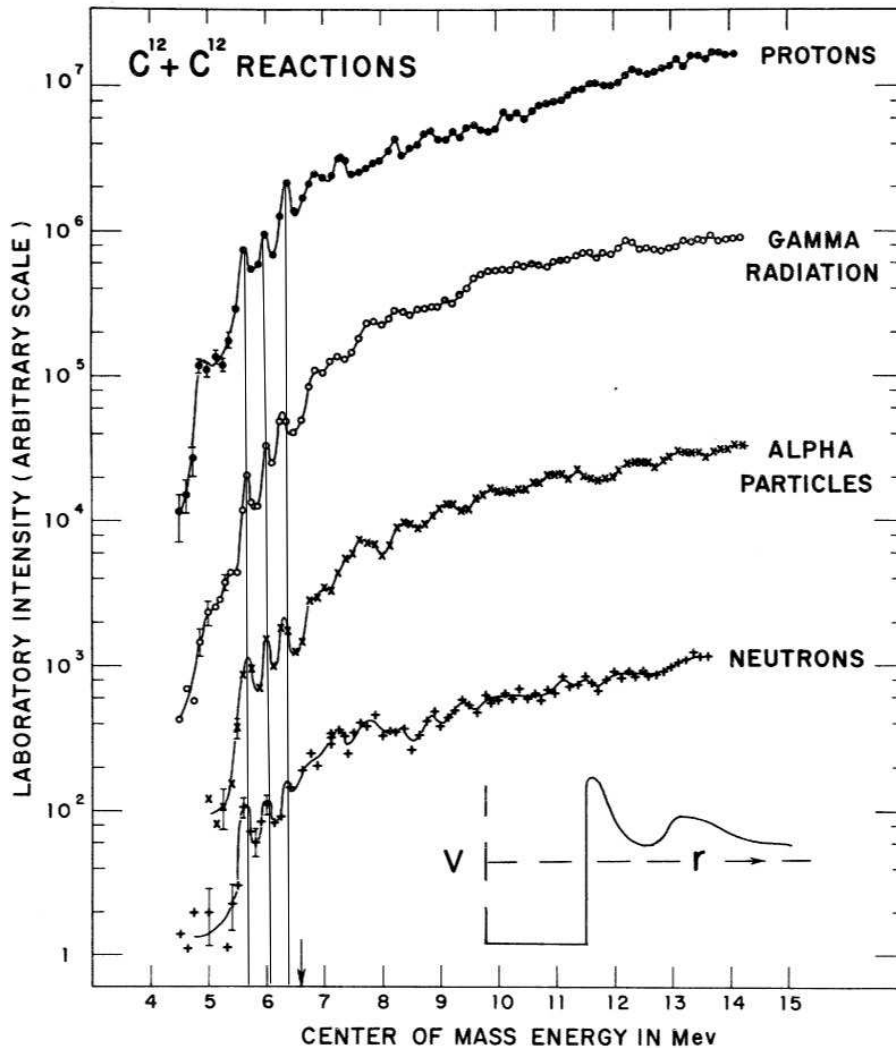


FIGURE I.10 – Mesures de la section efficace $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ issues de la Réf. [33]. Des oscillations corrélées entre les différentes voies de sortie sont visibles sur une large gamme d'énergie. Des lignes verticales sont placées aux énergies des résonances proche de la barrière de Coulomb pour guider l'œil. Un potentiel tenant compte de la formation d'une molécule nucléaire C-C est également présenté en bas à droite de la figure. La flèche autour de $E_{\text{cm}} = 6.6$ MeV indique l'énergie de la barrière de Coulomb dans ce système.

Les structures résonantes sont visibles sur une large gamme d'énergie, et sont particulièrement prononcées autour de la barrière de Coulomb, $E_C = 6.6$ MeV pour le système $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$. De plus, autour de $E_{\text{cm}} = 5 - 7$ MeV, ces pics résonants sont corrélés dans les différentes techniques de mesure employées (voir les lignes verticales pour guider l'œil sur la Fig. I.10), ce qui suggère le peuplement d'états isolés lors de la réaction, et exclut de simples fluctuations statistiques.

Ceci se retrouve également dans la largeur des résonances, de l'ordre de $\Gamma \sim 150$ keV, relativement étroites et donc associées à un état de longue durée de vie. En effet, la largeur de la résonance est reliée au temps de vie τ par la relation :

$$\tau = \frac{\hbar}{\Gamma}, \quad (\text{I.27})$$

et pour une largeur de 150 keV, on obtient $\tau \approx 4.5 \times 10^{-21}$ s. Cette durée de vie est relativement longue en comparaison du temps que met un nucléon pour traverser un noyau à l'énergie de Fermi, $\sim 1.1 \times 10^{-22}$ s, ce qui suggère que ces effets résonants ne sont pas des effets de surface. Parallèlement, un noyau composé équilibré se forme en un temps très long de quelques 10^{-18} s, et on se retrouve donc dans une situation intermédiaire pour les durées de vie des résonances dans le système $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$.

Il est à noter que la perte d'énergie du faisceau de carbone dans les cibles minces utilisées par ces mesures est d'environ $E_{\text{cm}} \approx 100$ keV, du même ordre de grandeur que les largeurs obtenues pour les résonances. Ces dernières sont donc probablement encore plus étroites, mais la résolution expérimentale ne permet pas leur détermination précise.

La première description théorique associée à ces résultats met en jeu la formation d'une molécule di-nucléaire, formée par les deux noyaux de carbone dans la voie d'entrée [34], et dont la forme du potentiel est présentée en bas à droite de la Fig. I.10. Un puits peu profond est présent sur ce potentiel dans lequel les deux noyaux de carbone conservent leur identité pendant un certain temps, avant une possible pénétration complète de la barrière de Coulomb jusqu'au noyau composé ^{24}Mg .

Ces structures moléculaires sont supposées exister aux énergies proches du seuil d'émission des sous constituants. Par exemple, le seuil d'émission de deux noyaux de carbone dans le ^{24}Mg se situe à $E_{\text{ex}} = 13.93$ MeV, énergie minimale requise pour la formation d'une molécule C-C dans le magnésium. La description de ces configurations avec les énergies seuil associées ont été proposés en 1968 par Ikeda *et al.* [35], et la Fig. I.11 montre ces différents états moléculaires dans les noyaux conjugués- α . La déformation de ces derniers augmentent alors avec l'énergie d'excitation, à mesure que le seuil d'émission des particules constituantes est atteint.

Le cas du ^8Be est l'un des plus marquant de ce phénomène d'agrégat, ce noyau étant instable dans son état fondamental. Il se désintègre alors en deux particules α avec une demi-vie d'environ 8×10^{-17} s. Expérimentalement, une signature de la formation de ce type d'agrégat est l'augmentation des transitions γ de type E2 qui connectent les états excités construits sur la bande de rotation de la configuration moléculaire. Dans le cas du ^8Be , des fortes transitions γ ont effectivement été observées entre les états excités 4^+ et 2^+ du ^8Be , peuplés *via* la réaction de capture radiative $^4\text{He} + ^4\text{He}$ [36, 37].

Récemment, la structure de ces noyaux a été calculée à l'aide de la théorie de la fonctionnelle de la densité d'énergie (EDF - *Energy Density Functional*) par Ebran *et al.* [38, 39]. Dans leurs calculs, les phénomènes de structure en agrégat ont été plus prononcés en utilisant la fonctionnelle relativiste DD-ME2 [40]. En effet, l'énergie de liaison des états déformés ainsi calculée est plus élevée, et la densité de nucléons dans les noyaux allant du ^8Be jusqu'au ^{40}Ca pour différents états déformés est représentée sur la Fig. I.12. La première ligne correspond à la structure de l'état fondamental, et, comme pour le diagramme d'Ikeda de la Fig. I.11, la déformation augmente avec l'énergie d'excitation.

On retrouve dans ces calculs les états moléculaires du ^8Be et du ^{12}C . Concernant le ^{24}Mg , la configuration d'une molécule C-C est aussi reproduite, comme on peut le voir sur l'encadré noir de la Fig. I.12.

Tout comme pour le ^8Be , une large déformation de type C-C dans le ^{24}Mg peut être mis en évidence par la mesure d'une augmentation de la largeur de décroissance radiative Γ_γ

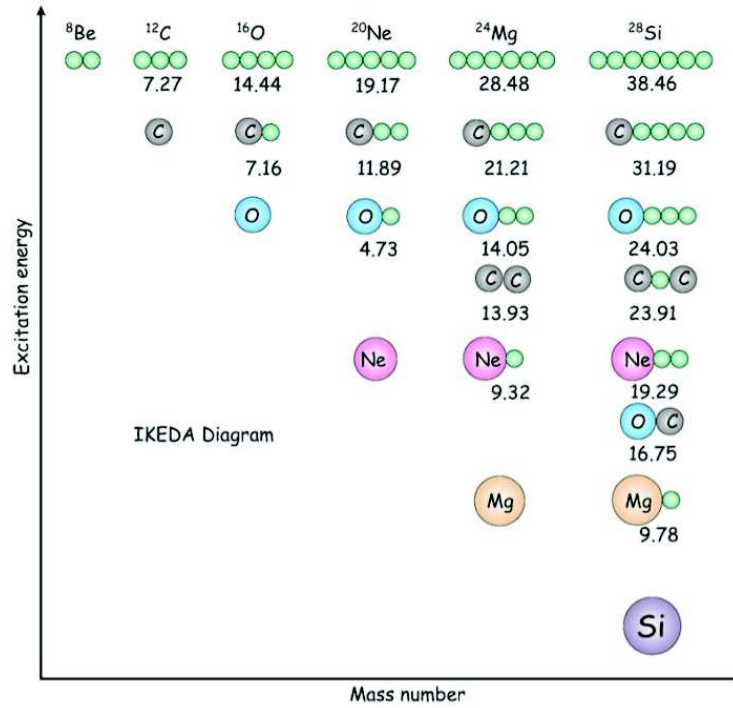


FIGURE I.11 – Diagramme d'Ikeda qui présente la structure moléculaire de noyaux conjugués- α , du ^8Be jusqu'au ^{28}Si . L'énergie d'émission des particules qui forment l'état moléculaire est reportée en MeV. Adapté de la Réf. [35].

entre les états excités de la bande de rotation de cette configuration moléculaire. En 1997, F. Haas *et al.* [41] ont mené une expérience pour mesurer la transition électromagnétique entre un état isolé $J^\pi = 10^+$ à $E_{\text{cm}} = 16.45$ MeV dans le système $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$, et d'autres états résonants $J^\pi = 8^+$ situés entre $E_{\text{cm}} = 8.85$ et 12.98 MeV. Limité par la performance des instruments de mesure alors disponibles, peu de transitions γ entre les états résonants ont été observées. Cependant, l'équipe a pu établir un rapport entre la largeur de décroissance radiative Γ_γ et la largeur de décroissance totale Γ_T de l'état $J^\pi = 10^+$ [41] :

$$(\Gamma_\gamma/\Gamma_T)^{10^+} = (1.2 \pm 0.4) \times 10^{-5}, \quad (\text{I.28})$$

résultat qui reste consistant avec une configuration C-C dans le ^{24}Mg .

Comme nous le verrons par la suite, la persistance des résonances dans le système $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ aux très basse énergies d'interaction, $E_{\text{cm}} < 2$ MeV, pourrait avoir une influence importante sur les scénarios astrophysiques.

I-2.1.2 Densité de niveaux dans le ^{24}Mg

D'autres explications tentent de rendre compte de l'émergence des structures résonantes dans le système $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$. L'une d'entre-elle exploite les différences observées dans l'allure de la fonction d'excitation pour les systèmes voisins de $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$. En effet, dans les réactions $^{12}\text{C} + ^{13}\text{C}$, $^{13}\text{C} + ^{13}\text{C}$ ou encore $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$, la variation de la section efficace de fusion en fonction de l'énergie se fait de façon beaucoup plus régulière, et sans grandes oscillations apparentes (voir par exemple la Fig. I.8 pour le cas de l'oxygène). L'idée est alors d'essayer d'identifier les différences notables entre ces systèmes afin d'obtenir une explication des structures résonantes $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$.

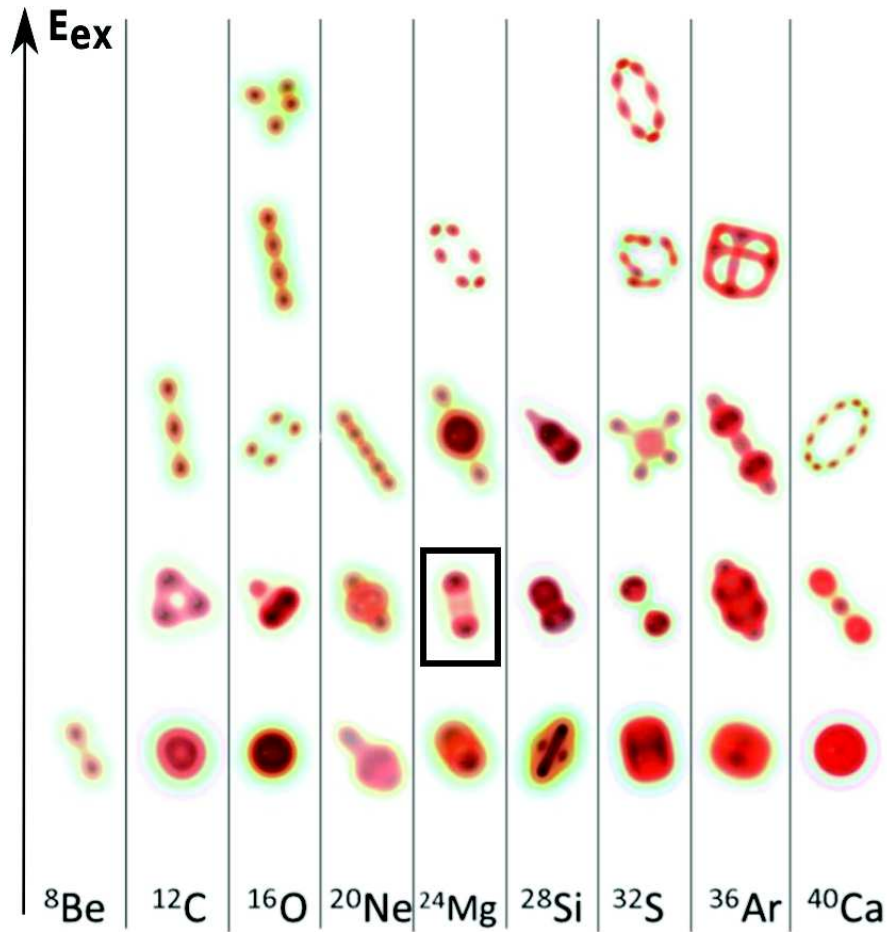


FIGURE I.12 – Structure des noyaux conjugués- α calculée dans la Réf. [39] du ^8Be jusqu'au ^{40}Ca . La première ligne correspond à la structure de l'état fondamental, et la déformation augmente avec l'énergie d'excitation. La configuration moléculaire de type C-C dans le ^{24}Mg est encadrée en noir sur la figure.

En 2011, Esbensen *et al.* [42] ont mené des calculs visant à obtenir une description simultanée des sections efficaces de fusion entre les systèmes $^{12,13}\text{C} + ^{12,13}\text{C}$. Pour ce faire, des calculs en voies couplées ont été réalisés, avec l'utilisation d'un potentiel comprenant un cœur répulsif afin de tenir compte du phénomène de suppression de la fusion aux très basses énergies d'interaction (que nous introduirons dans la prochaine section). Les résultats de ces calculs sont présentés sur le graphique de la Fig. I.13.

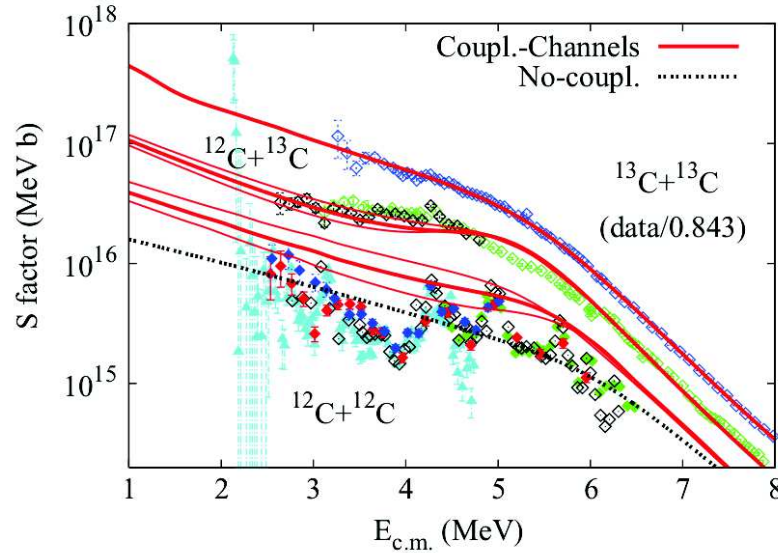


FIGURE I.13 – Comparaison des fonctions d'excitation dans les systèmes $^{12,13}\text{C} + ^{12,13}\text{C}$, avec des calculs en voies couplées pour chacune des réactions (rouge), ainsi qu'un calcul sans couplage pour $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ (pointillés noirs). Les calculs décrivent bien les données $^{13}\text{C} + ^{13}\text{C}$ et $^{12}\text{C} + ^{13}\text{C}$, mais sont en accord avec celles de $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ uniquement au niveau des résonances. Issus de la Réf. [42].

Les résultats des calculs décrivent de façon satisfaisante le facteur astrophysique des réactions $^{13}\text{C} + ^{13}\text{C}$ et $^{12}\text{C} + ^{13}\text{C}$, mais surestime celui de $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$. Pour ce dernier, les résultats des calculs sont en effet comparables aux données expérimentales uniquement au niveau des résonances, excepté pour la dernière à $E_{c.m.} = 2.14$ MeV. Il semble donc qu'il y ait un déficit dans la section efficace de fusion $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ en comparaison des autres systèmes, et que des valeurs similaires sont atteintes uniquement au niveau des résonances.

Pour comprendre ce phénomène, Jiang *et al.* [43] ont étudié la densité de niveaux présent dans le noyau composé faisant suite à la fusion dans ces différents systèmes. Leur hypothèse propose qu'un déficit d'état pouvant être peuplé dans le ^{24}Mg au cours de la fusion $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ peut expliquer l'écart entre les calculs et les données expérimentales de la Fig. I.13 pour ce système.

Le graphique de la Fig. I.14 présente une comparaison de la densité totale d'état ρ_{tot} en fonction de l'énergie d'excitation U pour le ^{24}Mg , le ^{25}Mg et le ^{32}S , noyaux composés formés après la fusion $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$, $^{12}\text{C} + ^{13}\text{C}$ et $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$, respectivement. Les données (points) proviennent de la Réf. [44], et les calculs (lignes) sont issus de la Réf. [43]. Les deux barres verticales en pointillés noirs représentent la zone en énergie explorée dans le ^{24}Mg lors de la fusion $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ allant de $E_{c.m.} = 1$ MeV à $E_{c.m.} = 6$ MeV.

Cette figure montre clairement que la densité de niveaux dans le ^{24}Mg , pour une énergie

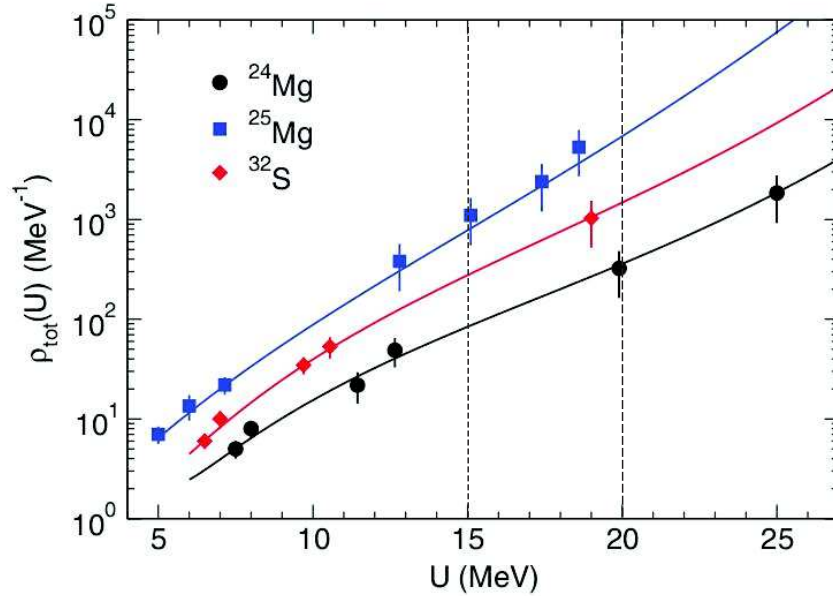


FIGURE I.14 – Comparaison de la densité de niveaux dans les noyaux ^{24}Mg , ^{25}Mg et ^{32}S en fonction de leur énergie d'excitation. Les barres verticales en pointillés noirs montrent l'énergie d'excitation du ^{24}Mg explorée lors de la fusion $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ allant de $E_{\text{cm}} = 1$ MeV à $E_{\text{cm}} = 6$ MeV. Adapté de la Réf. [43].

d'excitation donnée, est bien inférieure à celle des deux autres noyaux. Comme le ^{25}Mg est un noyau pair/impair, il est attendu que sa densité de niveaux soit plus élevée que dans le cas du ^{24}Mg . De plus, la fusion $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ est celle pour laquelle la chaleur de réaction est la plus faible :

$$\begin{aligned}
 Q_{\text{fus}} &= 13.93 \text{ MeV} && \text{pour } ^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}, \\
 Q_{\text{fus}} &= 16.32 \text{ MeV} && \text{pour } ^{12}\text{C} + ^{13}\text{C}, \\
 Q_{\text{fus}} &= 16.54 \text{ MeV} && \text{pour } ^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}.
 \end{aligned}
 \tag{I.29}$$

Ainsi, la zone en énergie explorée dans le ^{25}Mg et le ^{32}S sera d'autant plus élevée, et donc composée d'une très haute densité d'états pouvant être peuplés lors de la fusion.

Par conséquent, l'espacement moyen entre deux états, noté D , sera plus large dans le cas du ^{24}Mg , en comparaison du ^{25}Mg et du ^{32}S .

Il est alors utile de comparer cet espacement moyen entre les états avec la largeur Γ de ces derniers, *via* le rapport Γ/D . On distinguera deux cas :

- $\Gamma/D > 1$: dans cette situation, la largeur des états est plus grande que leur espacement moyen, et on assiste à un fort recouvrement des différents niveaux du noyau composé. Ainsi, plusieurs d'entre-eux peuvent être peuplés au cours de la fusion.
- $\Gamma/D < 1$: pour cette configuration, l'espacement entre les niveaux est supérieur à la largeur des états, qui ne se recoupent pas, limitant la possibilité de formation du noyau composé.

Les résultats de la Réf. [43] montrent que la première configuration caractérise les noyaux composés ^{25}Mg et ^{32}S , tandis que la situation du ^{24}Mg correspond plutôt à la deuxième

configuration où $\Gamma/D < 1$, dès lors que $E_{\text{cm}} < 7.3$ MeV. Ainsi, un espace des phases réduit provoque un déficit dans la section efficace de fusion $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ aux énergies sous-coulombiennes, excepté au niveau des résonances où ces états relativement isolés dans le ^{24}Mg sont accessibles. Un phénomène similaire avait par ailleurs été discuté par F. Haas *et al.* dans la Réf. [45], où leur étude montre que l'apparition des structures résonantes est d'autant plus probable que le nombre de voies ouvertes dans le système est faible.

I-2.2 Suppression de la fusion

Dans les sections précédentes, nous avons discuté de l'origine possible des structures présentes dans la section efficace de fusion $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$. Il est aussi d'un intérêt particulier de s'intéresser à l'évolution globale de la fonction d'excitation, afin de pouvoir extrapoler une tendance vers les régions astrophysiques. Dans la section qui concerne la phase de combustion du carbone (Sect. I-1.3.3), nous avons présenté deux extrapolations du facteur astrophysique $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ qui diffèrent de plusieurs ordres de grandeur dans la gamme d'énergie $E_{\text{cm}} < 2$ MeV (voir Fig. I.7).

L'un de ces modèles prédit une suppression de la fusion à très basse énergie d'interaction. Ce phénomène a été observé expérimentalement pour des systèmes de masse intermédiaire, et une systématique a été extrapolée vers les systèmes légers [46]. Dans les sections suivantes, nous présentons les résultats expérimentaux et certains modèles théoriques pouvant expliquer ce processus, avant de s'intéresser à sa possible présence dans le système $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$.

I-2.2.1 Observations expérimentales et modèles théoriques

La suppression de la fusion a été observée dans de nombreux systèmes de masse intermédiaire [47]. Un des cas marquant est la mesure de la section efficace de fusion $^{64}\text{Ni} + ^{64}\text{Ni}$ autour et en dessous de la barrière de Coulomb. Les résultats obtenus par Jiang *et al.* [48] sont illustrés sur le graphique de la Fig. I.15. La section efficace de fusion a été mesurée jusqu'à quelques dizaines de nanobarn. Des calculs en voies couplées utilisant un potentiel d'interaction standard de type Wood-Saxon et qui tiennent compte des interactions entre les états excités du noyau cible et projectile sont également représentés sur la figure.

Les résultats des calculs décrivent remarquablement bien les données jusqu'à une énergie $E_{\text{lab}} \approx 176$ MeV. En dessous de cette énergie, on observe une rapide diminution de la section efficace de fusion, que les calculs en voies couplées ne peuvent reproduire. Pour tenir compte de cette suppression de la fusion, différentes approches théoriques peuvent être employées, afin de modifier le potentiel d'interaction utilisé dans les calculs.

En 2006, Mişicu *et al.* [49] ont proposé d'introduire de façon phénoménologique, dans le calcul du potentiel, les propriétés d'incompressibilité de la matière nucléaire. Les noyaux sont en effet composés de fermions, et le recouvrement d'états quantiques est interdit par le principe de Pauli. Cette propriété peut alors se manifester à très basse énergie d'interaction lorsque les deux noyaux sont à une distance $r < R_1 + R_2$, où R_1 et R_2 sont les rayons des deux noyaux intervenant dans la collision. Dès lors, la densité de fermions (protons et neutrons) dans un volume réduit est très importante, et l'idée exploitée dans cet article est que cette concentration ne peut excéder une certaine valeur, ce qui a pour effet de produire un cœur répulsif au sein du potentiel d'interaction, comme présenté sur le graphique de la Fig. I.16. En bleu, un potentiel d'interaction standard de type Wood-Saxon est

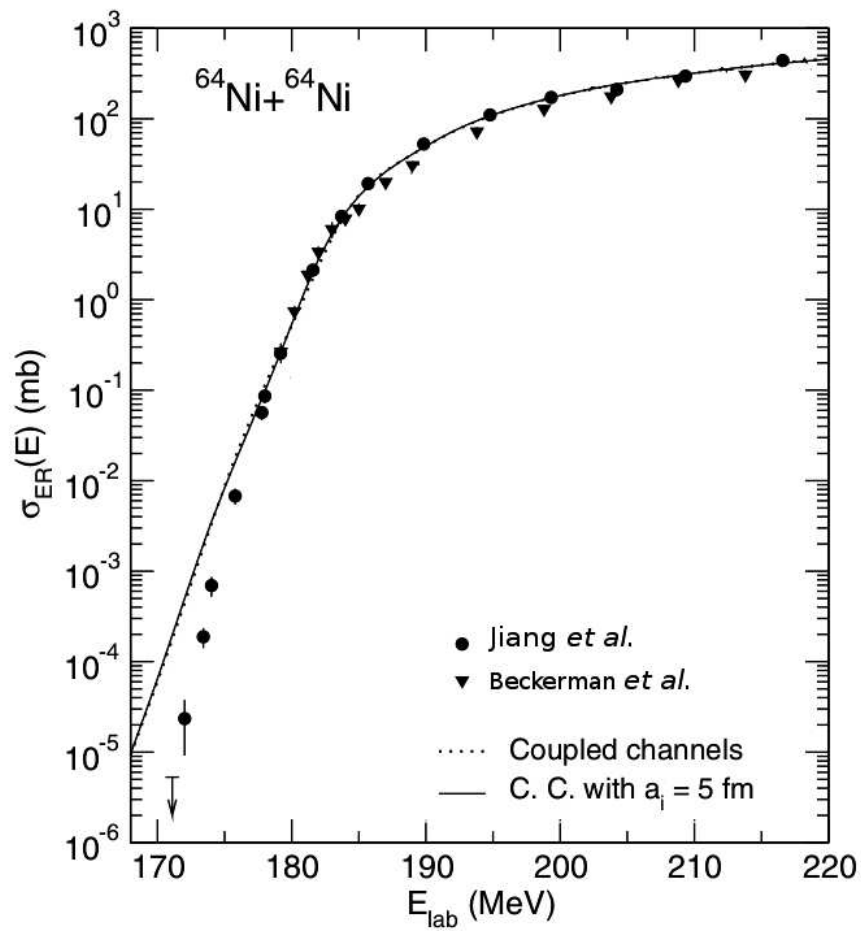


FIGURE I.15 – Section efficace de fusion $^{64}\text{Ni} + ^{64}\text{Ni}$ en fonction de l'énergie du faisceau, adaptée de la Réf. [48]. Les calculs en voies couplées reproduisent les données jusqu'à $E_{\text{lab}} \approx 176$ MeV, où une chute brutale de la section efficace de fusion est observée.

représenté (potentiel Akyüz-Winther), et la courbe rouge est le potentiel tenant compte d'un cœur répulsif (potentiel M3Y+repulsion).

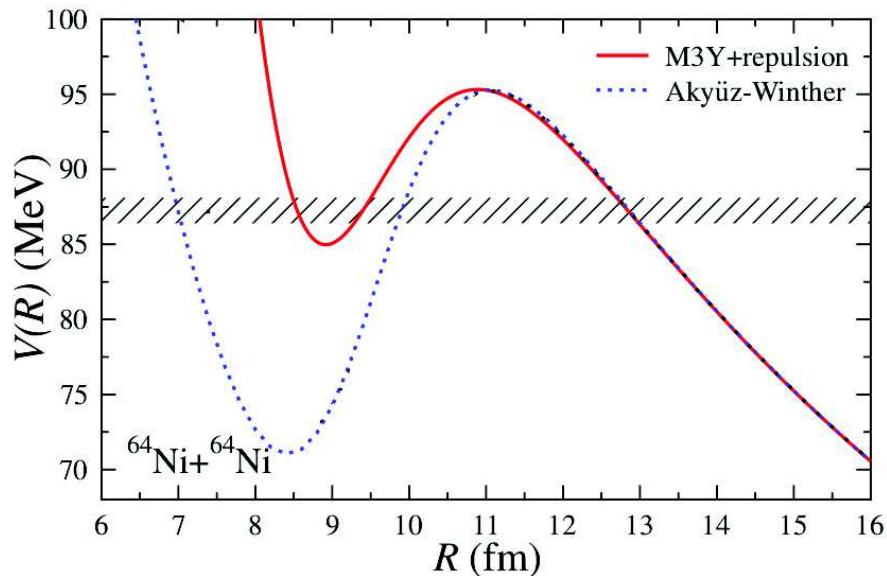


FIGURE I.16 – Modification du potentiel d'interaction $^{64}\text{Ni} + ^{64}\text{Ni}$ avec introduction d'un cœur répulsif, résultant en la formation d'une poche de potentiel peu profonde (rouge). La partie rayée noire indique la localisation de l'énergie à laquelle le phénomène de suppression de la fusion se manifeste dans ce système. Adaptée de la Réf. [49].

L'introduction de ce cœur répulsif a pour effet de développer un puits peu profond dans le potentiel nucléaire, et augmente également la largeur de la barrière de Coulomb. Dès lors, pour des énergies de collision bien inférieure à E_C , la probabilité de pénétrer la barrière sera diminuée, reproduisant l'effet de la suppression de la fusion.

La Fig. I.17 montre les résultats des calculs de voies couplées en utilisant les différents potentiels présentés Fig. I.16. L'utilisation du potentiel contenant le cœur répulsif (rouge) permet une description des données jusqu'aux plus basses énergie d'interaction, et reproduit la chute de section efficace observée expérimentalement. Le potentiel Akyüz-Winther, sans répulsion, ne peut reproduire le déficit dans la section efficace. La courbe verte est quand à elle la limite sans couplage, où seul l'état fondamental des noyaux cibles et projectiles est utilisé dans les calculs.

D'autres études se sont également intéressées à cette suppression de la fusion. Par exemple, C. Simenel *et al.* [50] ont introduit de façon explicite le principe d'exclusion de Pauli dans des modèles microscopiques basés sur des calculs Hartree-Fock. De la même façon, la densité de nucléons dans un volume restreint sera limitée et la fusion réduite, notamment aux énergies bien en dessous la barrière de Coulomb. Un potentiel d'interaction est dérivé à l'aide de cette méthode et comparé à des calculs Hartree-Fock qui n'incluent pas explicitement le principe de Pauli.

La Fig. I.18 présente les résultats de ces calculs pour l'étude de la réaction $^{48}\text{Ca} + ^{48}\text{Ca}$, pour laquelle une suppression de la fusion est également observée [51]. Le potentiel décrit par la courbe rouge en pointillés (DCFHF) est celui pour lequel le principe de Pauli

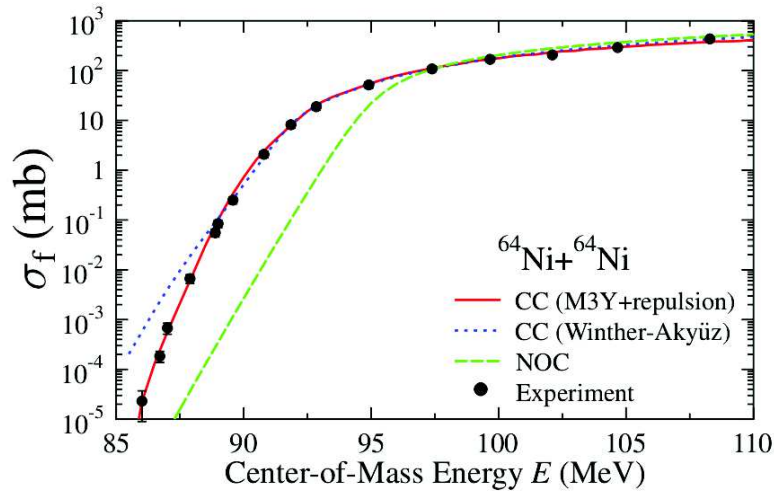


FIGURE I.17 – Résultats des calculs en voies couplées en utilisant les différents types de potentiels présentés sur la Fig. I.16. Le potentiel qui inclut le cœur répulsif (rouge) est celui qui décrit le mieux les données expérimentales de section efficace de fusion en fonction de l'énergie dans le centre de masse. La courbe verte présente les calculs sans couplage (NOC) aux états excités des noyaux cibles et projectiles. Issus la Réf. [49].

est introduit, contrairement au potentiel de la courbe bleue (FHF).

Comme on peut le voir sur la partie haute de la Fig. I.18, une poche peu profonde se développe à l'intérieur du potentiel nucléaire, et la largeur de la barrière de Coulomb est également plus importante. L'utilisation de ce potentiel dans les calculs en voies couplées permet une bonne description des données expérimentales, comme on peut le voir sur la partie basse de la Fig. I.18.

Les modèles que nous venons d'évoquer se basent sur des propriétés fondamentales de la matière nucléaire, et ce phénomène de suppression de la fusion est donc supposé se manifester quelque soit le système étudié. Jusqu'à présent, seuls des systèmes symétriques dans la voie d'entrée ont été présentés, mais ce phénomène a également été observé pour des cas asymétriques (voir par exemple les Figs. I.20 et I.21). Dans la prochaine section, nous discutons de l'extrapolation de ce phénomène vers les noyaux plus légers, susceptible d'impacter directement les réactions d'intérêt astrophysique.

I-2.2.2 Systématique

Pour la suite de la discussion, il est intéressant de présenter les résultats en terme de facteur astrophysique. Ce dernier présente en effet un maximum à l'énergie où le phénomène de suppression de la fusion commence à se manifester, comme on peut le voir sur la Fig. I.19 dans le cas de la réaction $^{64}\text{Ni} + ^{64}\text{Ni}$. Un maximum dans le facteur astrophysique autour de $E = 88$ MeV est visible sur la figure.

Il est à noter que le système $^{64}\text{Ni} + ^{64}\text{Ni}$ est caractérisé par une chaleur de réaction négative, $Q = -48.82$ MeV. De ce fait, le facteur astrophysique présente naturellement un maximum avant de devenir nul lorsque $E = -Q$, où la fusion n'est plus énergétiquement permise. En revanche, pour les systèmes à chaleur de réaction positive, la tendance du facteur astrophysique lorsque E tend vers 0 n'est pas défini *a priori*. Dès lors, la présence

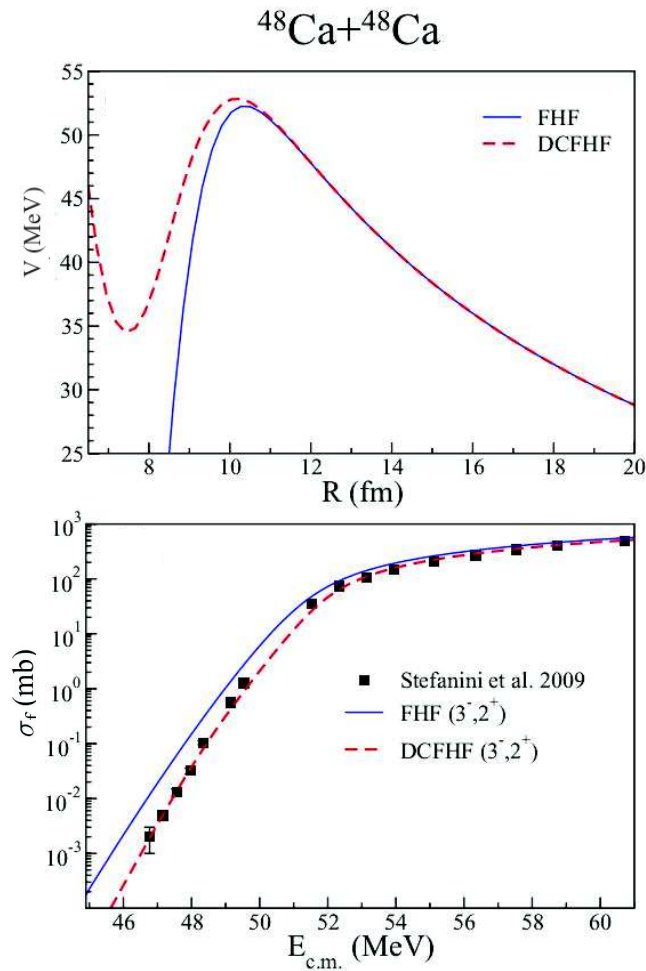


FIGURE I.18 – Potentiels d'interaction (haut) et calculs de section efficace (bas) pour la fusion $^{48}\text{Ca} + ^{48}\text{Ca}$. La courbe rouge est le modèle Hartree-Fock tenant compte de façon explicite du principe d'exclusion de Pauli, et ce potentiel reproduit mieux la suppression de la fusion observée dans les données expérimentales. Issus de la Réf. [50].

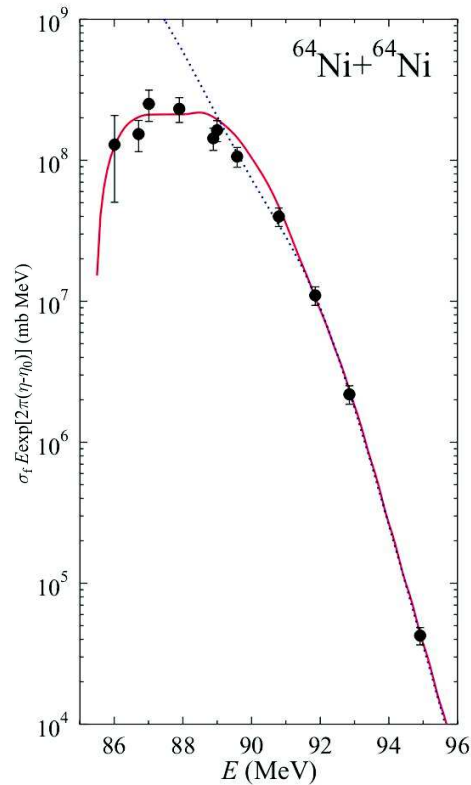


FIGURE I.19 – Facteur astrophysique pour la réaction $^{64}\text{Ni} + ^{64}\text{Ni}$ issu de la Réf [52]. Un maximum dans le facteur astrophysique est atteint autour de $E = 88$ MeV, énergie pour laquelle on observe une chute brutale de la section efficace.

d'un maximum est directement associée au phénomène de suppression de la fusion [46].

Des études se sont alors consacrées à la mesure de la section efficace de fusion dans des systèmes de plus en plus légers, avec des chaleurs de réaction positive. Parmi eux, le cas de la fusion $^{24}\text{Mg} + ^{30}\text{Si}$ ($Q = 17.89$ MeV) présente effectivement un maximum dans le facteur astrophysique, comme le montre le graphique de la Fig. I.20. Plusieurs calculs sont visibles utilisant différentes techniques : un potentiel de type Wood-Saxon en voies couplées (bleu foncé), un potentiel avec introduction d'un cœur répulsif en voies couplées (rouge) et sans voies couplées (bleu ciel). La courbe verte provient quand à elle d'une étude systématique sur les systèmes présentant un maximum dans le facteur astrophysique, qui sera présentée plus bas dans le texte.

Un maximum autour de $E = 21$ MeV semble être atteint dans le facteur astrophysique de la réaction $^{24}\text{Mg} + ^{30}\text{Si}$, bien que davantage de données expérimentales pour $E < 20$ MeV pourraient apporter des informations plus précises. Cependant, cela nécessite des installations pouvant mesurer des sections efficaces inférieures au μbarn , ce qui représente un grand défi expérimental.

Plus récemment encore, nous avons participé à la mesure de la section efficace de fusion $^{12}\text{C} + ^{30}\text{Si}$ ($Q = 14.11$ MeV) menée au Laboratoire National de Legnaro (Italie). De même que pour le système $^{24}\text{Mg} + ^{30}\text{Si}$, les résultats semblent indiquer la présence d'un maximum dans le facteur astrophysique autour de $E = 10.5$ MeV [54].

Tous ces systèmes de plus en plus légers se rapprochent des réactions de fusion entre ions

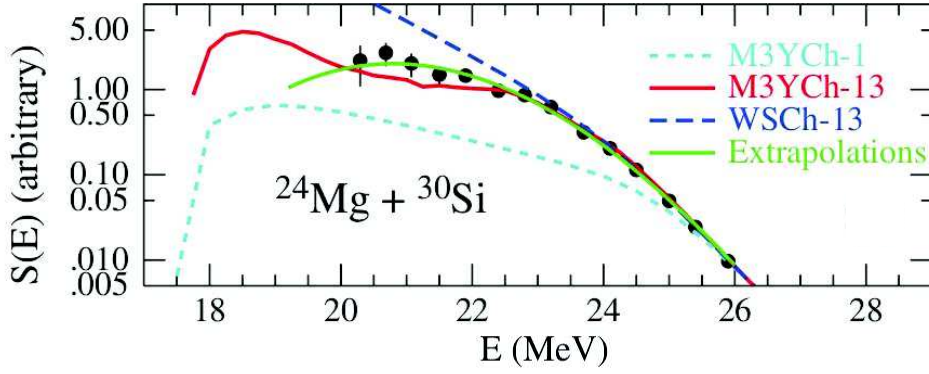


FIGURE I.20 – Facteur astrophysique pour la réaction $^{24}\text{Mg} + ^{30}\text{Si}$ issu de la Réf [53]. Un maximum dans le facteur astrophysique est atteint autour de $E = 21$ MeV, marquant le début de la suppression de la fusion dans ce système.

lourds dont l'intérêt est majeur en astrophysique comme $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$, $^{12}\text{C} + ^{16}\text{O}$ et $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$ notamment. Dans le but d'extrapoler l'apparition de la suppression de la fusion observée dans de nombreux cas, Jiang *et al.* ont proposé une méthode permettant d'obtenir l'énergie à laquelle le phénomène est susceptible de se manifester [46]. La section efficace dans tous ces systèmes a été ajustée par :

$$\sigma(E) = \sigma_s \frac{E_s}{E} \exp \left[A_0(E - E_s) - B_0 \frac{2}{E_s^{0.5}} \left\{ \left(\frac{E_s}{E} \right)^{0.5} - 1 \right\} \right], \quad (\text{I.30})$$

où A_0 , B_0 , E_s et σ_s sont les paramètres de l'ajustement. E_s et σ_s sont l'énergie et la section efficace auxquelles le maximum dans le facteur astrophysique est atteint, respectivement. Cette formule a par exemple été utilisée pour ajuster les données de fusion $^{24}\text{Mg} + ^{30}\text{Si}$ présentées Fig. I.20, et le résultat de l'ajustement est la courbe verte. Une analyse similaire portant sur un grand nombre de système a ainsi été réalisée, et une tendance se dégage dans la valeur de E_s en fonction du paramètre de la voie d'entrée $\zeta = Z_1 Z_2 \mu^{1/2}$, où μ est la masse réduite du système et Z_1 et Z_2 le numéro atomique des noyaux cibles et projectiles. Une relation empirique relie en effet ces deux quantités [46] :

$$E_s^{\text{emp}} = \left(\frac{0.495 \times \zeta}{2.33 + 580/\zeta} \right)^{2/3}. \quad (\text{I.31})$$

La Fig. I.21 présente la valeur de E_s en fonction de ζ pour les différents systèmes étudiés à l'aide de l'équation I.30.

Bien que la persistance de ce phénomène vers les systèmes $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ et $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$ soit encore à démontrer expérimentalement, cette tendance observée sur la Fig. I.21 permet d'extrapoler la section efficace de fusion vers la fenêtre de Gamow, afin d'étudier les possibles conséquences sur les scénarios astrophysiques.

I-2.3 Impact sur les scénarios astrophysique

Comme évoqué dans la Sect. I-1.3.3, les modèles standards d'évolution stellaire se basent sur l'extrapolation de Fowler *et al.* [21,23], représentée par la courbe magenta sur la Fig. I.7, pour incorporer la valeur de la section efficace de fusion $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$. Comme nous venons de le voir, la présence de résonances ou du phénomène de suppression de la fusion pour

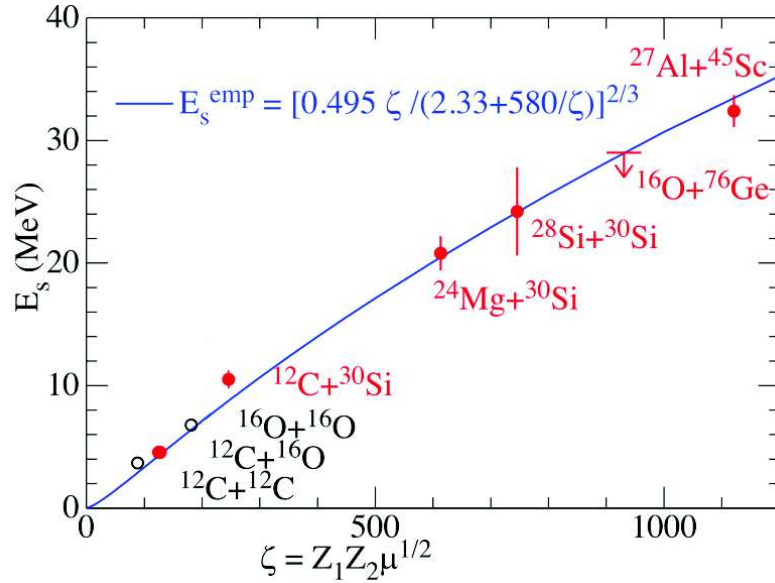


FIGURE I.21 – Énergie du maximum dans le facteur astrophysique (E_s) en fonction du paramètre ζ caractérisant la voie d'entrée. Les points rouges sont les systèmes pour lesquels la suppression de la fusion a été observée, tandis que les points ouverts sont des extrapolations vers les réactions d'intérêt astrophysique $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ et $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$. Issus de la Réf. [54].

$E_{\text{cm}} < 3$ MeV peut augmenter, ou diminuer, respectivement, le taux de réaction $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ calculé par ces modèles. Plusieurs études ont été menées pour comprendre l'impact de telles incertitudes dans l'évolution des étoiles massives ou dans le démarrage de scénarios explosifs liés à l'accrétion de matière par un objet compact dans un système binaire. Nous présentons quelques uns de ces résultats dans les prochaines sections.

I-2.3.1 Évolution des étoiles massives

La Fig. I.22 présente les différents taux de réactions $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ en fonction de la température stellaire utilisés dans l'étude de Pignatari *et al.* [55]. Le calcul standard CF88 est effectué avec l'extrapolation de Fowler *et al.* [21, 23], et ce dernier est également multiplié et divisé par 10 pour en étudier les conséquences. La limite supérieure adoptée dans l'article tient compte de la résonance mesurée par Spillane *et al.* [13] à $E_{\text{cm}} = 2.14$ MeV et d'une hypothétique résonance située à $E_{\text{cm}} = 1.5$ MeV. Enfin, la limite inférieure est calculée en tenant compte de la suppression de la fusion dans le système $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ [28, 56].

L'idée est de dériver les différentes évolutions et la nucléosynthèse d'une étoile dont la masse initiale est $M = 25 M_{\odot}$ en utilisant ces différents taux de réaction $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$.

Parmi les résultats de cette étude, nous nous intéressons à la production du ^{26}Al et du ^{60}Fe , car ces deux isotopes peuvent être détectés à l'aide d'observations astronomiques. En effet, le ^{26}Al décroît avec un temps de demi-vie de $T_{1/2} = 7.17 \times 10^5$ ans par capture électronique vers un état excité du ^{26}Mg qui émet alors un photon d'énergie $E_{\gamma} = 1.8$ MeV [57]. Ces photons peuvent être détectés à l'aide de télescope spatiaux pour estimer la concentration en ^{26}Al dans la galaxie [58, 59].

Le ^{60}Fe décroît vers le ^{60}Co par désintégration β^- avec une demi-vie $T_{1/2} = 2.62 \times 10^6$ ans [60], et il a été détecté dans des sédiments marins [61–63], et, récemment, à la surface de la Lune [64].

Potentiellement, l'abondance de ces deux éléments peut donc être comparée avec les taux

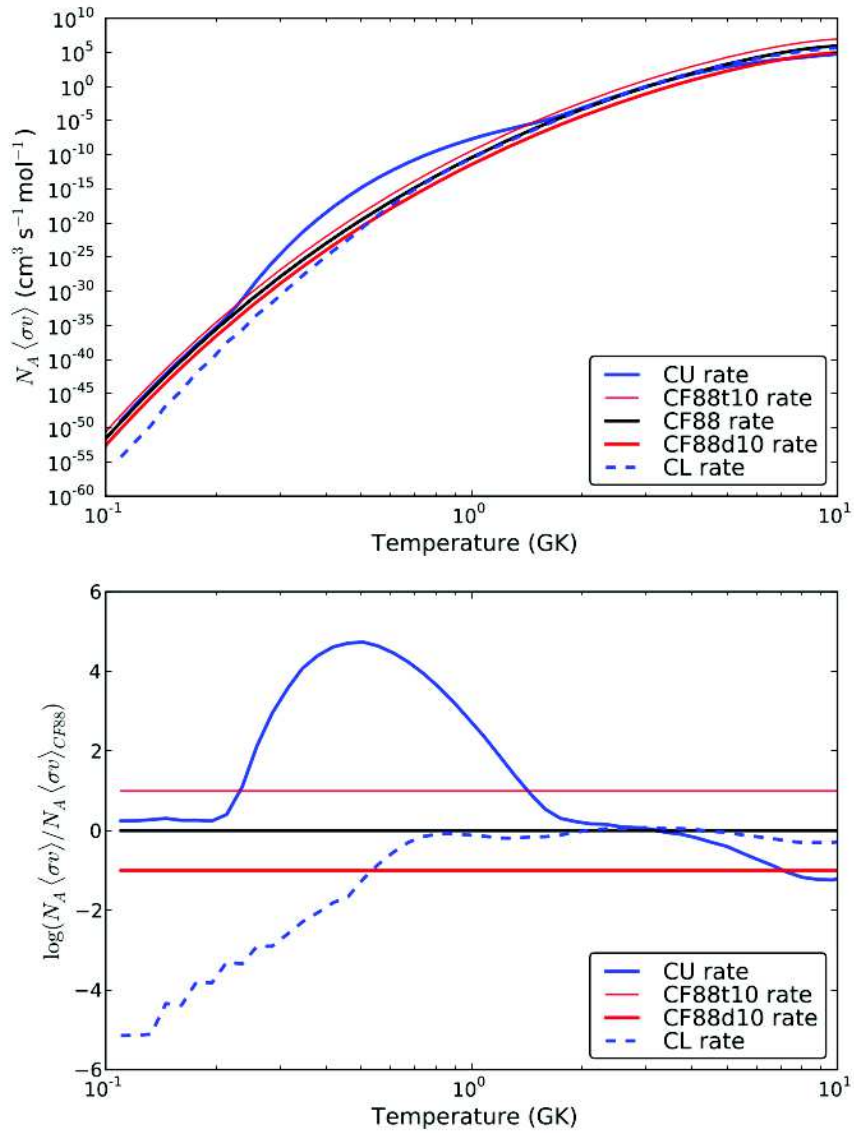


FIGURE I.22 – Taux de réactions pour différentes extrapolations de la section efficace $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ en fonction de la température : le modèle de Fowler (CF88), multiplié (CF88t10) ou divisé (CF88d10) par 10, une limite supérieure (CU) incluant des résonances (voir texte), et une limite inférieure (CL) tenant compte de la suppression de la fusion. Le graphique du bas montre les taux de réaction normalisés au modèle standard CF88. Issus de la Réf. [55].

de production obtenus par les codes d'évolution stellaire.

La tendance qui se dégage de l'étude de la Réf. [55] est que l'abondance de ces deux isotopes est inversement proportionnelle au taux de réaction $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ utilisé : plus ce dernier est faible, plus une quantité importante de ^{60}Fe et ^{26}Al est produite. Pour le ^{26}Al , l'effet est à nuancer du fait que sa production dépend également fortement des modèles stellaires utilisés.

Ce résultat est expliqué par une température et une densité stellaire qui doivent être plus élevées pour démarrer la phase de combustion du carbone lorsque de plus faibles taux de réaction sont employés, comme c'est le cas pour le modèle de suppression de la fusion. Ceci influe sur d'autres processus et notamment la réaction $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$, qui devient alors une source efficace de neutrons, plus abondamment générés dans ces conditions. Après une série d'interactions au cours de l'évolution de l'étoile, ces neutrons sont responsables de l'accroissement de la production du ^{60}Fe et du ^{26}Al . Il est à noter que les observations rendent effectivement compte d'une production importante de ^{26}Al dans la galaxie [65], tandis que l'abondance de ^{60}Fe semble être déjà surestimée par les modèles stellaires standards, et le serait donc davantage avec un faible taux de réaction $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ [56].

La bonne connaissance de ce taux de réaction est également cruciale pour déterminer la masse limite M_L des étoiles pouvant démarrer la phase de combustion du carbone. Une étude a été menée par Straniero *et al.* [66], dont les résultats sont présentés sur le graphique de la Fig. I.23. La masse limite M_L est exprimée en fonction de la masse du soleil M_\odot . L'étude compare l'utilisation des taux de réactions de Fowler *et al.* [21, 23] et ceux obtenus après introduction d'une résonance à $E = 1.4$ MeV, et détermine la masse limite en fonction de la métallicité de l'étoile, notée Z . Cette variable exprime la quantité d'éléments au-delà de l'hélium composant l'étoile :

$$Z = \sum_{i>\text{He}} \frac{m_i}{M}, \quad (\text{I.32})$$

où m_i est la fraction de masse de l'élément i , et M la masse de l'étoile. À titre d'exemple, le soleil a une métallicité $Z = 0.0134$ [67].

Ces résultats montrent que la présence d'une résonance autour de $E = 1.4$ MeV diminue la valeur de M_L d'environ 2 fois la masse du soleil. Cet abaissement de la valeur limite en comparaison des calculs standards conduit à une augmentation de la population d'étoiles pouvant entreprendre les phases de combustions avancées (néon, oxygène, silicium), tandis que le nombre de naines blanches susceptibles d'exploser dans des supernovae de type Ia, phénomène que nous présentons dans la prochaine section, serait diminué d'un facteur 4 environ [66].

I-2.3.2 Systèmes binaires

Dans de nombreux cas, les étoiles forment un système binaire, et sont liées par l'attraction gravitationnelle. Dans cette situation, l'évolution stellaire peut être fortement influencée par la présence du compagnon. Les exemples les plus marquants sont les systèmes où un objet compact, comme une naine blanche ou une étoile à neutron, est lié à une étoile résidant sur la séquence principale ou sur la branche des géantes rouges par exemple. L'objet compact peut alors accréter de la matière de son compagnon, comme illustré sur la vue

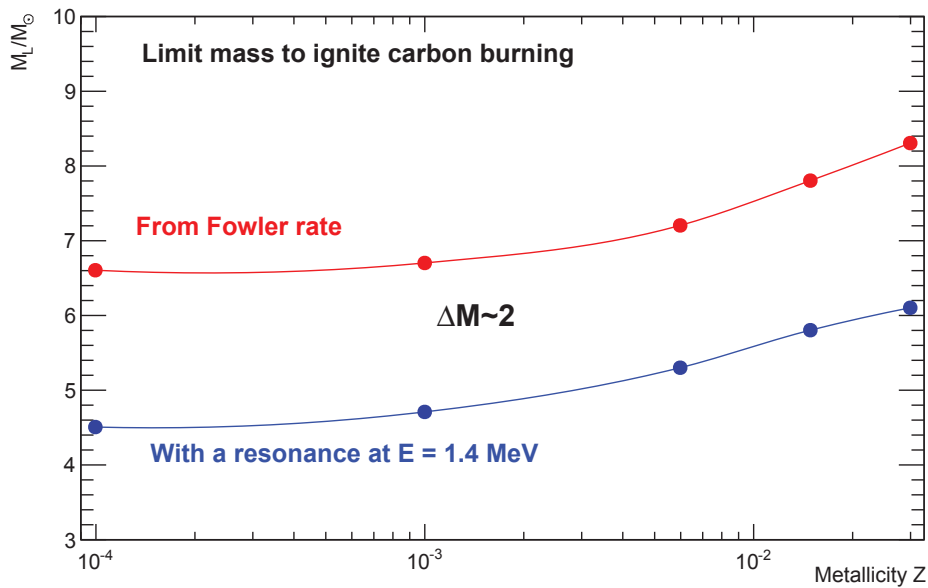


FIGURE I.23 – Masse limite M_L/M_\odot des étoiles pouvant entreprendre la combustion du carbone, en fonction de la métallicité Z et suivant les taux de réaction standard de Fowler (rouge) ou tenant compte d'une hypothétique résonance à $E = 1.4$ MeV (bleu). Valeurs issues de la Réf. [66].

d'artiste de la Fig. I.24.

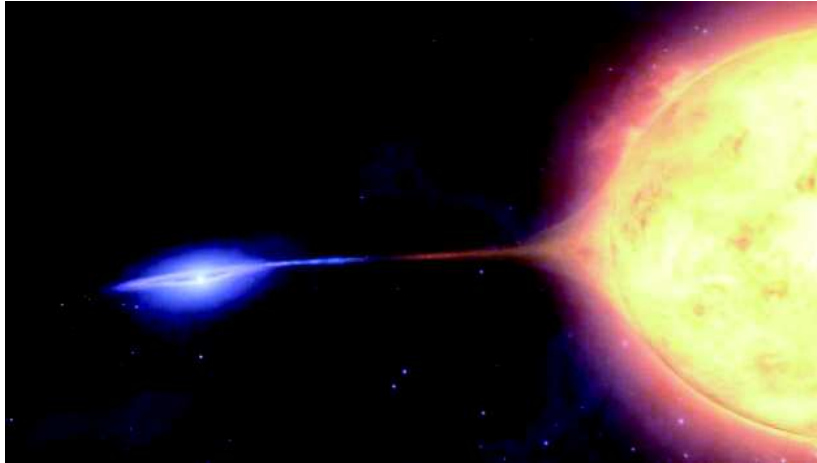


FIGURE I.24 – Vue d'artiste d'un système binaire présentant l'accrétion de matière du compagnon (à droite) par une naine blanche (à gauche). La matière est accrétée jusqu'à éventuellement déclencher une supernova de type Ia. Crédits : NASA.

Dans de nombreux cas, ces naines blanches sont constituées d'un cœur de carbone et d'oxygène [8]. L'accrétion de matière provoque une augmentation de la densité et de la température de cette dernière, jusqu'à un possible démarrage de la fusion $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$, qui est le paramètre clé dans le déclenchement des supernova de type Ia [68, 69]. Ces phénomènes sont responsables d'une nucléosynthèse explosive notamment des éléments autour du manganèse, du fer, du cobalt et du nickel [8].

Dans ce type de scénario, le démarrage de la fusion $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ est supposé avoir lieu autour d'une température $T \sim 5 \times 10^8$ K, correspondant à une fenêtre de Gamow $E_0 = 1.5 \pm 0.3$ MeV,

où les extrapolations de la section efficace diffèrent de plusieurs ordres de grandeur. Le principal impact de ces différents modèles concerne l'obtention de la température et de la densité auxquelles la fusion $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ va débiter, comme le montre le graphique de la Fig.I.25. Cette figure présente la courbe de démarrage de la fusion $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ dans le diagramme ρ - T pour des naines blanches dont le cœur est composé à 30% de carbone.

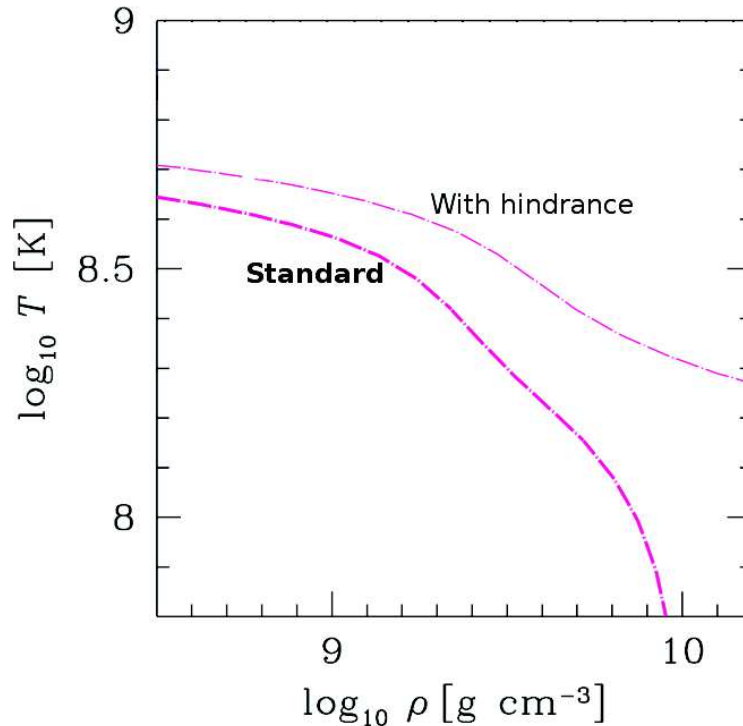


FIGURE I.25 – Diagramme ρ - T pour le démarrage de la fusion $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ au cœur d'une naine blanche composée de 30% de carbone, avec le modèle standard de Fowler [21, 23] (en gras) et le modèle de suppression de la fusion [28] (en clair). Adapté de la Réf. [56].

Les résultats montrent qu'une densité et une température plus élevée sont nécessaires au démarrage de la fusion du carbone si l'on tient compte de la suppression de la fusion dans le système $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$. Ceci change les conditions physiques et la dynamique de ces événements explosifs.

Dans une autre étude, Cooper *et al.* [68] discutent de l'influence d'une possible résonance au cœur de la fenêtre de Gamow, $E = 1.5 \text{ MeV}$. Dans ce cas, la température et la densité propice au démarrage de la fusion $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ est éventuellement réduite, ce qui conduit en retour à une explosion moins énergétique. Ceci pourrait diminuer la quantité d'éléments synthétisés autour de la région du fer dans les calculs de nucléosynthèse.

Dans leur étude, Cooper *et al.* [68] se sont également intéressés à l'influence de cette résonance sur l'accrétion de matière par une étoile à neutron, où la fusion $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ est également le paramètre clé du déclenchement des *superbursts*, événements très énergétiques visibles dans le domaine des rayons-X. La présence d'une résonance à $E = 1.5 \text{ MeV}$ diminue la densité à atteindre dans les couches externes de l'étoile à neutron pour entamer la réaction $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$, ce qui serait en accord avec les observations astronomiques [68].

Comme annoncé plus tôt, une étude récente de la réaction $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ par une méthode in-

directe propose la présence de nombreuses résonances entre $E_{\text{cm}} \approx 2.6$ MeV et $E_{\text{cm}} \approx 0.8$ MeV [14]. Cependant, la validité des résultats est sujette à controverse [15, 16], et des mesures directes sont nécessaires pour confirmer de la façon la plus fiable possible l'évolution de la section efficace de fusion $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ vers les basses énergies. Ces mesures directes au plus proche de la fenêtre de Gamow sont au cœur de ce travail de thèse et du dispositif expérimental développé par notre équipe, que nous présentons dans la prochaine partie de ce manuscrit.

Partie II

Techniques de mesure de la section efficace de fusion $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$

Sommaire

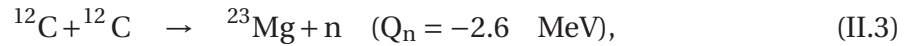
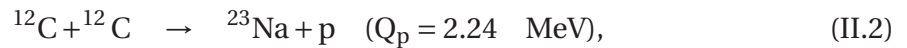
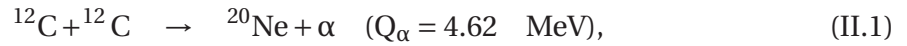
II-1	Produits de réaction	47
II-2	Mesures distinctes	48
II-2.1	Particules chargées	48
II-2.2	Gammas issus des résidus d'évaporation	50
II-2.3	Contraintes et limites de la mesure distincte	51
II-3	Technique des coïncidences	52
II-3.1	Principe	52
II-3.2	Application de la méthode : expérience $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ à Argonne	53
II-3.2.1	DéTECTEURS γ	53
II-3.2.2	DéTECTEURS DE PARTICULES ET CHAMBRE À RÉACTION	53
II-3.2.3	ACCÉLÉRATEUR ET TEMPS DE FAISCEAU	56
II-3.2.4	ANALYSE	57
II-3.3	Contraintes et défis de la technique des coïncidences	65
II-4	Le projet STELLA	65
II-4.1	Chambre à réaction	66
II-4.1.1	Design général	66
II-4.1.2	Intérieur de la chambre	68
II-4.1.3	Extensions moniteurs	70
II-4.2	Système de pompage	73
II-4.2.1	Primaire et secondaire	73
II-4.2.2	Pompe cryogénique	73
II-4.3	Cibles fixes et cibles tournantes	74
II-4.3.1	Mécanisme	75
II-4.3.2	Étude thermique	77
II-4.4	L'ensemble de détection γ : la collaboration UK FATIMA	79
II-4.4.1	Caractéristiques	79
II-4.4.2	Simulation de la configuration géométrique	81
II-4.4.3	Simulation de l'activité intrinsèque	85
II-4.5	DéTECTEURS DE PARTICULES	87
II-4.5.1	Caractéristiques techniques	87
II-4.5.2	Géométrie de l'ensemble	91

II-4.6	Système d'acquisition	93
II-4.6.1	Système de déclenchement	93
II-4.6.2	Synchronisation temporelle	95
II-4.7	L'accélérateur Andromède	96

Depuis les années 1960 et l'émergence des faisceaux stables jusqu'à nos jours, la réaction de fusion $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ a été largement étudiée par la communauté scientifique, tant sur le plan expérimental que théorique. Les différentes techniques de mesure utilisées témoignent de la difficulté d'obtenir des résultats cohérents aux énergies proches des régions d'intérêt astrophysique, $E \simeq 1 - 2$ MeV pour la réaction $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ dans les étoiles de masse intermédiaire (voir Fig. I.7 de la Sect. I-1.3.3). Cette partie a pour but de présenter l'évolution des techniques de mesure au travers du temps, d'en définir les avantages et les limites, afin d'introduire l'intérêt des développements instrumentaux relatifs à la station de mesure STELLA.

II-1 Produits de réaction

Comme nous l'avons vu précédemment, la fusion $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ est suivie de la formation du noyau composé ^{24}Mg , avec une chaleur de réaction $Q_{\text{fus}} = 13.93$ MeV, à laquelle s'ajoute l'énergie du centre de masse de la collision. L'énergie d'excitation du ^{24}Mg sera de l'ordre de $E_{\text{ex}} = 16 - 20$ MeV pour des études de la réaction à des énergies sous-coulombiennes, pour lesquelles $E_{\text{cm}} = 2 - 6$ MeV. De ce fait, trois voies de sortie principales interviennent dans la désintégration du ^{24}Mg :



la voie de sortie $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C} \rightarrow ^{24}\text{Mg} + \gamma$ étant négligeable aux énergies investiguées [12].

Pour les étoiles de masse intermédiaire $M \simeq 8 - 10 M_{\odot}$ dont la température centrale est de l'ordre de $T = 5 \times 10^8$ K pour la phase de combustion du carbone, l'énergie de Gamow pour la réaction $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ est $E_0 = 1.5 \pm 0.3$ MeV. Cette dernière étant bien inférieure à l'énergie d'émission de neutron, cette voie de sortie ne sera pas considérée par la suite.

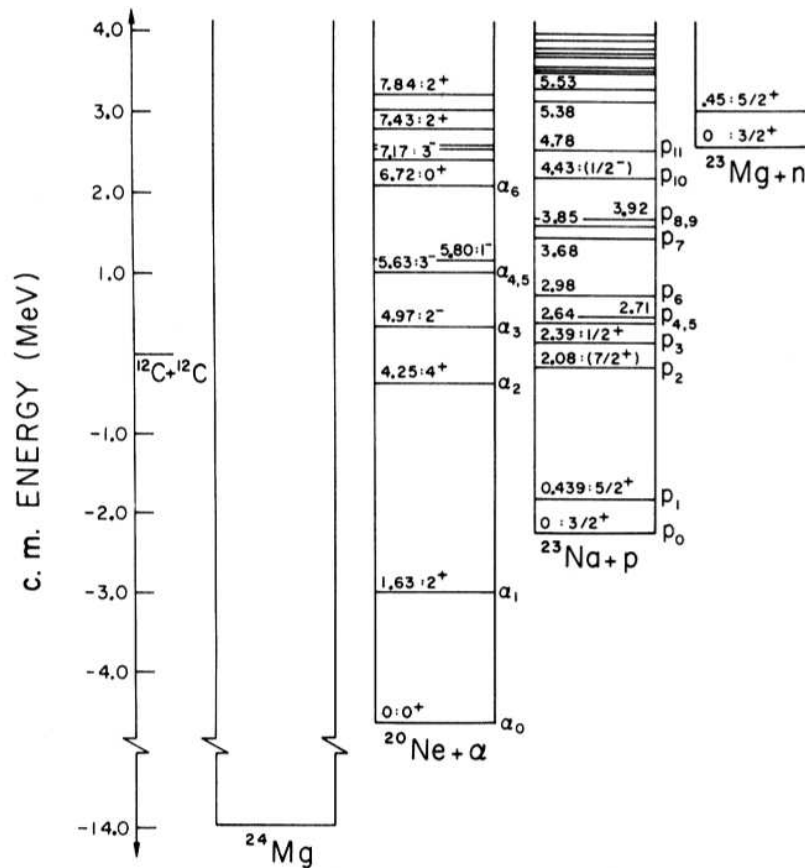
Les particules usuellement détectées sont alors les protons et les α , ainsi que les γ issus de la désexcitation des résidus d'évaporation ^{23}Na et ^{20}Ne , respectivement. Comme le montre le schéma de niveau présenté Fig. II.1, de nombreux états excités sont accessibles lors de la réaction, et ce jusqu'aux énergies d'intérêts astrophysique ($E_{\text{cm}} \simeq 1 - 2$ MeV).

Sur la Fig. II.1, nous pouvons aussi noter que les particules légères sont numérotées en fonction du niveau d'excitation peuplé lors de la réaction ($p_0, p_1, \dots, \alpha_0, \alpha_1, \dots$). Nous utiliserons cette convention tout au long du manuscrit.

Ainsi, les expériences mesurant les particules légères ont pour but d'identifier ces différents groupes de particules dans les spectres afin d'extraire les sections efficaces partielles, σ_{p_i} et σ_{α_i} , pour obtenir la section efficace totale d'émission de protons et d'alphas :

$$\sigma_{\text{p}+\alpha} = \sum_i (\sigma_{p_i} + \sigma_{\alpha_i}). \quad (\text{II.4})$$

Aux énergies sous-coulombiennes, la désexcitation des états peuplés dans les noyaux de ^{23}Na et ^{20}Ne s'effectue principalement *via* le premier état excité des résidus d'évaporation [70, 71]. L'énergie des transitions correspondantes est de $E_{\gamma} = 440$ keV et $E_{\gamma} = 1634$ keV


 FIGURE II.1 – Produits de réaction de la fusion $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$.

pour les voies de sorties p et α , respectivement. C'est sur la mesure de ces transitions que les études expérimentales vont principalement se concentrer.

La mesure distincte des particules légères ou des γ a fait l'objet de nombreuses expériences durant ces 50 dernières années, dont nous développons ici les principaux résultats ainsi que les limitations inhérentes à cette technique de mesure.

II-2 Mesures distinctes

II-2.1 Particules chargées

Les expériences mesurant les particules chargées ([17, 18, 33, 72]) utilisent des cibles de carbone minces, typiquement entre 10 et 50 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$, dans le but d'obtenir une information précise sur l'énergie de la réaction. Des détecteurs au silicium sont généralement employés aux angles vers l'avant ($0 \leq \theta_{\text{lab}} \leq 90$ deg), et sont protégés du faisceau diffusé par des feuilles d'aluminium ou de nickel dont les épaisseurs permettent la mesure d'un grand nombre de voies de sortie proton et alpha. Ces détecteurs sont positionnés à différents angles dans le but de mesurer la distribution angulaire des particules émises, comme le montre la Fig. II.2.

La distribution est généralement plus marquée pour les voies α que pour les protons, dont l'émission est le plus souvent isotrope. Ces distributions sont ensuite ajustées à l'aide de polynômes de Legendre :

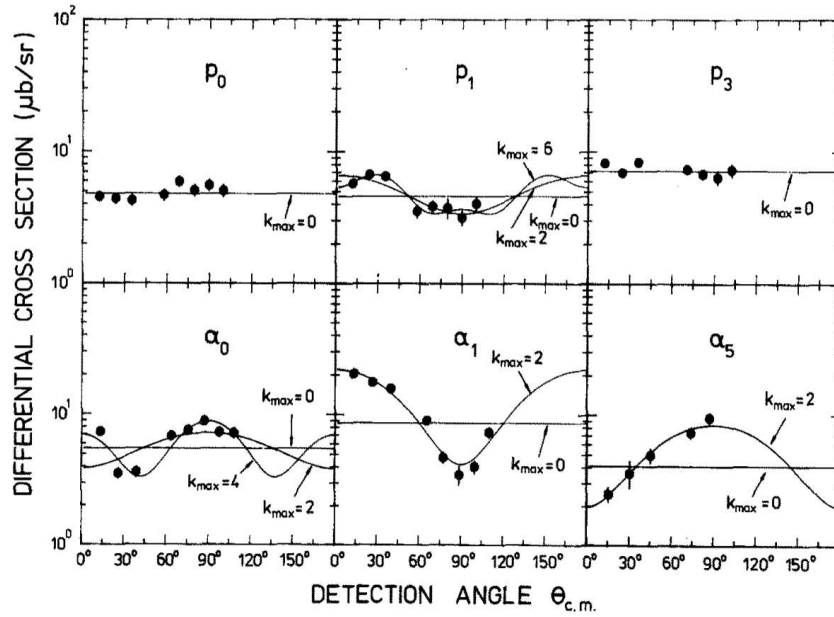


FIGURE II.2 – Exemple de distributions angulaires protons et alphas issues de la Réf. [18].

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_i = \sum_{k=0}^{k_{max}} a_k P_k \cos(\theta_{cm}), \quad (\text{II.5})$$

où k est l'ordre du polynôme et les a_k sont les paramètres d'ajustement. Dans la réaction $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$, la distribution des particules est symétrique par rapport à $\theta_{cm} = 90^\circ$, car les noyaux sont identiques dans la voie d'entrée. Ainsi, seuls les ordres pairs du polynôme de Legendre sont pris en compte dans l'équation II.5. L'ordre maximal k_{max} du polynôme est alors relié au spin J^π de l'état peuplé dans le noyau composé, ce qui permet de caractériser une éventuelle résonance dans le système. La section efficace partielle de la particule i est quand à elle donnée par l'intégrale des polynômes sur tout l'angle solide :

$$(\sigma_{tot})_i = 4\pi a_0, \quad (\text{II.6})$$

où a_0 est le coefficient du polynôme à l'ordre 0.

La normalisation absolue est en général assurée par la présence d'un moniteur permettant la mesure du faisceau diffusé par la cible, contrôlant ainsi l'intensité délivrée convoluée à l'épaisseur de la cible utilisée. En ce qui concerne la diffusion $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ aux énergies sous-coulombiennes, la section efficace différentielle est décrite par la formule de Mott [32, 73], qui sera détaillée dans la Sect. II-4.1.3. Les sections efficaces partielles sont ensuite sommées pour obtenir la section efficace totale $\sigma_{p+\alpha}$ en fonction de l'énergie.

Ces mesures des sections efficaces intégrées sur l'angle solide et des rapports d'embranchement sont possibles aux énergies proches de la barrière de Coulomb ($E_C = 6.6$ MeV) mais, lorsqu'on s'approche des régions d'intérêt astrophysique, la section efficace de fusion, et donc la statistique, diminue fortement et les diverses sources de bruit de fond deviennent dominantes dans les spectres, conduisant à des résultats finaux variants grandement d'une expérience à l'autre (voir Fig. I.7).

II-2.2 Gammas issus des résidus d'évaporation

Comme annoncé dans la Sect. II-1, la technique de l'étude des γ uniques ([12, 13, 19, 74, 75]) se concentre principalement sur la mesure de la transition du premier état excité vers l'état fondamental des résidus d'évaporation. L'énergie correspondante est $E_\gamma = 440$ keV pour la voie ^{23}Na et $E_\gamma = 1634$ keV pour la voie ^{20}Ne .

Le type de cibles utilisées est variable : cibles minces seules (entre 10 et 50 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$), avec support (or ou tantale), ou cibles épaisses (≥ 1 mm). Les cibles avec support permettent de stopper le recul du ^{23}Na et du ^{20}Ne , limitant ainsi l'effet doppler dans la mesure des γ . Ces cibles sont généralement polarisées pour collecter les électrons secondaires et obtenir alors l'intensité du faisceau.

L'utilisation de cibles épaisses permet l'irradiation avec un faisceau intense (≥ 10 p μA). En revanche, le faisceau est complètement stoppé dans la cible. Ainsi, la mesure effectuée est une intégrale de la section efficace entre $E = E_{\text{lab}}$ et $E = 0$. Le principe est donc de mesurer un taux de comptage à une énergie de faisceau donnée puis de faire varier cette énergie pas à pas. La fonction d'excitation de la réaction $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ est alors déterminée en dérivant le taux de comptage entre deux pas en énergie successif, selon la relation [75] :

$$\sigma(E) = \frac{M_T}{f \mathcal{N}_A} \frac{dY}{dE} \frac{dE}{d(\rho x)}, \quad (\text{II.7})$$

où M_T est le poids moléculaire de la cible, f la fraction moléculaire du noyau d'intérêt dans la cible, \mathcal{N}_A le nombre d'Avogadro, Y le taux de comptage mesuré, et $dE/d(\rho x)$ le pouvoir d'arrêt du faisceau dans la cible. Cette méthode implique une détermination moins précise de l'énergie d'interaction que dans le cas des cibles minces.

Pour ce type de mesure, les détecteurs les plus utilisés sont des détecteurs au germanium, avec ou sans suppression Compton. Ceux-ci sont le plus souvent protégés par un écran de plomb, dans le but de limiter l'effet du bruit de fond ambiant. Néanmoins, à basse énergie, celui-ci devient dominant et l'identification des évènements de fusion repose sur une soustraction de ce bruit de fond aux spectres expérimentaux.

Contrairement à la mesure des particules chargées, les expériences de mesure γ ne peuvent déterminer les rapports d'embranchement entre les différents p_i et α_i , car seuls les γ issus du premier état excité du ^{23}Na et du ^{20}Ne sont généralement identifiés. L'extraction de la section efficace de fusion repose alors sur une normalisation à partir des données extraites par les mesures de particules chargées. En effet, du fait des effets de résonances prononcées dans le système $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$, comme nous l'avons introduit dans la Sect. I-2.1, les rapports d'embranchement ne peuvent être prédits de façon fiable par une étude théorique (voir Réf. [76]).

Malgré de nombreux efforts expérimentaux, les données actuelles présentent à la fois des déviations dans la valeur absolue de la fonction d'excitation, ainsi que de larges incertitudes vers les énergies les plus basses. Ceci s'explique en partie par les contraintes et limites inhérentes aux expériences de mesures distinctes, que nous évoquons dans la section suivante.

II-2.3 Contraintes et limites de la mesure distincte

Comme mentionné précédemment, l'une des principales difficultés de mesurer uniquement soit les particules chargées, soit les γ issus des résidus d'évaporation, est la sélection des évènements de fusion lorsque la section efficace est inférieure au μb . En effet, les différentes sources de bruit de fond deviennent alors dominantes dans les spectres mesurés.

Pour la mesure des particules chargées, la majeure partie du bruit de fond provient des contaminants de la cible. Le ^{13}C naturellement présent dans la cible donne lieu à l'émission de protons et d'alphas dont les énergies sont proches de ceux de la réaction $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$. Cette contrainte peut être limitée, sans totalement s'en affranchir, en ayant recours à des cibles enrichies en ^{12}C ($\geq 99.9\%$).

Les autres contaminants naturellement présents sont l'hydrogène (^1H) et le deutérium (d), provenant des molécules d'eau piégées dans les cibles de carbone. Ceci implique également la présence de ^{16}O , mais, due à une barrière de Coulomb plus élevée pour la réaction $^{12}\text{C} + ^{16}\text{O}$ que pour le système $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$, aucune contribution significative n'est à relevée ici.

En revanche, les noyaux de ^1H et de d vont être diffusés vers l'avant par collision du faisceau de ^{12}C . Due à la cinématique de la réaction, nous retrouvons ces noyaux de recul aux basses énergies, tout comme les protons et les alphas issus de la fusion associés à un niveau d'excitation élevée dans le ^{23}Na ou le ^{20}Ne . Comme la section efficace de diffusion $^{12}\text{C} + ^1\text{H}$ est des ordres de grandeur plus élevée que celle de la fusion $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$, le nombre de voies de sortie effectivement mesurable sera limité : jusqu'à p_{16} et α_{12} aux plus hautes énergies d'interaction [18].

De plus, la réaction de fusion $d(^{12}\text{C},p)^{13}\text{C}$ produit des protons d'énergies similaires à ceux de la réaction de fusion $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$, et il en résulte un bruit de fond prépondérant à basse énergie ($E_{\text{cm}} \leq 3.5 \text{ MeV}$). Des études poussées sur la contribution de cette contamination aux basses énergies ont été menées dans la thèse de J. Zickefoose [77], conduisant à des incertitudes parfois supérieures à 100% dans la normalisation de la section efficace de fusion autour de $E_{\text{cm}} = 2.5 \text{ MeV}$.

Concernant les mesures γ , ces contaminants présents dans la cible peuvent aussi fortement contribuer au bruit de fond dans les spectres mesurés. Principalement, les réactions $^1\text{H}(^{12}\text{C},\gamma)^{13}\text{N}$ et $d(^{12}\text{C},p\gamma)^{13}\text{C}$, émettant des γ d'énergies $E_{\gamma} = 2.36 \text{ MeV}$ et $E_{\gamma} = 3.09 \text{ MeV}$ respectivement, sont à l'origine d'une intense contamination des spectres par diffusion Compton (voir e.g. [74]). Pour limiter cette contribution, une possibilité est d'utiliser une cible épaisse bombardée par un faisceau très intense ($I \geq 10 \text{ p}\mu\text{A}$), permettant de la chauffer à des températures élevées et d'évaporer ainsi une partie de l'eau piégée dans la cible (voir [13] et les références associées). Il est cependant difficile de s'affranchir totalement de cette contamination, comme nous le verrons par la suite. De plus, l'utilisation de cibles épaisses apporte une connaissance limitée de l'énergie d'interaction.

Aux très basses énergies ($E_{\text{cm}} \lesssim 3 \text{ MeV}$), la section efficace de fusion $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ est inférieure au μb . Ainsi, la contamination provenant de la radioactivité ambiante ainsi que des rayons cosmiques devient prépondérante dans les régions d'intérêt. La mesure repose alors sur une soustraction du bruit de fond ambiant aux spectres expérimentaux, pouvant conduire à des contenus négatifs pour les histogrammes dans la zone de me-

sure [13], limitant ainsi la capacité de se rapprocher des régions d'intérêt astrophysique. Une possibilité pour réduire ce bruit de fond peut être la mise en place de dispositifs expérimentaux dans un laboratoire souterrain, comme la collaboration LUNA prévoit de le faire avec l'installation d'un accélérateur MV au cours de l'année 2018 [78, 79].

La sélection des événements de fusion n'est pas la seule difficulté de cette mesure. En effet, la normalisation de la section efficace ainsi que la détermination de l'énergie d'interaction comportent également des sources d'incertitudes.

Si la mesure des particules chargées permet l'estimation de la plupart des rapports d'embranchement dans les voies de sortie en utilisant des moniteurs pour la normalisation, le contrôle de l'épaisseur de la cible est en revanche délicat. Ce dernier, par un dépôt de carbone provenant du gaz résiduel dans la chambre à réaction, provoque une augmentation du nombre de noyaux dans la cible. Le principal effet est l'accroissement de la perte d'énergie du faisceau, et donc un changement dans l'énergie effective d'interaction. Il est à noter ici que les mesures γ se doivent d'utiliser les résultats obtenus par les expériences particules (rapport d'embranchement, distribution angulaire, ...) et que toute incertitude dans ces dernières sera répercutée dans les résultats.

Une compilation de différentes mesures particules ou γ a été présentée sur le graphique de la Fig. I.7, Sect. I-1.3.3. Les déviations dans la fonction d'excitation entre les différentes mesures apparaissent clairement pour $E_{\text{cm}} \leq 3.5$ MeV, et les incertitudes expérimentales croissent rapidement à l'approche de la fenêtre de Gamow pour les étoiles de masse intermédiaire ($E_0 < 2$ MeV). La mesure à l'énergie la plus basse a été effectuée par Spillane *et al.* [13] par mesure des γ à l'aide d'une cible épaisse. Une résonance prononcée à $E_{\text{cm}} = 2.14$ MeV a été reportée [13], sans avoir été pour le moment confirmée par une mesure indépendante.

Pour relever les défis d'une mesure directe de la section efficace $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ aux énergies d'intérêt astrophysique, une technique innovante pour les systèmes légers est proposée afin de garantir une sélection fiable des événements de fusion, reposant sur la mesure en *coïncidence* des particules chargées (p et α) et des γ issus de la désexcitation des résidus d'évaporation. Cette technique a été mise en place au Laboratoire National de Argonne (ANL), près de Chicago aux États-Unis. Notre équipe a participé activement à la campagne d'expériences, dont j'ai pu analyser une partie des données pendant mon stage de Master 2. Dans la partie suivante, le dispositif expérimental utilisé ainsi que les résultats obtenus sont présentés.

II-3 Technique des coïncidences

II-3.1 Principe

Une possibilité pour obtenir une sélection fiable des événements de fusion est de mesurer en coïncidence les particules chargées et les γ issus des résidus d'évaporation. En effet, nous sommes dans le cas d'une désintégration à deux corps du noyau composé ^{24}Mg , conduisant à une énergie cinétique bien définie pour les particules émises. Comme les spectroscopies γ du ^{20}Ne et du ^{23}Na sont bien connues, il est possible d'obtenir une signature unique des événements de fusion à l'aide d'une matrice de coïncidence ($E_{\text{part.}}, E_{\gamma}$). Comme nous le verrons par la suite, elle permet une réduction drastique du bruit de fond

provenant à la fois des contaminants de la cible et de la radioactivité ambiante.

Bien que très utilisée en physique nucléaire, cette technique n'avait pas encore été employée pour une mesure directe de la fonction d'excitation dans les systèmes légers. Il est à noter qu'un système de détection efficace à la fois pour la mesure des particules chargées et des γ est nécessaire pour obtenir une statistique suffisante à basse énergie.

L'équipe du Laboratoire National de Argonne a mis en place un dispositif comprenant un système de détection de particules couplé à l'ensemble de détecteurs au germanium Gammasphere pour mesurer la section efficace de fusion $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ à des énergies sous-coulombiennes. Notre équipe a été fortement impliquée dans plusieurs de ces expériences, et les prochaines sections sont consacrées à l'étude que j'ai réalisé en stage de Master 2 et les résultats obtenus à l'aide de ce dispositif expérimental.

II-3.2 Application de la méthode : expérience $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ à Argonne

II-3.2.1 Détecteurs γ

Les γ issus des résidus d'évaporation sont détectés à l'aide de l'ensemble de détecteurs Gammasphere. Cet ensemble est un système de détection 4π de ~ 110 détecteurs au germanium à système de suppression Compton, comme le montre la Fig. II.3. Les cristaux de germanium sont refroidis à l'aide d'un système automatisé d'apport en azote liquide.

Sa large couverture angulaire permet une efficacité de détection photopique d'environ 9% et 7% pour $E_\gamma = 440$ keV et $E_\gamma = 1634$ keV, respectivement. Le système de suppression Compton est assuré par un ensemble de détecteurs BGO disposés en "structure alvéolaire" (voir Fig. II.3), permettant une bonne réjection de γ de diffusion.

Du fait du très grand nombre de détecteurs utilisés dans cet ensemble, les spectres expérimentaux peuvent être corrigés de l'effet Doppler avec une bonne connaissance sur l'angle d'émission des γ mesurés. La résolution du système de détection est de l'ordre de $\text{FWHM}^1 \sim 0.25\%$ à $E_\gamma = 440$ keV et $\sim 0.3\%$ à $E_\gamma = 1634$ keV.

Une électronique analogique est associée à Gammasphere donnant une information énergétique (ADC) et temporelle (TDC), permettant ainsi une logique de coïncidence avec celle de l'ensemble de détecteurs au silicium.

II-3.2.2 Détecteurs de particules et chambre à réaction

Les particules chargées émises par le noyau composé ^{24}Mg sont détectées à l'aide d'un ensemble de 3 détecteurs annulaires à pistes (DSSD) de type S1 et S2, fournis par Micron Semiconductor Ltd. Le détecteur S1 est divisé en 16 secteurs (côté ohmique) et 16 quart d'anneaux (côté jonction). Ces derniers sont chaînés sur une carte électronique dédiée dans le but d'obtenir 16 anneaux complets. Le détecteur S2 comprend quand à lui 16 secteurs (côté ohmique) et 48 anneaux incomplets (côté jonction), comme le montre la Fig II.4. Chaque détecteur a une épaisseur de 500 μm , suffisante pour stopper à l'intérieur du silicium une grande partie des particules émises au cours de la réaction.

1. FWHM : *Full Width at Half Maximum* - Largeur à mi-hauteur



FIGURE II.3 – Schéma en coupe d'une partie de Gammasphere [80, 81].

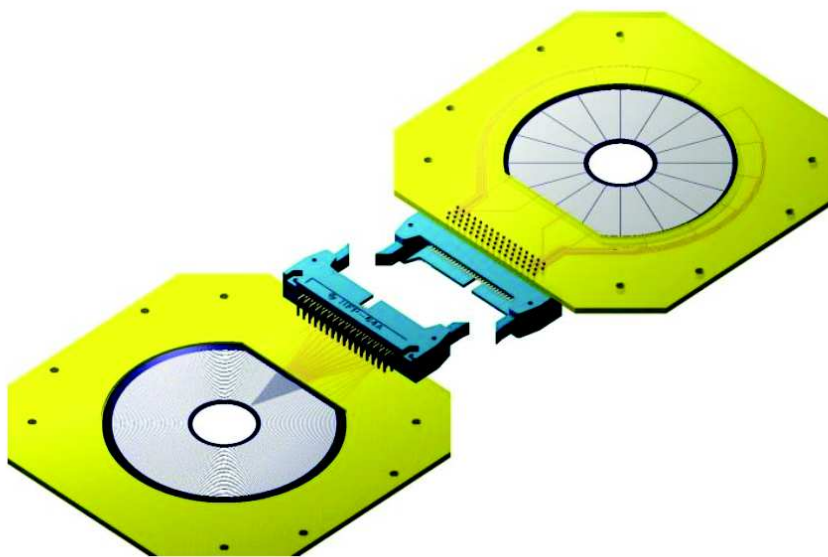


FIGURE II.4 – Détecteur S2 de Micron Semiconductor Ltd. [82].

Les 3 DSSDs sont arrangés dans une configuration géométrique compacte au sein de la chambre à réaction. Les détecteurs sont placés au plus proche de la cible, deux aux angles à l'arrière (à ~ 31 et 55 mm de la cible) et un seul aux angles à l'avant (à ~ 78 mm de la cible) dans le but de pouvoir également disposer deux moniteurs pour la mesure du faisceau diffusé par la cible. Pour ne pas écranter la partie active du détecteur S2 le plus à l'arrière, un détecteur S1 ayant un trou central de 46 mm de diamètre (contre 20 mm pour S2) est positionné au plus proche de la cible. Le dispositif global à l'intérieur de la chambre à réaction comprenant les 3 DSSDs, le système de cibles montées sur roue, ainsi que les deux moniteurs est présenté Fig. II.5. Un système de rails fixés à l'intérieur de la chambre à réaction permet le positionnement et le maintien des détecteurs, dont le trou interne est aligné avec le centre de la cible.

Dans cette configuration, le détecteur S1 à l'avant couvre les angles $17^\circ \leq \theta_{\text{lab}} \leq 31^\circ$, et les S1 et S2 à l'arrière couvrent les angles $123^\circ \leq \theta_{\text{lab}} \leq 143^\circ$ et $147^\circ \leq \theta_{\text{lab}} \leq 170^\circ$, respectivement, où θ_{lab} est l'angle défini par l'émission de la particule chargée par rapport à l'axe du faisceau. Ainsi, l'angle solide total couvert par ce dispositif est $\sim 25\%$ de 4π .

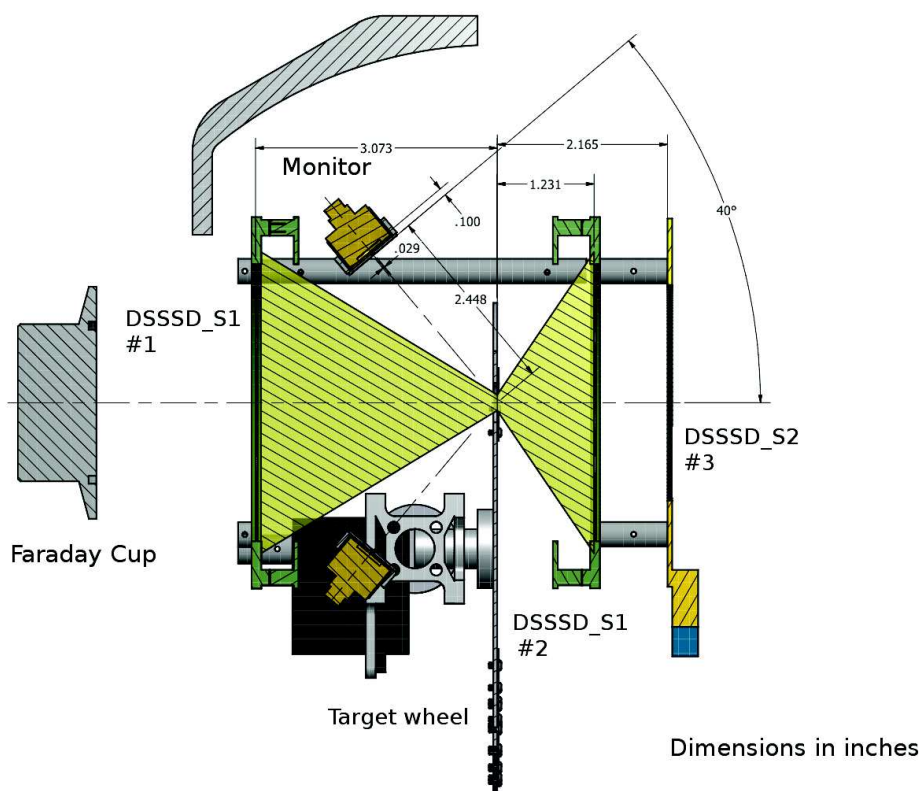


FIGURE II.5 – Schéma en coupe de la chambre à réaction. Le faisceau va de la droite vers la gauche.

Les signaux des DSSDs sont récupérés *via* la carte électronique et les connecteurs développés par Micron Semiconductor Ltd., et sont mis en forme à l'aide d'une série de préamplificateurs et d'amplificateurs Mesytec[®]. La résolution de ces détecteurs est de l'ordre de $\text{FWHM} \approx 0.5\%$ à $E \sim 5.5$ MeV.

Les 3 détecteurs sont de plus protégés par des feuilles d'aluminium recouvrant toute la zone active des DSSDs faisant face à la cible. Une feuille d'aluminium épaisse (~ 75 μm) protège le détecteur à l'avant du faisceau diffusé par la cible. À l'arrière, une feuille très

fine ($\sim 0.8 \mu\text{m}$) est utilisée dans le but de stopper les électrons delta émis par la cible. Les électrons ont une énergie de quelques dizaines d'eV, et sont donc stoppés dans une faible épaisseur d'aluminium. Il est ainsi possible de mesurer les voies de sortie alphas jusqu'à α_3 et protons jusqu'à p_9 .

Les cibles utilisées au cours de l'expérience sont des cibles enrichies en ^{12}C ($\geq 99.9\%$), dont l'épaisseur varie entre 30 et 50 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$. Elles sont disposées au centre de la chambre à réaction sur un support permettant la mise en place de 6 cibles. Celui-ci est associé à un système rotatif pilotable depuis l'extérieur par une commande électronique, qui assure un positionnement précis des cibles au centre de la chambre.

Cette dernière est de forme sphérique et permet d'approcher l'ensemble Gammasphere à une distance d'environ 25 cm de la cible, comme le montre la Fig. II.6.

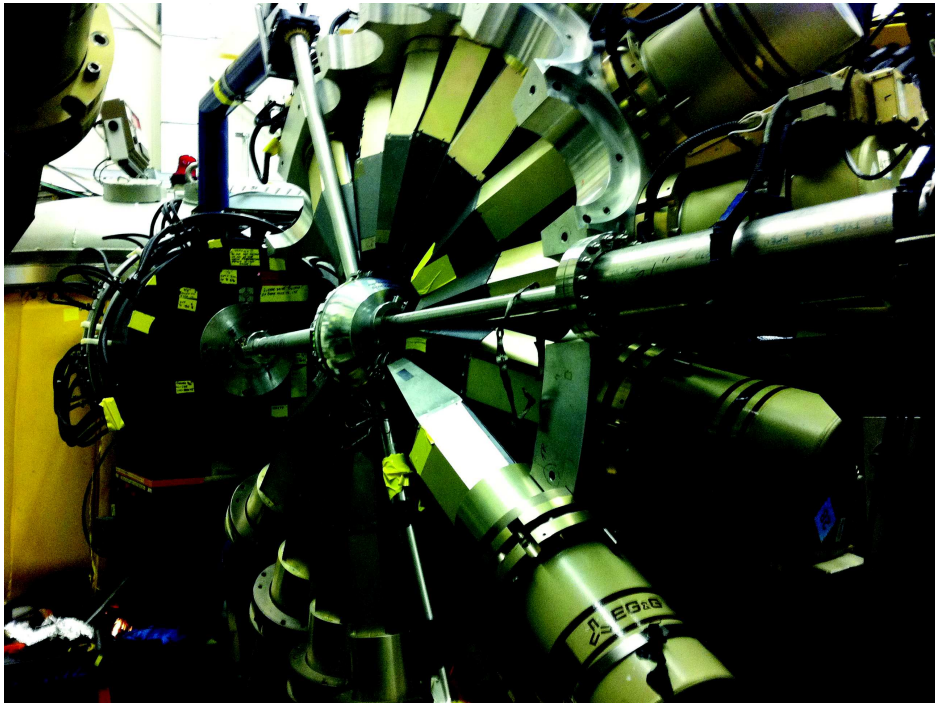


FIGURE II.6 – Photo du dispositif expérimental à Argonne : la chambre à réaction (au centre) et un demi-hémisphère de l'ensemble Gammasphere.

II-3.2.3 Accélérateur et temps de faisceau

Le faisceau de ^{12}C est délivré par l'accélérateur ATLAS (*Argonne Tandem Linac Accelerator System*) [83]. Les ions sont tout d'abord pré-accélérés à l'aide d'un tandem Van de Graff (9 MV) ou d'un injecteur d'ion positif (12 MV) utilisant une source ECR, avant d'être conduits dans la section finale. La dernière partie accélératrice s'effectue à l'aide d'anneaux superconducteurs refroidis à l'hélium liquide. Avant d'être envoyé sur cible, l'énergie du faisceau est mesurée à l'aide d'un spectrographe magnétique, avec une précision de l'ordre de 1%. Dans le but d'éviter de possibles contaminants, l'état de charge 5^+ du ^{12}C a été utilisé au cours de l'expérience. L'intensité du faisceau sur la cible varie entre 20 pA et 600 pA au maximum pour les mesures aux plus basses énergies.

La campagne d'expérience s'est déroulée en trois phases principales, avec un temps de faisceau de l'ordre de 1 semaine à 10 jours : une phase test du dispositif expérimental et de validation de la méthode des coïncidences ($E_{\text{cm}} = 5 - 4 \text{ MeV}$) [84], une phase de mesure aux énergies intermédiaires ($E_{\text{cm}} = 4.5 - 3 \text{ MeV}$), et une dernière phase pour les basses énergies ($E_{\text{cm}} = 3.5 - 2.7 \text{ MeV}$). Durant mon stage de Master 2, j'ai pu analyser une partie des données de la phase des énergies intermédiaires, que je présente dans la section suivante. Notre équipe a aussi participé à la dernière campagne pour la mesure aux basses énergies en février 2016, dont les résultats viennent d'être publiés [20], et qui seront abordés par la suite.

II-3.2.4 Analyse

Pour cette analyse, ma tâche consistait en l'identification des différentes voies de sortie de la fusion $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ afin d'obtenir des sections efficaces pouvant être comparées à celles extraites par le groupe de Argonne. Ainsi, j'ai eu à ma disposition les fichiers ROOT obtenus après l'utilisation du code générateur d'évènements développé au sein de l'équipe de Argonne.

Au cours de l'expérience, le système de déclenchement était gouverné par les détecteurs de particules. Ainsi, un évènement est enregistré sur disque uniquement si l'un des détecteurs au silicium dispose d'un signal. Un retard de $1 \mu\text{s}$ est alors appliqué pour enregistrer les éventuels γ arrivés en coïncidence avec une particule chargée.

De par la bonne résolution intrinsèque des détecteurs au germanium de Gammasphere, les différentes transitions associées aux voies de sorties protons et α sont visibles sur la Fig. II.7. Ce spectre a été obtenu à une énergie de faisceau $E_{\text{lab}} = 9.74 \text{ MeV}$ où la section efficace $\sigma_{\text{p}+\alpha} \sim 2 \text{ mb}$, et de nombreuses transitions sont observables dans le spectre. La numérotation de celles-ci suit la logique adoptée dans la Fig. II.1 (Sect. II-1).

Comme prévu, le spectre est dominé par la transition $p_1 \rightarrow \text{g.s.}$ ($E_\gamma = 440 \text{ keV}$), car de nombreux états excités du ^{23}Na cascaded *via* le premier état excité [71]. Pour la voie α , seule la contribution de α_1 est visible sur le spectre, les α provenant d'un état excité plus élevé dans le ^{20}Ne ayant une énergie insuffisante pour franchir la feuille d'aluminium protégeant le détecteur au silicium à l'arrière (DSSD_S2 #3 de la Fig. II.5). Il est à noter que la transition $p_2 \rightarrow p_1$ produit aussi des γ autour de 1636 keV , soit très proche de la transition à $E_\gamma = 1634 \text{ keV}$ pour la voie α_1 . Une déconvolution de ces deux contributions est alors possible en utilisant les matrices de coïncidence ($E_{\text{part.}}, E_\gamma$), comme nous le verrons par la suite.

L'identification des particules chargées repose quand à elle sur des calculs de cinématique. Pour chacune des deux voies de sortie étudiées ici, nous sommes dans le cas d'une collision de type $A_1 + A_2 \rightarrow A_3 + A_4$. La cinématique des produits de réaction va alors dépendre des énergies initiales (E_{cm}^i) et finales (E_{cm}^f) dans le centre de masse, définies comme :

$$E_{\text{cm}}^i = \frac{1}{2} \mu v_{\text{lab}}^2, \quad (\text{II.8})$$

$$E_{\text{cm}}^f = E_{\text{cm}}^i + Q_{\text{fus}} - E_{\text{ex}}, \quad (\text{II.9})$$

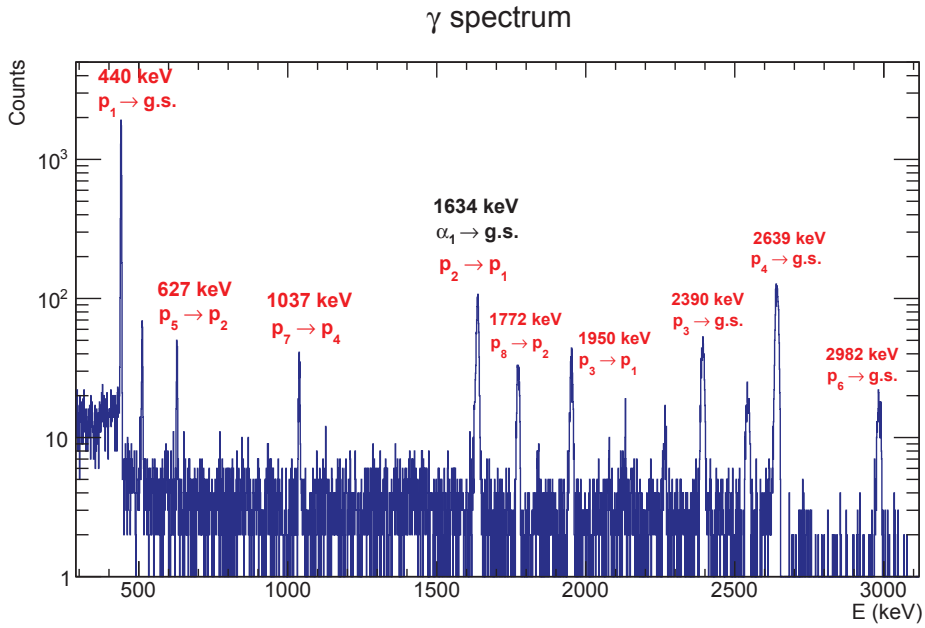


FIGURE II.7 – Spectre γ pour la réaction $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ à $E_{\text{lab}} = 9.74$ MeV en coïncidence avec les particules du détecteur DSSD_S2 #3 de la Fig. II.5. Les différentes transitions sont indiqués sur la figure, suivant la logique adoptée dans la Fig. II.1.

où $\mu = \frac{A_1 \times A_2}{A_1 + A_2}$ est la masse réduite du système, v_{lab} la vitesse du faisceau dans le laboratoire, Q_{fus} est la chaleur de réaction, et E_{ex} est l'énergie d'excitation peuplé dans le ^{23}Na ou le ^{20}Ne .

Dans le centre de masse, ces énergies sont donc connues et fixes. Les quantités cinématiques dans le système du laboratoire sont alors complètement déterminées par l'angle θ_{cm} formé entre la direction d'émission d'un des deux produits de désintégration (qui sont émis dos à dos), et l'axe du faisceau. On utilise alors les relations de transformation suivantes [85] :

$$\gamma_3 = \left(\frac{A_1 A_3}{A_2 A_4} \frac{E_{\text{cm}}^i}{E_{\text{cm}}^i + Q_{\text{fus}} - E_{\text{ex}}} \right)^{1/2}, \quad (\text{II.10})$$

$$\tan(\theta_3) = \frac{\sin(\theta_{\text{cm}})}{\cos(\theta_{\text{cm}}) + \gamma_3}, \quad (\text{II.11})$$

$$E_3 = \frac{A_1 A_3 E_{\text{cm}}^i}{A_2 (A_1 + A_2)} \left(\frac{1 + \gamma_3^2 + 2\gamma_3 \cos(\theta_{\text{cm}})}{\gamma_3^2} \right), \quad (\text{II.12})$$

où E_3 et θ_3 sont l'énergie et l'angle de la particule A_3 calculés dans le système du laboratoire. Un exemple de résultat des calculs de cinématique pour les voies p_0 et p_1 pour une énergie de faisceau $E_{\text{lab}} = 9.74$ MeV est présenté sur le graphique de la Fig. II.8.

Avant de pouvoir comparer les calculs cinématique avec les données expérimentales, il faut tenir compte de la perte d'énergie cinétique des protons et des alphas dans les feuilles d'aluminium placées devant la surface active des DSSDs. Ces corrections sont effectuées à l'aide du logiciel STAR [86], développé par l'Institut National des Normes et des Technologies, USA. Les détails de cette correction seront fournis dans la Sect. III-2.2.1.

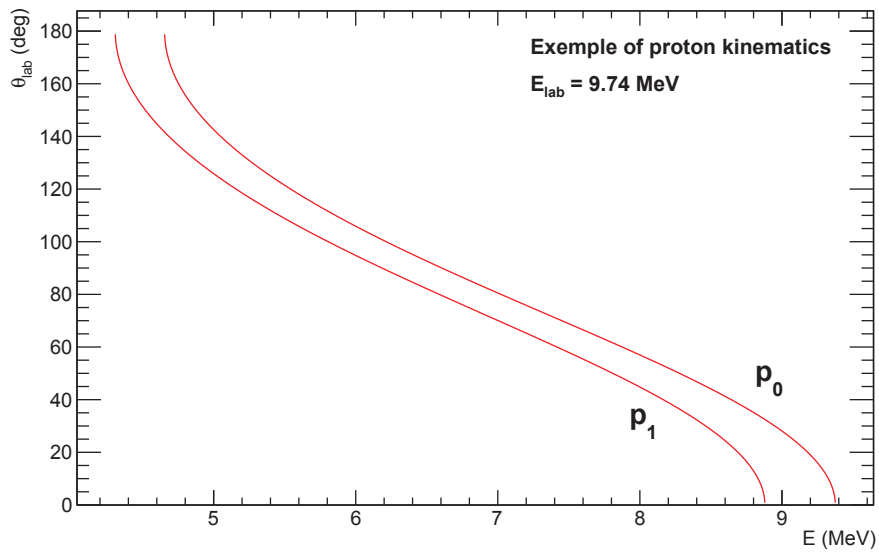


FIGURE II.8 – Exemple de la cinématique des particules p_0 et p_1 à $E_{\text{lab}} = 9.74$ MeV. L'énergie cinétique diminue rapidement avec l'angle d'émission dans le référentiel du laboratoire.

Un exemple de spectre particule obtenu avec le détecteur S2 le plus à l'arrière est présenté Fig.II.9, pour une énergie $E_{\text{lab}} = 9.74$ MeV. Ce dernier est en coïncidence avec $E_{\gamma} = 440$ keV, et ne présente ainsi que les différentes voies de sortie protons (p_1 à p_6), sans la voie p_0 qui n'a pas de coïncidence vraie avec les γ , car le compagnon ^{23}Na est émis dans son état fondamental. Les lignes continues sont les résultats des calculs de cinématique expliqués plus haut.

La bonne résolution des DSSDs assure une identification claire des différents groupes de particules, permettant une mesure des sections efficaces partielles.

Cette distinction entre les différentes voies de sortie est d'autant plus visible dans la matrice de coïncidence présentée Fig II.10. En effet, des particules pouvant avoir des énergies cinétiques très proches sont clairement identifiables grâce à une signature unique dans la désexcitation γ de l'état peuplé dans les noyaux de ^{23}Na et ^{20}Ne .

Cette identification est particulièrement visible pour les particules p_2 et α_1 , toutes deux associées à un γ d'énergie $E_{\gamma} = 1634$ keV, mais dont l'énergie cinétique est différente. Sur la matrice de la Fig.II.10, les deux îlots correspondant à ces particules sont ainsi clairement séparés.

Sur cette matrice, il est aussi possible de suivre la désexcitation en cascade de certains états excités du ^{23}Na et du ^{20}Ne . Par exemple, la particule p_3 se retrouve en coïncidence avec des γ d'énergie $E_{\gamma} = 1950$ keV et $E_{\gamma} = 440$ keV, correspondant à la désexcitation *via* le premier état excité du ^{23}Na . Cette particule est aussi associée à un γ d'énergie $E_{\gamma} = 2390$ keV, correspondant à la désexcitation directe vers l'état fondamental du ^{23}Na . Les rapports d'embranchement de ces désexcitations sont bien connues [71], et l'étude de ces différents îlots de coïncidence permet donc un contrôle de l'efficacité γ sur une large gamme d'énergie.

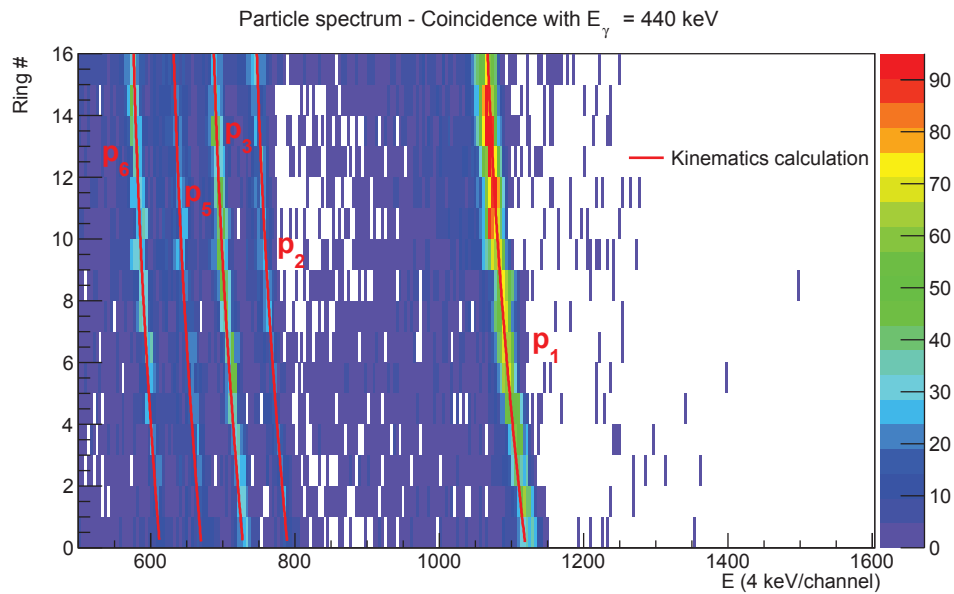


FIGURE II.9 – Spectre particule obtenu avec le DSSD S2 le plus à l’arrière ($147^\circ \leq \theta_{\text{lab}} \leq 170^\circ$), en coïncidence avec $E_\gamma = 440$ keV pour la réaction $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ à $E_{\text{lab}} = 9.74$ MeV. Les lignes présentent les calculs de cinématique de la réaction. L’axe des abscisses est en unité de $4 \times \text{keV/channel}$.

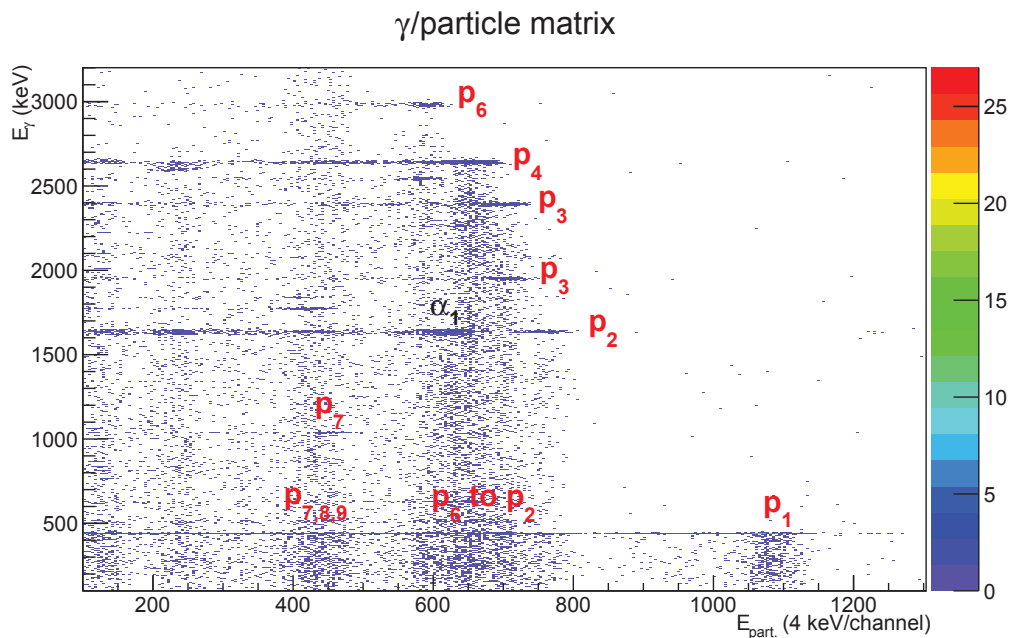


FIGURE II.10 – Matrice de coïncidence ($E_{\text{part.}}$, E_γ) pour la réaction $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ à $E_{\text{lab}} = 9.74$ MeV obtenue avec le DSSD S2 le plus à l’arrière ($147^\circ \leq \theta_{\text{lab}} \leq 170^\circ$). L’axe des abscisses est en unité de $4 \times \text{keV/channel}$.

Cette étude de la réaction à haute énergie permet ainsi une caractérisation complète du dispositif expérimental, afin de mieux comprendre l'apparition des sources de bruit de fond à plus basse énergie d'interaction. Les contaminants présents dans la cible jouent ainsi un rôle prépondérant autour de $E_{\text{cm}} \sim 3.5$ MeV, où la section efficace de fusion est de l'ordre du μb .

Ceci est visible sur le spectre particule du S1 le plus à l'avant présenté Fig. II.11. La contamination provient de la réaction de fusion $d(^{12}\text{C},p)^{13}\text{C}$ entre le faisceau de carbone et le deutérium piégé dans la cible. Les calculs de cinématique (traits pleins rouge sur le graphique) montrent que les protons issus de cette réaction se retrouvent très proche de la région où les événements de la fusion $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ sont attendus (traits pleins noirs). Malgré la faible contamination de la cible en deutérium, les sections efficaces conduisant à ce processus sont des ordres de grandeur plus élevées que celles de la réaction d'intérêt, et le spectre se trouve complètement dominé par cette contribution.

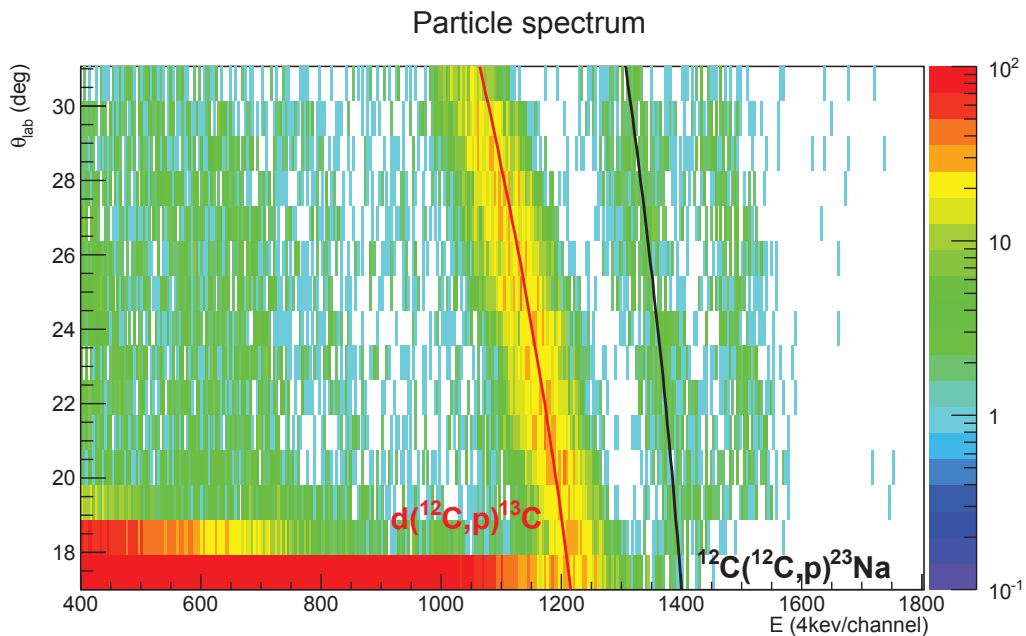


FIGURE II.11 – Spectre particule sans coïncidence pour la réaction $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ à $E_{\text{lab}} = 7.01$ MeV obtenu avec le DSSD S1 le plus à l'avant ($17^\circ \leq \theta_{\text{lab}} \leq 31^\circ$). Le bruit de fond provenant de la réaction $d(^{12}\text{C},p)^{13}\text{C}$ domine totalement le spectre. L'axe des abscisses est en unité de $4 \times \text{keV/channel}$.

L'intérêt de la mesure en coïncidence des particules et des γ issus de la fusion $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ prend ici tout son sens. En effet, si l'on requiert une coïncidence avec les γ d'énergie autour de $E_\gamma = 440$ keV, la contamination due à la réaction avec le deutérium est totalement éliminée dans ce cas, comme le montre le graphique de la Fig. II.12. Il est alors possible d'avoir une identification claire et sans contamination des événements de fusion $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$.

Pour cette analyse, l'identification des événements de fusion repose à la fois sur les distributions angulaires présentées Fig. II.12, mais également sur les matrices de coïncidence ($E_{\text{part.}}, E_\gamma$). La Fig. II.13 présente ainsi cette matrice obtenue pour le S1 le plus à l'avant à $E_{\text{lab}} = 7.01$ MeV. La bonne résolution en énergie des détecteurs au germanium de Gammasphere permet d'établir une zone très stricte autour de $E_\gamma = 440$ keV dans laquelle sont

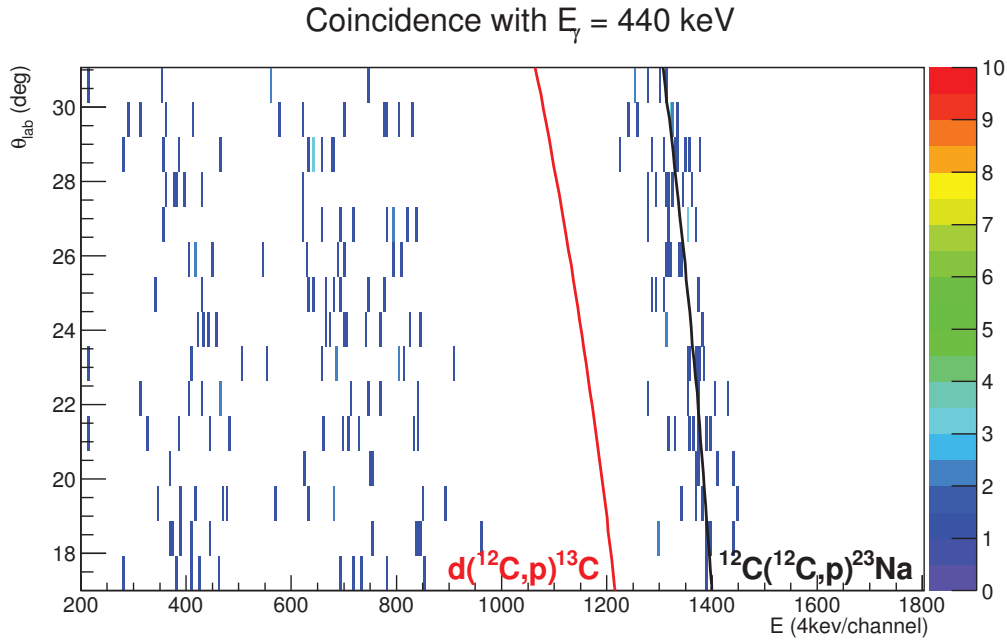


FIGURE II.12 – Spectre particule en coïncidence avec $E_\gamma = 440 \text{ keV}$ pour la réaction $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ à $E_{\text{lab}} = 7.01 \text{ MeV}$ obtenu avec le DSSD S1 le plus à l’avant ($17^\circ \leq \theta_{\text{lab}} \leq 31^\circ$). La contribution provenant de la réaction $d(^{12}\text{C},p)^{13}\text{C}$ est totalement éliminée dans ce cas. L’axe des abscisses est en unité de $4 \times \text{keV/channel}$.

attendues les coïncidences avec p_1 (encadrées sur le graphique).

Sur cette matrice, il est aussi possible de distinguer deux autres groupes de particules présentant des coïncidences vraies avec $E_\gamma = 440 \text{ keV}$: p_2 et p_3 autour de $E_{\text{part.}} \sim 700 \times 4 \text{ keV/channel}$ et $400 \times 4 \text{ keV/channel}$, respectivement. Ce spectre a été obtenu en environ 9 heures de prise de données avec un faisceau d’intensité $\sim 100 \text{ pA}$.

La mesure de la section efficace pour la dernière énergie investiguée durant cette campagne, $E_{\text{lab}} = 6.06 \text{ MeV}$, a nécessité plus de 50 heures d’enregistrements de données avec une intensité de faisceau variant entre 100 et 130 pA. La matrice de coïncidence obtenue est présentée Fig. II.14, où une statistique 10 fois moindre que la mesure précédente est observée.

Cependant, l’identification du signal reste claire et sans contamination. En effet, le possible bruit de fond à l’intérieur de la fenêtre de coïncidence présentée Fig. II.14 est uniquement dû aux coïncidences aléatoires entre des γ d’énergie comprise entre $E_\gamma = 435\text{--}445 \text{ keV}$ provenant du fond Compton ou des radiations de l’environnement, avec des particules dont l’énergie se situe entre $E_{\text{part.}} = 1050\text{--}1250 \times 4 \text{ keV/channel}$. Dans ces gammes d’énergie, le taux de comptage dans les spectres bruit de fond γ est de l’ordre de 0.75 Hz , et de 0.04 Hz dans les spectres particules à cette énergie d’interaction, $E_{\text{lab}} = 6.06 \text{ MeV}$. Pour une fenêtre de coïncidence de $1 \mu\text{s}$, on obtient alors $B = 0.75 \times 0.04 \times 1 \times 10^{-6} = 3 \times 10^{-8} \text{ Hz}$, où B le bruit de fond provenant de coïncidences fortuites. Ceci est à comparer au taux de comptage dans la fenêtre de coïncidence : $S = 4 \times 10^{-5} \text{ Hz}$, résultant en un rapport signal à bruit $S/B \sim 1.3 \times 10^3$.

Dans le but d’obtenir la section efficace absolue, la normalisation des données s’est appuyée à la fois sur les taux de comptage dans les moniteurs et sur la cage de Faraday pré-

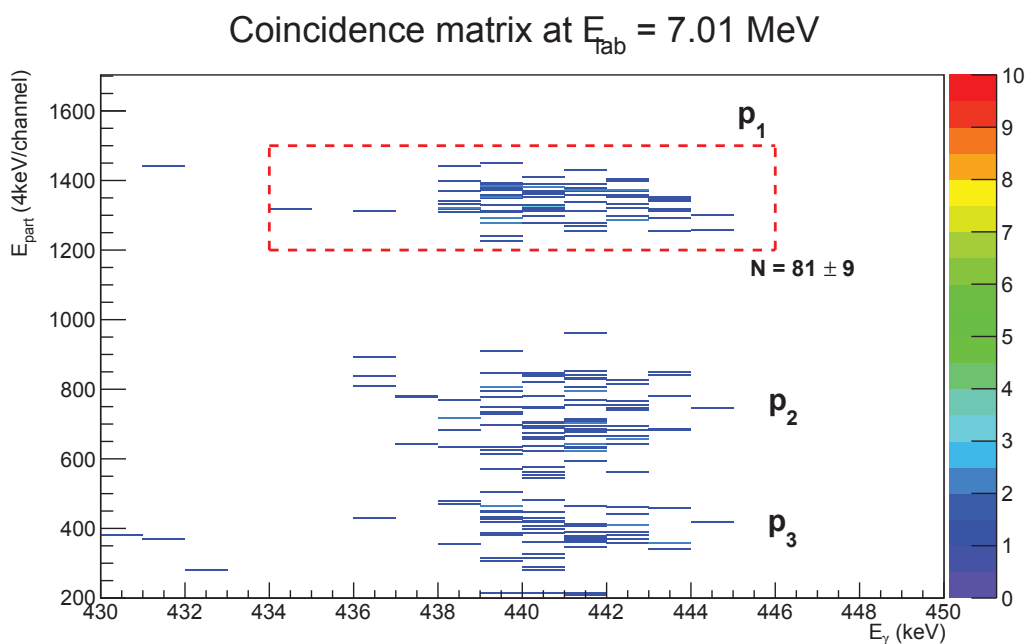


FIGURE II.13 – Matrice de coïncidence ($E_{\text{part.}}$, E_{γ}) pour la réaction $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ à $E_{\text{lab}} = 7.01 \text{ MeV}$ obtenue avec le DSSD S1 le plus à l’avant ($17^{\circ} \leq \theta_{\text{lab}} \leq 31^{\circ}$). L’axe des ordonnées est en unité de $4 \times \text{keV/channel}$.

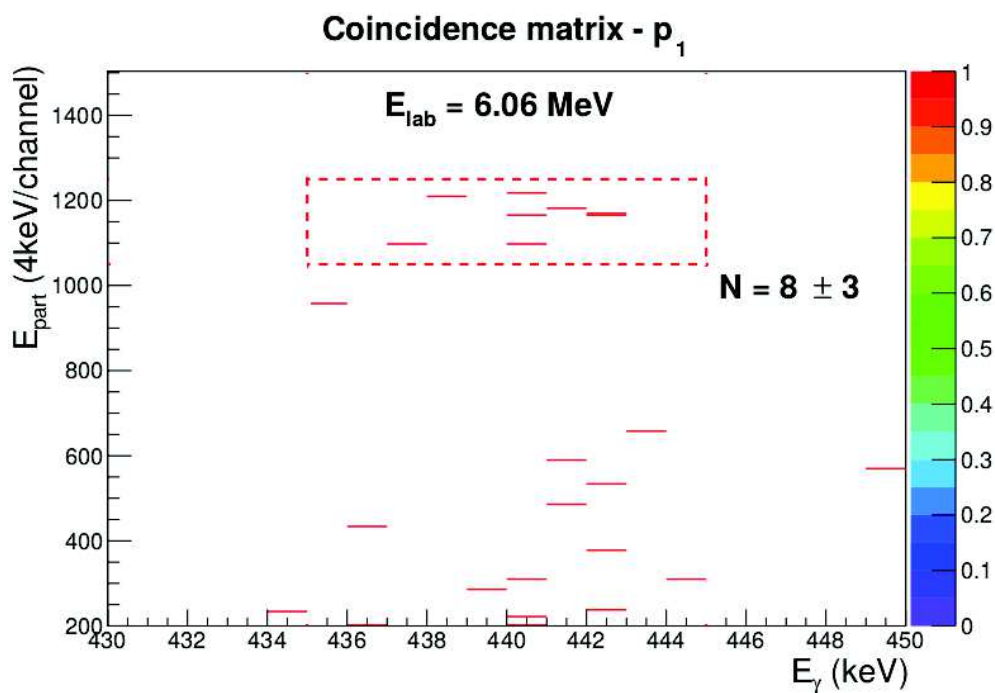


FIGURE II.14 – Matrice de coïncidence ($E_{\text{part.}}$, E_{γ}) pour la réaction $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ à $E_{\text{lab}} = 6.06 \text{ MeV}$ obtenue avec le DSSD S1 le plus à l’avant ($17^{\circ} \leq \theta_{\text{lab}} \leq 31^{\circ}$). L’axe des ordonnées est en unité de $4 \times \text{keV/channel}$.

sente en bout de ligne pour mesurer en continu l'intensité du faisceau délivrée. Durant mon stage de Master 2, je me suis concentré principalement sur l'identification de la voie proton, et plus particulièrement à la section efficace de production p_1 , p_2 et p_3 . Les valeurs obtenues ont été cohérentes avec celles extraites par l'équipe de Argonne, permettant une validation croisée des résultats.

La dernière campagne de mesures à basse énergie a été effectuée à Argonne en février 2016. Les résultats ont été publiés récemment [20] et sont illustrés sur la Fig.II.15 par les points noirs. Des extrapolations théoriques sont également présentées : les calculs de Fowler *et al.* [21] (bleu) que nous avons introduit Sect. I-1.3.3, les calculs de Esbensen *et al.* [42] (magenta) comprenant un cœur répulsif dans le potentiel d'interaction (voir Sect. I-2.2), les calculs de Jiang *et al.* [43] (noir) tenant compte de la faible densité d'états dans le ^{24}Mg (voir Sect. I-2.1.2), ainsi que l'ajustement pour déterminer le maximum dans le facteur astrophysique (rouge) utilisant l'équation I.30 de la Sect. I-2.2.2.

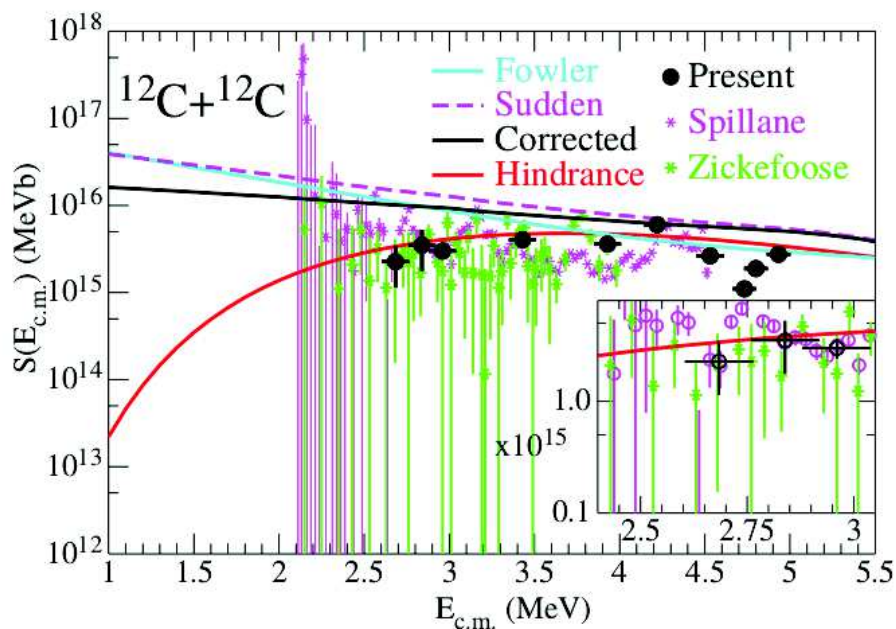


FIGURE II.15 – Facteur astrophysique pour la réaction $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ extrait de la Réf. [20].

Ce dernier semble être le plus à même de décrire les données obtenues par la méthode des coïncidences à basse énergie, et un maximum relativement large autour de $E_s = 3.68$ MeV est obtenu lors de l'ajustement. Suivant l'extrapolation de la courbe rouge sur la Fig. II.15, l'implication en terme astrophysique est un décalage de la combustion du carbone dans les étoiles vers des températures et des densités plus élevées, comme nous l'avons mentionné dans la Sect. I-2.3. Au contraire, la résonance proposée par Spillane *et al.* [13] à $E_{\text{cm}} = 2.14$ MeV aurait l'effet inverse. La tendance du facteur astrophysique vers les basses énergies reste ainsi à confirmer, et représente l'un des objectifs des expériences menées au cours de ma thèse.

Les résultats obtenus à Argonne en utilisant la méthode des coïncidences sont très prometteurs. En effet, il apparaît possible d'identifier le signal provenant de la fusion de façon fiable. Les diverses sources de bruit de fond impliquant une extraction difficile de ce signal dans les expériences mesurant distinctement particules chargées ou γ sont ainsi

drastiquement réduites. Cependant, pour mesurer directement la section efficace de fusion $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ à encore plus basse énergie, un certains nombres de défis expérimentaux sont encore à traiter, et nous listons les principaux dans le paragraphe suivant.

II-3.3 Contraintes et défis de la technique des coïncidences

La dernière mesure du groupe de Argonne atteint $E_{\text{cm}} = 2.68$ MeV, et la section efficace obtenue est de l'ordre de 6 nb. Ce point de mesure a nécessité plusieurs jours de faisceau avec une intensité allant jusqu'à 600 pA. Il apparaît donc que pour des mesures directes de la section efficace sous le nano-barn, l'utilisation de faisceaux très intenses (≥ 1 pA) pendant un temps d'expérience de plusieurs jours ou semaines est nécessaire pour obtenir une statistique suffisante.

Cependant, les cibles minces de carbone (de l'ordre de 30-50 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$) ne résistent pas à ces fortes intensités. En effet, le dépôt d'énergie dans la cible est tel que ces cibles sont détruites en quelques heures seulement. Les cibles épaisses peuvent quand à elles supporter des intensité de quelques dizaines de pA, mais ne permettent pas une bonne connaissance de l'énergie d'interaction, d'une part, ni une mesure des particules chargées aux angles à l'avant, d'autre part.

Comme nous le verrons par la suite, l'idée exploitée par notre projet expérimental est l'utilisation de cibles tournantes, permettant une répartition de l'exposition au faisceau sur une grande surface, limitant ainsi le dépôt d'énergie et la destruction rapide des cibles minces.

L'un des enjeux de cette mesure est aussi le contrôle de l'épaississement de la cible au cours de l'expérience, qui modifie à la fois la normalisation absolue de la section efficace et l'énergie effective de l'interaction. Ce mécanisme dépend principalement de la qualité du vide dans la chambre à réaction, de la surface irradiée par le faisceau, et de la température maximale atteinte au niveau de la cible [87, 88].

Dans le but de répondre à l'ensemble de ces défis posés par la mesure directe de la section efficace de fusion $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ par la méthode des coïncidences, nous avons développé au sein de l'Institut Pluridisciplinaire Hubert Curien (IPHC - CNRS/Strasbourg) une nouvelle station de mesure mobile, STELLA², dont nous détaillons les principales caractéristiques dans la section suivante.

II-4 Le projet STELLA

Le projet STELLA a été soutenu et financé par l'Institut des Études Avancées de l'Université de Strasbourg (USIAS) et le programme d'Initiative d'EXcellence (IdeX). Il concerne le développement et la construction d'une chambre à réaction au sein de laquelle sont placés un système de cibles fixes et de cibles tournantes, un ensemble de détecteurs au silicium associé à un nouveau système d'acquisition digital, un système de pompage adapté à l'ultra-vide, et une structure permettant d'accueillir les détecteurs γ de la collaboration UK FATIMA³ [89].

2. STELLA : STELLar LAboratory

3. FATIMA : FAst TIMing Array.

Les développements techniques relatifs au projet STELLA ont pour but de répondre aux défis de la mesure directe de la section efficace de fusion entre ions légers aux énergies proches des régions d'intérêt astrophysique. Les différentes études concernant le développement de STELLA ont été menées durant ma première année de thèse, et j'ai donc pu participer activement à la conception et à la réalisation de ce projet.

La construction de la chambre à réaction ainsi que des divers éléments techniques s'est déroulée au sein de notre institut de recherche, en collaboration étroite avec les différentes équipes techniques adossées à notre laboratoire. La finalisation et l'installation de notre plateforme s'est effectuée en septembre 2016, au début de ma deuxième année de thèse, auprès de l'accélérateur Andromède [90,91] situé à l'Institut de Physique Nucléaire d'Orsay (IPNO).

Cette section a pour but de présenter en détails les développements techniques concernant le projet STELLA :

- La chambre à réaction est présentée dans la Sect. II-4.1,
- Le système de pompage permettant d'obtenir un vide de l'ordre de $\sim 3 \times 10^{-8}$ mbar est décrit dans la Sect. II-4.2,
- Les études et réalisations concernant le système de cibles tournantes, permettant d'irradier des cibles minces avec des intensités de faisceau de quelques μA , sont détaillées dans la Sect. II-4.3,
- L'ensemble de détecteurs $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ utilisé au cours de notre expérience pour mesurer les γ issus de la réaction est décrit dans la Sect. II-4.4,
- L'ensemble de détecteurs au silicium mesurant les particules chargées est présenté dans la Sect. II-4.5,
- Le système d'acquisition développé pour le projet STELLA ainsi que son couplage avec celui provenant de l'ensemble de détecteurs γ est détaillé dans la Sect. II-4.6,
- Enfin, une présentation de l'accélérateur Andromède utilisé au cours de notre campagne d'expériences est réalisée dans la Sect. II-4.7 .

Les développements techniques autour du projet STELLA ont fait l'objet d'une publication récente [92].

II-4.1 Chambre à réaction

II-4.1.1 Design général

Le design de la chambre à réaction de STELLA s'est appuyé sur les besoins spécifiques d'une mesure des réactions de fusion entre ions légers en utilisant la méthode des coïncidences. En effet, un système de détection efficace est nécessaire pour garantir une statistique suffisante à très basse énergie d'interaction. Pour ce faire, un dispositif compact pour accueillir les détecteurs au silicium ainsi qu'un ensemble de détecteurs γ placés au plus proche de la cible a été choisi. La maquette 3D du dispositif complet est présentée

Fig. II.16.

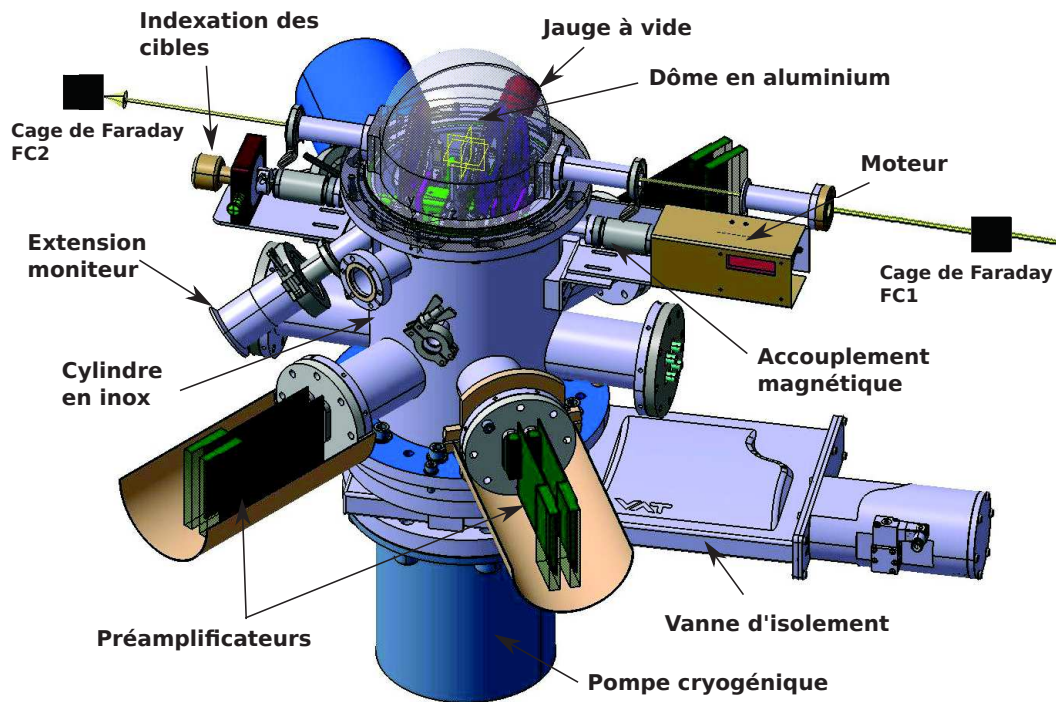


FIGURE II.16 – Maquette 3D de la chambre à réaction. Le dôme en aluminium surplombe la partie cylindrique en inox dans laquelle sont usinés les passages de paroi. Le système d’indexation des cibles se situe sur la gauche de la figure, tandis que le moteur permettant la rotation des cibles est visible sur la droite. La pompe cryogénique (en gris bleuté, en bas) de diamètre ~ 20 cm permet de couvrir l’ensemble du volume de la chambre pour un pompage optimal, et peut être isolée de cette dernière à l’aide de la vanne visible sur la droite. En amont (FC1) et en aval (FC2) de la chambre à réaction, deux cages de Faraday servent au contrôle et à la mesure de l’intensité du faisceau.

La chambre à réaction est constituée d’un dôme en aluminium d’un diamètre de 20 cm et d’épaisseur de 2.5 mm, limitant ainsi l’absorption des γ issus de la réaction de fusion. Le dôme supporte aussi les tubes de raccordement avec la ligne de faisceau, qui traverse de part en part les cibles positionnées au centre de la chambre. Sa forme demi cylindrique permet d’optimiser le positionnement de la structure de support des détecteurs γ , qui sera présentée Sect. II-4.4.

Ce dôme surplombe une partie cylindrique en inox sur laquelle ont été usinés les différents passages de parois. Sur les côtés du cylindre, quatre brides comprenant chacune deux sorties DB25 accueillent les préamplificateurs utilisés pour la lecture du signal des détecteurs au silicium. Vers l’avant, deux extensions ont été disposées pour positionner au plus loin de la cible des moniteurs mesurant le faisceau diffusé (la Fig. II.17 présente une meilleure vue de ces dernières). À l’avant et à l’arrière, deux brides avec quatre connecteurs BNC servent à l’utilisation des moniteurs et à la lecture du courant sur le porte cible au moment de la focalisation du faisceau. Dans l’axe du faisceau se trouvent les passages de parois permettant l’indexation et la rotation des cibles tournantes, visibles à gauche et à droite de la Fig. II.16, respectivement. Enfin, différents mécanismes relatifs au système de pompage sont installés sur ce cylindre : une vanne de précision permettant la rentrée d’air, une autre pour la mise sous vide, et la jauge (en rouge sur les Figs. II.16 et II.17) mesurant le niveau du vide au plus proche de la cible.

Au dessous de la partie cylindrique se trouve la pompe cryogénique utilisée au cours de l'expérience (en gris bleuté sur la Fig. II.16). Cette dernière permet de pomper sur toute la surface de la chambre à réaction, et d'obtenir ainsi un vide $\sim 3 \times 10^{-8}$ mbar, comme nous le verrons dans la Sect. II-4.2.

L'ensemble de la chambre à réaction repose sur un plateau métallique fixé sur quatre piliers massifs par un système de vis. Ces dernières permettent d'ajuster la position de la chambre suivant les 3 axes (x,y,z), assurant ainsi un bon alignement du centre de la chambre à réaction avec la ligne de faisceau.

Deux cages de Faraday, représentées par des rectangles noirs sur la Fig. II.16, servent au contrôle et à la mesure de l'intensité du faisceau délivré par l'accélérateur. Le détail de leur utilisation fera l'objet de la Sect. III-4.1.

Il est à noter ici que l'ensemble de la conception et de la réalisation de la chambre à réaction a été effectué au sein de notre Institut. En effet, seule la partie cylindrique de la chambre n'a pas été construite sur place, mais l'ensemble des piquages et passages de parois, ainsi que le dôme et son contenu, que nous détaillons par la suite, ont été conçu et usiné par le service mécanique de l'IPHC.

II-4.1.2 Intérieur de la chambre

Une vue agrandie de l'intérieur de la chambre à réaction est présentée Fig. II.17. Un système de fixation en "panier" est ancré dans la partie basse de la chambre à réaction, permettant la mise en place de trois détecteurs annulaires au silicium ainsi que le mécanisme de support des cibles fixes et tournantes. Ce dernier sera détaillé dans la Sect. II-4.3.

Le système de positionnement des DSSDs est constitué d'un ensemble de cavaliers permettant de guider les détecteurs le long de l'axe vertical et de les bloquer dans leur position finale. Ainsi, le centrage par rapport à l'axe du faisceau et la distance cible/détecteurs ont une précision inférieure au millimètre. Les supports des détecteurs comprennent une série de pins montés sur ressort chargés de récupérer les signaux des DSSDs. Les câbles sont envoyés vers les connecteurs des passages de parois en passant par le bas de la chambre, afin de limiter le budget de matière et donc l'absorption des γ issus de la fusion au niveau du plan de la cible. La forme et la conception des PCBs accueillant les capteurs au silicium ont aussi été adaptées à la taille du dôme (voir Sect. II-4.5).

Il est possible d'utiliser 3 DSSDs à l'intérieur de la chambre : deux détecteurs de type S3, et un de type S1. Comme indiqué sur la Fig. II.17, le S3 le plus à l'avant est dénoté S3F (*forward*) et le plus à l'arrière S3B (*backward*). Cette convention sera utilisée tout au long du manuscrit pour désigner ces détecteurs. La position des DSSDs à l'intérieur de la chambre à réaction a été choisie pour maximiser la couverture angulaire pour la détection des particules chargées.

Les deux extensions permettant la mise en place de deux moniteurs à une distance ~ 23 cm de la cible pour la mesure du faisceau diffusé sont visibles sur la Fig. II.17, formant un angle $\theta_{\text{lab}} = 45^\circ$ par rapport à l'axe du faisceau. Le dispositif est décrit en détail dans la Sect. II-4.1.3.

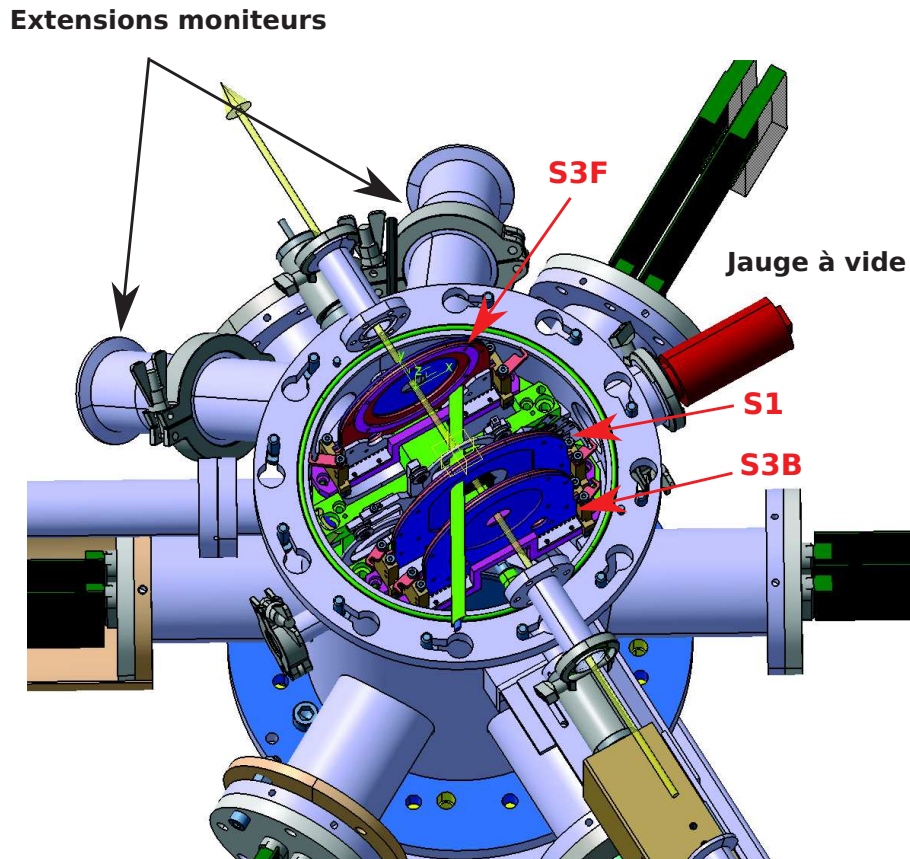


FIGURE II.17 – Maquette 3D de l'intérieur de la chambre à réaction. Les détecteurs de particules (bleu foncé) sont alignés le long de l'axe du faisceau (flèche jaune), et leur positionnement maximise la couverture angulaire pour la détection des particules chargées émises au cours de la fusion $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$. Au centre de la chambre est représenté le système de fixation des cibles. Les extensions sur les côtés sont utilisées pour le passage des signaux venant des détecteurs au silicium, tandis que les deux à l'avant accueillent les moniteurs destinés à la mesure du faisceau diffusé.

La jauge utilisée pour la lecture du vide est la pièce rouge visible sur la Fig. II.17. Cette dernière est positionnée au plus proche des cibles, car l'importance du niveau de vide est crucial dans cette zone pour limiter les effets d'épaississement de la cible, provoqué par le dépôt de carbone par le faisceau sur la surface irradiée. En effet, le carbone déposé sur la cible provient notamment du gaz résiduel présent dans la chambre à réaction [87].

Avec pour objectif d'obtenir une station de mesure avec un niveau de vide $\leq 10^{-7}$ mbar, un système de pompage performant a été mise en place, et sa description fait l'objet de la Sect. II-4.2.

II-4.1.3 Extensions moniteurs

Pour obtenir une normalisation absolue de la section efficace de fusion, on peut se baser sur la mesure du faisceau diffusé par la cible. En effet, aux énergies sous-coulombiennes, la section efficace de diffusion est décrite de façon exacte, car seules les interactions électromagnétiques rentrent en jeu. Ainsi, un taux de comptage qui peut être calculé est attendu dans les moniteurs utilisés pour mesurer cette diffusion du faisceau par la cible. La normalisation de la section efficace différentielle de fusion est alors donnée par :

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{lab}}^{\text{fus}} = \frac{N_{\text{fus}}}{N_{\text{mon}}} \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{lab}}^{\text{diff}} \frac{\Delta\Omega_{\text{mon}}}{\epsilon \cdot \Delta\Omega} \quad (\text{b/sr}), \quad (\text{II.13})$$

où N_{fus} est le nombre d'évènements de fusion mesurés par un système de détection couvrant un angle solide $\Delta\Omega$ et ayant une efficacité ϵ , N_{mon} est le nombre de noyaux diffusés par la cible mesurés par un moniteur d'angle solide $\Delta\Omega_{\text{mon}}$, et $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{lab}}^{\text{diff}}$ est la section efficace différentielle décrivant la diffusion.

Dans le cas d'une collision faisant intervenir deux noyaux identiques, la théorie décrivant la diffusion est décrite par la formule de Mott [73] :

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{cm}} = \frac{Z^4 e^4}{4(4\pi\epsilon_0 E_{\text{cm}})^2} \left[\frac{1}{\sin^4\left(\frac{\theta_{\text{cm}}}{2}\right)} + \frac{1}{\cos^4\left(\frac{\theta_{\text{cm}}}{2}\right)} + \frac{2}{\sin^2\left(\frac{\theta_{\text{cm}}}{2}\right)\cos^2\left(\frac{\theta_{\text{cm}}}{2}\right)} \cos\left(\frac{Z^2 e^2}{4\pi\epsilon_0 \hbar v} \ln\left(\tan^2\left(\frac{\theta_{\text{cm}}}{2}\right)\right)\right) \right], \quad (\text{II.14})$$

où Z est le numéro atomique des noyaux considérés, e la charge électrique élémentaire, ϵ_0 la permittivité diélectrique du vide, \hbar la constante de Planck réduite, θ_{cm} l'angle de diffusion dans le centre de masse, et E_{cm} l'énergie de la collision dans le référentiel du centre de masse.

Cette formule n'est valable que pour décrire la diffusion de deux bosons identiques, condition vérifiée par le ^{12}C , noyau pair-pair ayant un spin 0^+ dans son état fondamental. La première partie de l'équation II.14 contient les termes classiques de la diffusion de Rutherford, mais apparaissent ensuite des termes d'oscillations d'origines purement quantique, provenant du principe d'indiscernabilité de particules identiques.

La Fig. II.18 présente les résultats du calcul de la section efficace différentielle de Mott pour le système $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ à $E_{\text{lab}} = 12$ MeV (courbe rouge) et $E_{\text{lab}} = 4$ MeV (courbe bleue), après transformation dans le système du laboratoire. Il est à noter que dans ce référentiel, la diffusion s'effectue à l'avant uniquement car les particules ont des masses identiques.

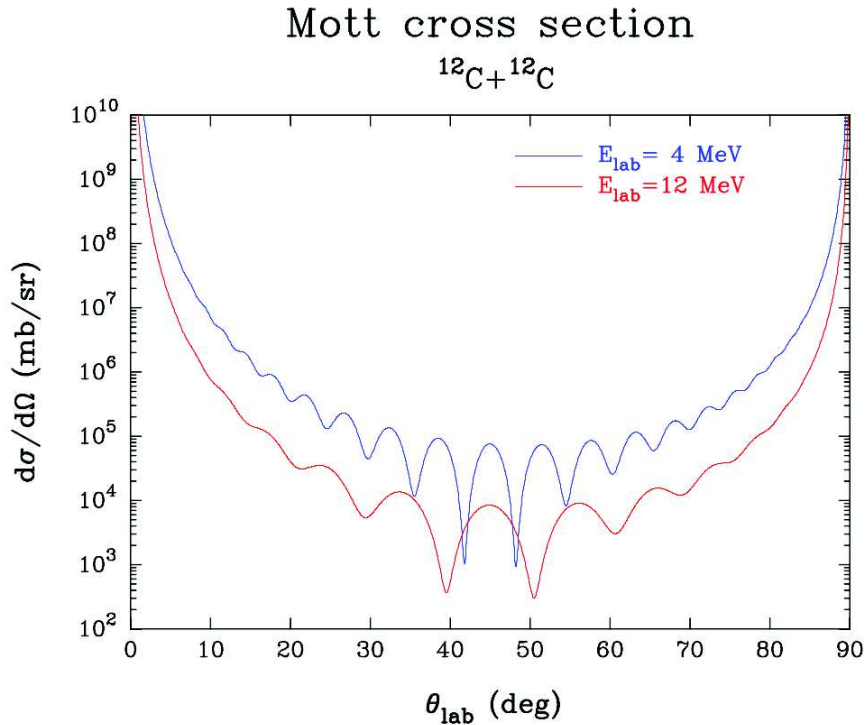


FIGURE II.18 – Section efficace différentielle de Mott pour le système $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ à $E_{\text{lab}} = 12$ MeV (rouge) et $E_{\text{lab}} = 4$ MeV (bleu). Des oscillations prononcées et dépendantes de l'énergie d'interaction sont visibles, excepté à $\theta_{\text{lab}} = 45^\circ$ pour lequel la section efficace différentielle présente toujours un maximum local.

La section efficace différentielle montre de fortes oscillations dont l'intensité et la position angulaire dépendent de l'énergie d'interaction, excepté à $\theta_{\text{lab}} = 45^\circ$ où la section efficace présente un maximum local indépendant de l'énergie de la collision. Tenant compte de ces caractéristiques, le choix de l'emplacement du moniteur dans la chambre à réaction requiert une attention particulière. En effet, la section efficace peut varier très rapidement en fonction de l'angle de détection du ^{12}C , et une erreur dans le positionnement du moniteur peut conduire à des résultats très différents de ceux attendus.

À titre d'exemple, pour une énergie de collision $E_{\text{lab}} = 4$ MeV, la section efficace différentielle est de :

- 72.5 b/sr à $\theta_{\text{lab}} = 39.5^\circ$,
- 51.9 b/sr à $\theta_{\text{lab}} = 40^\circ$,
- 30.4 b/sr à $\theta_{\text{lab}} = 40.5^\circ$.

Ainsi, une déviation angulaire de $\pm 0.5^\circ$ dans la position du moniteur peut entraîner une erreur d'un facteur ~ 1.5 dans la normalisation de la section efficace de fusion $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$. De plus, comme la position des oscillations à un angle donné varie en fonction de l'énergie d'interaction, cette erreur dans la normalisation sera également dépendante de l'énergie, excepté à $\theta_{\text{lab}} = 45^\circ$.

Une étude sur l'impact de cette possible erreur de positionnement du moniteur est présentée Fig. II.19. Un facteur astrophysique arbitraire que nous devons mesurer est représenté par la courbe noire. Les courbes bleues et rouges présentent les résultats de la normalisation obtenus à l'aide d'un moniteur dont la position "vraie" est décalée de $\pm 0.5^\circ$ par rapport à la position attendue, 40° (à gauche) et 45° (à droite).

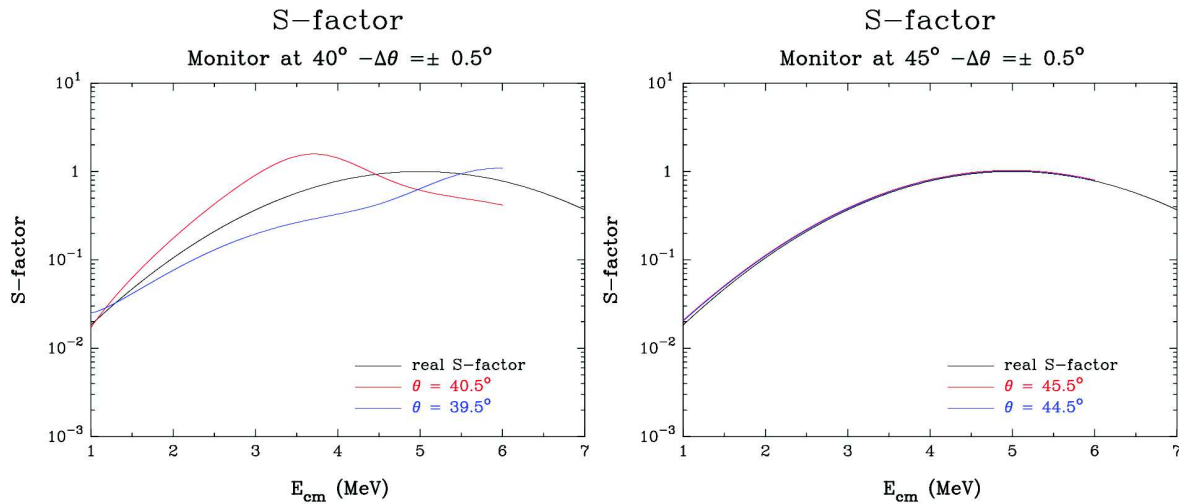


FIGURE II.19 – Facteur astrophysique arbitraire (noir) comparé à ceux obtenus à l'aide d'une normalisation où la position vraie du moniteur présente une déviation de $\pm 0.5^\circ$ par rapport à la valeur théorique 40° (à gauche) et 45° (à droite).

Si la position théorique du moniteur est à $\theta_{\text{lab}} = 40^\circ$, alors une erreur de $\pm 0.5^\circ$ entraîne une mauvaise normalisation de la section efficace de fusion. Comme le montrent les graphiques de la Fig. II.19, l'ampleur dépend de l'énergie d'interaction. En revanche, comme la section efficace différentielle de Mott présente un maximum local à $\theta_{\text{lab}} = 45^\circ$ quelque soit l'énergie d'interaction, une mauvaise connaissance de la position angulaire du moniteur a un effet négligeable sur la normalisation, comme le montre le graphique de droite sur la Fig. II.19. Pour cette raison, nous avons décidé de placer les moniteurs de sorte que l'angle de diffusion soit de $\theta_{\text{lab}} = 45^\circ$ par rapport à l'axe du faisceau.

Dans notre projet, les moniteurs sont des détecteurs silicium à barrière de surface. Comme présentées sur la Fig. II.17, deux extensions ont été construites pour placer les moniteurs à une distance ~ 23 cm de la cible, afin de réduire l'angle solide et le fort taux de comptage attendu. Un collimateur en aluminium de diamètre $d = 1$ mm est aussi présent pour réduire le nombre d'ions de ^{12}C détectés par les moniteurs. Ainsi, chaque moniteur couvre un angle solide $\Delta\Omega = 1.38 \times 10^{-5}$ sr. Ce collimateur est conçu de façon à ce que la zone irradiée soit située sur le pourtour du détecteur, comme le montre la Fig II.20.

Ce système de collimation permet de changer par rotation du moniteur la zone d'irradiation lorsque le détecteur est endommagé localement, suite à l'exposition à de forts taux de comptage.

Malgré ces précautions, on peut montrer que l'étude quantitative des taux de comptage des moniteurs est rendue difficile par la détérioration rapide de la résolution en énergie de ces derniers. Cependant, par le croisement avec les données obtenues sur l'intensité du faisceau par la cage de Faraday, l'extraction d'informations qualitatives sur l'épaisseur et la tenue des cibles reste possible à l'aide des spectres moniteurs (voir la Fig. III.2 de la Sect. III-1.2 par exemple).



FIGURE II.20 – En noir, le moniteur. En gris, le collimateur en aluminium. L'ouverture du collimateur (petit cercle noir sur la vue de face, à droite) est située sur le pourtour du détecteur afin de pouvoir changer de zone d'irradiation par rotation du moniteur lorsque celui-ci est endommagé.

II-4.2 Système de pompage

II-4.2.1 Primaire et secondaire

Le pompage primaire de la chambre à réaction est assuré par une pompe sèche, connectée à la chambre par l'un des côtés du cylindre en inox. Ainsi, le flux de gaz suit une trajectoire parallèle aux cibles disposées au sein de la chambre, ce qui limite les possibilités d'altération des fines feuilles de carbone, ainsi que des feuilles d'aluminium qui protègent la surface active des détecteurs au silicium (voir Sect. II-4.5). La vanne d'ouverture permet une mise sous vide lente de la chambre à réaction, de l'ordre de $\sim 3\text{-}4$ mbar/s.

Une fois un vide primaire d'environ 2×10^{-1} mbar atteint, le pompage secondaire peut alors débuter. Il est effectué à l'aide d'une pompe turbomoléculaire, située en bout de ligne de faisceau après STELLA. Un vide secondaire $\sim 10^{-2}$ mbar est atteint en quelques minutes.

II-4.2.2 Pompe cryogénique

Pour atteindre l'objectif d'une chambre sous ultravide, nous avons choisi d'employer une pompe cryogénique. En effet, pour atteindre des vides poussés $\leq 10^{-7}$ mbar, l'utilisation d'un piège froid sur lequel se condense les molécules du gaz résiduel est très efficace. Il est par exemple possible de fixer au plus proche de la cible un cône en cuivre refroidi à l'aide d'azote liquide, mais ce dispositif pourrait bloquer la mesure des particules chargées issues de la réaction de fusion étudiée.

La pompe cryogénique présente plusieurs avantages :

- Une pression de 10^{-8} mbar peut être atteinte.
- Le pompage est très rapide, avec une vitesse de pompage de l'azote ~ 2000 l/s.
- Le pompage par piégeage est efficace avec presque tous les gaz, à l'exception des plus légers (H_2 , He, ...).

- La pression d'amorçage de la pompe s'effectue autour de $\sim 6 \times 10^{-2}$ mbar. Ce niveau de vide est atteint très rapidement à l'aide la pompe turbomoléculaire.

Quelques précautions sont tout de même nécessaires pour une bonne utilisation de ce type de pompe. Une régénération périodique par chauffage est recommandé pour libérer la partie froide des molécules qui s'y sont piégées. Pour cela, il est indispensable d'avoir une vanne d'isolement entre la pompe cryogénique et la chambre à réaction (voir Fig II.16) pour ne pas relâcher le gaz à l'intérieur de cette dernière. Le mouvement du piston au sein de la pompe, qui assure la détente de l'hélium, provoque aussi des vibrations, qui n'ont cependant eu aucun effet notable sur notre dispositif expérimental.

Pour le projet STELLA, nous avons utilisé une pompe cryogénique avec une bride de pompage de 20 cm de diamètre, ce qui assure un très grand volume de pompage dans la chambre à réaction, comme on peut le voir sur la Fig. II.16. Un compresseur avec deux lignes d'hélium liquide est utilisé pour refroidir l'intérieur de la pompe à une température oscillant entre 15K et 18K. Une vanne d'isolement mobile grâce à un circuit d'air comprimé est placée entre la pompe et la chambre à réaction. Dans le but d'éviter la chute d'objet à l'intérieur de la pompe, une grille métallique avec un maillage fin de l'ordre de 2.2 mm de côté est disposée au dessus du niveau de la vanne d'isolement.

L'ouverture de la vanne pour amorcer le pompage cryogénique s'effectue lorsque le niveau de vide secondaire se situe aux alentours de 6×10^{-2} mbar. Immédiatement, la pression chute vers une valeur $\sim 10^{-5}$ mbar. La qualité du vide s'améliore alors par palliers : une vingtaine de minutes est nécessaire pour atteindre 10^{-6} mbar, une à deux heures pour 10^{-7} mbar, et quelques heures pour la pression la plus basse aux alentours de 3×10^{-8} mbar. Il est intéressant de rappeler que la jauge utilisée pour la mesure du vide se situe au cœur de la chambre à réaction, proche des cibles autour desquelles la présence de gaz résiduel influe sur leur épaissement.

Atteindre rapidement une pression $\leq 10^{-7}$ mbar présente quelques contraintes techniques. Entre autres, l'utilisation de matériaux compatible à l'ultra vide est nécessaire. Nous verrons dans la Sect. II-4.5 que les PCB ainsi que les câbles des détecteurs au silicium répondent à ce critère. L'utilisation de gants en nitrile par l'opérateur pour ne pas contaminer la chambre avec le dépôt de graisse présent sur les mains permet d'assurer un pompage efficace. Enfin, des joints en élastomère ont été utilisés, leur propreté et leur usure étant régulièrement vérifiée pour garantir un niveau de vide suffisant.

II-4.3 Cibles fixes et cibles tournantes

Pour notre projet, nous avons choisi d'utiliser des cibles minces de carbone, entre $20 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ et $75 \mu\text{g}/\text{cm}^2$, dans le but de mieux contraindre l'énergie d'interaction et de pouvoir mesurer les particules chargées issues de la réaction de fusion $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$.

Cependant, sous une forte intensité de faisceau, les cibles minces ne résistent que quelques dizaines de minutes avant de se détacher de leur support ou de casser. L'un des principaux effets de la destruction des cibles provient de la perte d'énergie du faisceau à l'intérieur de celles-ci. À titre d'exemple, un faisceau de ^{12}C de 5 MeV perd environ 350 keV dans une cible d'épaisseur $50 \mu\text{g}/\text{cm}^2$. En irradiant la cible avec une intensité de 5 μA , c'est ainsi 1.75 W déposée au cœur de cette dernière.

Pour répondre à cette problématique, nous avons développé au sein de notre équipe, en collaboration avec le GANIL⁴, un système de cibles tournantes. L'idée principale est d'augmenter la surface d'irradiation de la cible dans le but de répartir le dépôt d'énergie, et ainsi de prolonger la durée de vie des cibles minces.

II-4.3.1 Mécanisme

Le mécanisme de support des cibles est présenté sur les Figs. II.21 et II.22. Le système est divisé en quatre secteurs, trois pour accueillir les cibles tournantes, et un autre qui permet la mise en place d'un jeu de 6 cibles fixes. Sur ce dernier quadrant, la position centrale est réservée à l'utilisation d'un porte cible vide qui est électriquement isolé du reste de la chambre à réaction. Ainsi, une lecture de courant sur ce porte cible est possible pour contrôler la focalisation du faisceau si nécessaire.

Les cibles fixes ont été utilisées lors de notre première campagne d'expérience (de novembre 2016 à janvier 2017). Ces dernières ont été montées sur un porte cible dont l'ouverture centrale présente un diamètre de 9 mm. Elles sont enrichies en ^{12}C et ont été préparées par l'atelier de fabrication de cibles du Laboratoire National de Legnaro (INFN, Italie). Trois jeux de cibles d'épaisseur 20, 30 et 50 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ ont été utilisées au cours de l'expérience.

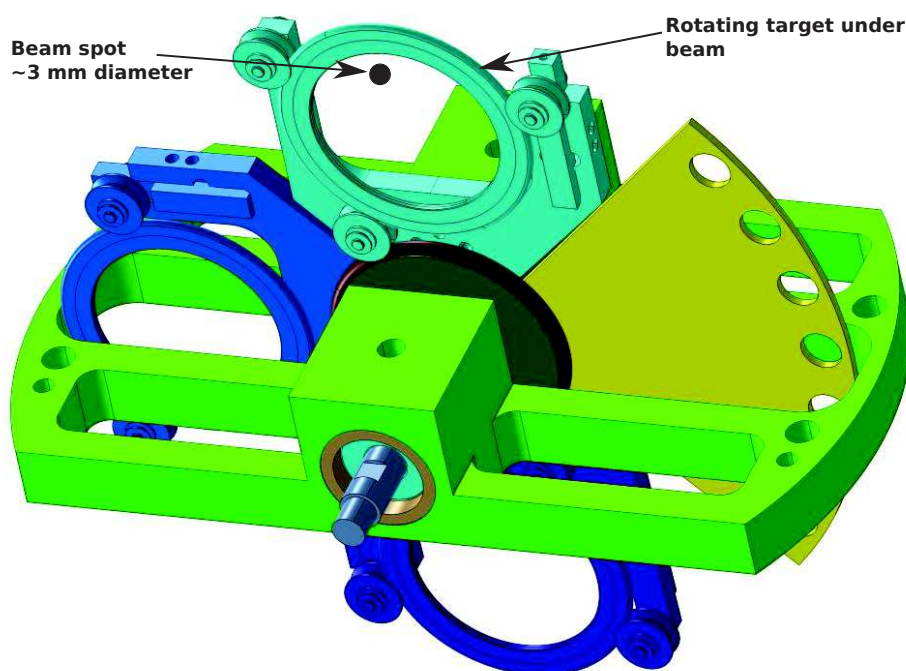


FIGURE II.21 – Maquette 3D du système de fixation des cibles dans la chambre à réaction. Le système est divisé en 4 secteurs : 3 pour les cibles tournantes, et un permettant la mise en place de 6 cibles fixes. La position du faisceau (échelle non respectée) est représentée en noire sur la figure.

Les cibles tournantes ont quand à elles été fabriquées au GANIL, à l'aide de carbone naturel. Des épaisseurs variant de 30 à 75 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ ont été utilisées lors de la dernière campagne

4. GANIL : Grand Accélérateur National d'Ions Lourds.

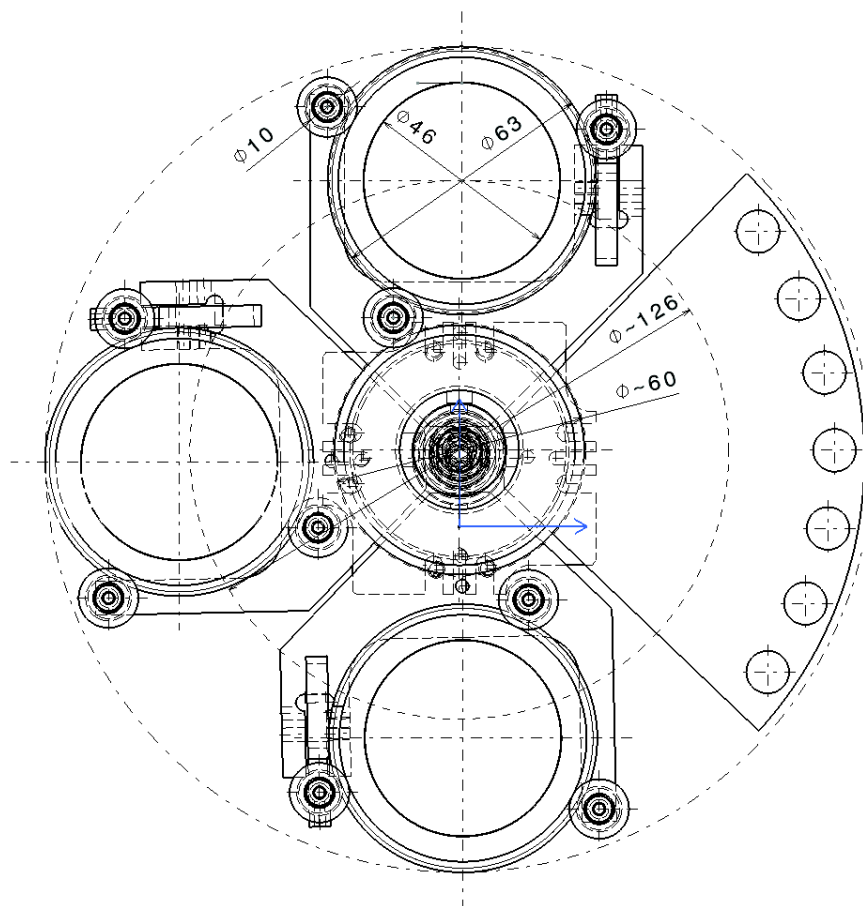


FIGURE II.22 – Dessin technique du système de fixation des cibles dans la chambre à réaction. Les cibles tournantes ont un diamètre interne de 46 mm, permettant une bonne répartition de la surface d'irradiation par le faisceau. Un système de roulement permet la rotation des cibles à l'aide d'un moteur situé à l'extérieur de la chambre à réaction. Issu de la Réf. [92].

d'expérience à l'automne 2017. Les feuilles de carbone sont déposées sur un cadre circulaire de diamètre interne de 46 mm et externe de 63 mm (voir Fig II.22). Le point d'impact du faisceau sur la cible se situe à environ 5 mm du bord du cadre, comme représenté sur la Fig. II.21. Cela permet d'obtenir une grande surface d'irradiation, comme nous le verrons sur la photo de la Fig. III.26. Il est intéressant de souligner qu'une surface d'irradiation étendue permet également de limiter le phénomène d'épaississement de la cible, ce dernier se produisant uniquement au niveau de la zone bombardée par le faisceau [87].

Les cibles sont ensuite positionnées sur trois roulements métalliques qui permettent de guider la rotation de l'ensemble du cadre. Le roulement en position basse est en contact avec le roulement central, enveloppé d'un joint élastomère qui assure la transmission de la rotation par friction. Il est à noter que seul le quadrant exposé au faisceau verra sa cible tourner. En effet, par un léger décalage des axes, seul un contact entre la partie centrale et le roulement métallique de la cible irradiée est possible.

Sur la Fig. II.21, l'axe de rotation permettant la transmission du mouvement au roulement central est visible sur le devant de la figure. Cet axe est ensuite connecté à un moteur situé à l'extérieur de la chambre à réaction *via* un couplage magnétique. Ce dernier est développé par la compagnie UHV Design Ltd [93], et a pour avantage de garantir le maintien de l'ultra vide dans la chambre alors que l'axe est en mouvement. De plus, cet équipement supporte des vitesses de rotation $\geq 1000 \text{ rpm}$ ⁵ qui, comme nous le verrons dans la prochaine section, sont nécessaires pour limiter l'élévation de la température de la cible. La vitesse de rotation de la cible est mesurée par un capteur optique situé au niveau du moteur, et s'affiche sur un écran digital.

À l'opposé de l'axe de rotation des cibles tournantes se trouve un deuxième axe qui permet l'indexation des cibles (voir Fig II.16). Les deux axes étant découplés, leurs mouvements s'effectuent de façon indépendante. Une molette graduée offre la possibilité de mettre en place l'une des trois cibles tournantes ou l'une des six cibles fixes. La position est bloquée à l'aide d'une cale venant s'insérer dans des interstices à forme cônica, assurant une précision de positionnement inférieure au millimètre.

II-4.3.2 Étude thermique

La conception du mécanisme pour les cibles tournantes s'est appuyée sur des études préalables de la dissipation de l'énergie déposée par le faisceau. Les calculs ont été réalisés à l'aide du logiciel MATHCAD15[®], outil développé pour effectuer des calculs complexes en ingénierie.

La distribution de la température sur la cible au niveau de l'impact du faisceau est ainsi calculée en résolvant l'équation de transfert de la chaleur par des pertes radiatives. Ces dernières suivent la loi de Stefan-Boltzmann pour les larges différences de température entre le milieu ambiant et le matériau chauffé, et la perte nette de chaleur par radiation au cours du temps, noté P_{rad} , s'écrit :

$$P_{\text{rad}} = \epsilon \sigma S (T^4 - T_s^4), \quad (\text{II.15})$$

où l'émissivité $\epsilon = 0.8$, σ est la constante de Stefan-Boltzmann⁶, S la surface de la cible

5. rpm : rotations par minute

6. $\sigma = 5.67 \times 10^{-8} \text{ W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-4}$

irradiée au cours d'une rotation, T la température de l'environnement ($T = 20^\circ\text{C}$) et T_s la température de la cible.

Ainsi, la cible est chauffée pendant son exposition au faisceau et est refroidie par radiation pendant la durée de la rotation, résultant en une dépendance locale de la température au cours du temps. Les calculs convergent en quelques secondes vers une température maximale, notée T_{max} , avec une variation par palier entre deux cycles de rotation.

Pour une puissance initiale donnée, ce processus est principalement dominé par la taille du faisceau, celle de la surface de la cible irradiée, et de la vitesse de rotation. Un exemple de températures T_{max} obtenues en variant certains de ces paramètres est présenté dans le tableau II.1. Ce tableau donne la température maximale calculée pour différentes puissances initiales P et en variant le diamètre du faisceau d , pour une vitesse de rotation constante de 1000 rpm.

d [cm]	T_{max} [$^\circ\text{C}$]	d [cm]	T_{max} [$^\circ\text{C}$]	d [cm]	T_{max} [$^\circ\text{C}$]
P = 1 W		P = 2 W		P = 3 W	
0.2	550	0.2	920	0.2	1240
0.3	410	0.3	670	0.3	910
0.4	340	0.4	550	0.4	730
0.5	290	0.5	470	0.5	620

TABLEAU II.1 – Dépendance de la température T_{max} en fonction du diamètre du faisceau d et de la puissance initiale P pour une vitesse de rotation de 1000 rpm.

Ces résultats nous montrent que plus la taille du faisceau est réduite, plus l'augmentation de la température de la cible sera importante, car comme le montre l'équation II.15, la perte radiative dépend directement de la surface irradiée.

Le graphique présenté Fig. II.23 rapporte les résultats obtenus de T_{max} pour une puissance fixe ($P = 2 \text{ W}$) et en faisant varier le diamètre du faisceau d et la vitesse de rotation de la cible entre 200 et 1000 rpm.

Nous retrouvons bien la même dépendance concernant la taille du faisceau, à savoir que T_{max} sera plus élevée pour un faisceau plus petit. Nous pouvons aussi constater qu'une rotation plus rapide de la cible implique une température T_{max} moins élevée. Ceci s'explique par le fait que la perte radiative est efficace pour refroidir la cible uniquement dans un laps de temps très court après l'exposition au faisceau. Ainsi, la diminution du cycle de rotation influe peu sur ce phénomène, tandis que le dépôt d'énergie par le faisceau est d'autant plus faible que la vitesse de rotation est élevée.

Ainsi, pour des faisceaux très intense de diamètre $d \sim 2 \text{ mm}$, une vitesse de rotation de 1000 rpm est nécessaire pour garantir une température de la cible inférieure à 1000°C , limite supérieure que nous avons fixé pour notre projet afin de ne pas avoir de modifications trop prononcées des propriétés de la cible. En revanche, nous verrons par la suite que l'augmentation de la température influe sur le mécanisme d'épaississement de la cible : ce dernier décroît à mesure que la température augmente [88].

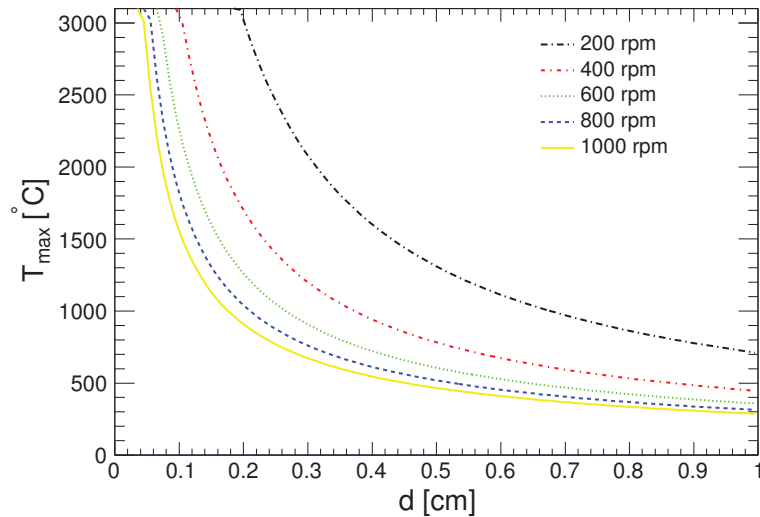


FIGURE II.23 – Dépendance de la température maximale T_{\max} en fonction du diamètre du faisceau d et de la vitesse de rotation de la cible, pour une puissance initiale de 2 W. Issu de la Réf. [92].

II-4.4 L'ensemble de détection γ : la collaboration UK FATIMA

Afin de mesurer les γ issus de la réaction de fusion $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$, nous avons utilisé les détecteurs à scintillation $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ de la collaboration UK FATIMA [89]. L'emploi de ce type de détecteur est de plus en plus fréquent, car ils assurent une mesure de l'énergie des γ avec une résolution suffisante couplée à une efficacité intrinsèque bien plus importante que les détecteurs au germanium, par exemple. Les détecteurs $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ présentent de plus une excellente résolution temporelle, inférieure à la nanoseconde [94].

II-4.4.1 Caractéristiques

Au cours de nos campagnes d'expérience, la collaboration a mis à notre disposition 36 détecteurs $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$, dont les cristaux ont un diamètre de 1.5" et une longueur de 2". Ces détecteurs sont couplés à des tubes photomultiplicateur (PMT) ayant un diamètre de 3", afin de collecter les photons générés à l'intérieur du cristal. Les $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ sont encapsulés dans un boîtier en aluminium d'épaisseur ~ 0.5 mm pour la face avant, et ~ 2 mm sur la longueur du cristal, comme le montre le schéma technique Fig II.24.

La résolution de ces détecteurs est de l'ordre de $\text{FWHM} \approx 3\%$ pour $E_\gamma = 1333$ keV, déterminée à l'aide d'une source de ^{60}Co . La calibration en énergie des détecteurs nécessite l'utilisation d'un polynôme d'ordre 2 afin de tenir compte de la réponse non-linéaire des détecteurs à l'énergie des γ mesurés. Cependant, le rapport entre le terme quadratique et le terme linéaire se situe aux alentours de 10^{-6} pour les détecteurs utilisés avec STELLA, comme nous le verrons dans la Sect. III-2.1.

Les détecteurs $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ sont aussi connus pour contenir des éléments radioactifs responsables d'une activité intrinsèque caractéristique. Deux isotopes gouvernent cette radioactivité naturelle : le ^{138}La et le ^{224}Ac . Ce dernier, de même que ses produits de désintégration, émet des particules α à différentes énergies, qui se retrouvent ainsi dans les spectres γ entre $E = 1600$ keV et $E = 3000$ keV [96].

L'abondance naturelle du ^{138}La est de 0.0902% et sa demi-vie est de 1.05×10^{11} ans [97]. L'activité associée résulte en un bruit de fond d'environ 90 Bq par cristal. Le ^{138}La décroît à

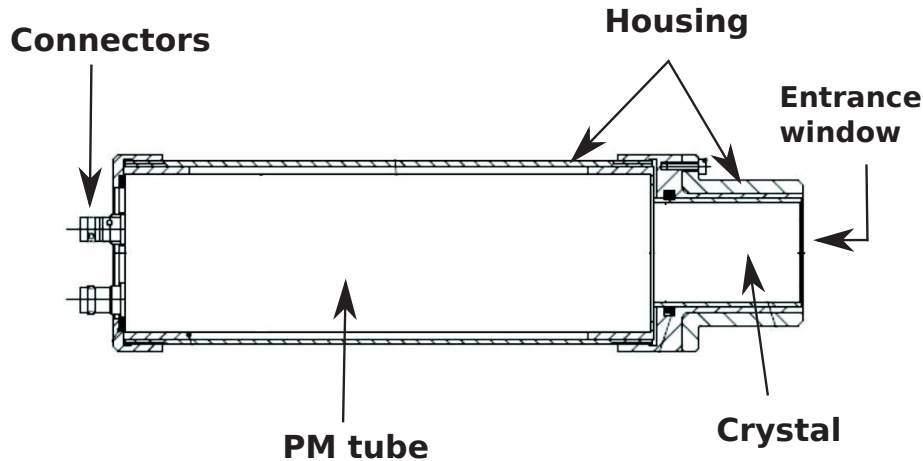


FIGURE II.24 – Schéma technique d'un détecteur LaBr₃(Ce) avec son PMT et son encapsulage dans un boîtier en aluminium, qui est plus fin sur la face avant pour limiter l'absorption des rayonnements γ . Adapté de la Réf. [95].

66.4% vers le ^{138}Ba par capture électronique et à 33.6% vers le ^{138}Ce par émission β . Dans les deux cas, seul le premier état excité 2^+ des noyaux fils est peuplé, et les transitions correspondantes sont accompagnées d'émission de γ d'énergie $E_\gamma = 1436 \text{ keV}$ et $E_\gamma = 789 \text{ keV}$ pour la capture électronique et la désintégration β , respectivement.

L'activité intrinsèque des LaBr₃(Ce) produit donc un bruit de fond constant dans les spectres γ , dont la contribution sera drastiquement réduite à l'aide de la technique des coïncidences. Cependant, cette caractéristique peut être étudiée à l'aide de simulations Geant4, et les résultats de cette étude peuvent être utilisés pour obtenir une calibration en énergie dépendante du temps pour ces détecteurs, afin de corriger les effets de changement de gain des PMT en fonction de la température ambiante (voir Sect. II-4.4.3).

Ces scintillateurs ont aussi pour propriété d'avoir une très bonne résolution temporelle. Pour ces LaBr₃(Ce), cette dernière a une précision meilleure que 1 ns [94]. Cette précision temporelle dans la détection γ par les LaBr₃(Ce) sera utilisée dans le projet STELLA pour discriminer les protons et les alphas mesurés par les DSSDs, comme nous le verrons dans la Sect. III-3.2.

Les signaux provenant des détecteurs LaBr₃(Ce) sont traités à l'aide de cartes VME V1751 de Caen[®]. Cinq cartes pouvant accueillir 8 voies d'acquisition ont été utilisées durant l'expérience. Ces dernières sont contrôlées informatiquement à l'aide du logiciel MIDAS⁷ développé par le laboratoire STFC (Daresbury, Royaume-Uni) [98]. Ces modules peuvent également recevoir un signal temporel externe afin d'effectuer une synchronisation avec un autre système d'acquisition, nécessaire pour l'utilisation de la technique des coïncidences (voir Sect. II-4.6 pour les détails). La haute tension de $\sim 1000 \text{ V}$ est quand à elle délivrée par un module multicanaux dédié de chez Caen[®].

7. MIDAS : Multi Instance Data Acquisition System

II-4.4.2 Simulation de la configuration géométrique

Une simulation Geant4 de ces détecteurs $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ a été menée afin d'optimiser la configuration géométrique à employer pour garantir une bonne efficacité de détection des γ issus de la fusion $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$. Différentes géométries ont été testées et caractérisées selon leur acceptation, leur compacité, leur efficacité de détection du pic photoélectrique pour une émission isotrope de γ de différentes énergies, ainsi que de l'optimisation de la fabrication de la structure de support pour l'atelier mécanique de notre laboratoire.

La simulation des cristaux de $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ repose sur l'utilisation standard des matériaux et des constructions géométriques de Geant4. La réalisation d'un détecteur se fait par la simulation du cristal, de sa capsule en aluminium, ainsi que du tube photomultiplicateur, afin de définir l'encombrement de chacun d'entre-eux pour la configuration géométrique finale.

Par choix de simplicité et de temps de calcul, la scintillation et l'émission de photons par le cristal ne sont pas considérées dans la simulation. Ainsi, seule l'énergie déposée dans le volume sensible défini par le cristal est prise en compte. Malgré cette approximation, la réponse globale à la détection de γ est reproduite, et permet une description des spectres expérimentaux (voir Fig. II.29). Ainsi, le pic photoélectrique, le front et le plateau Compton ainsi que la rétrodiffusion γ se retrouvent avec les bonnes proportions dans les spectres simulés.

Dans la simulation, l'énergie déposée dans le cristal est calculée de manière exacte, et ne reflète pas la résolution réelle des détecteurs. Il est donc nécessaire de convoluer les spectres simulés avec la résolution intrinsèque des détecteurs $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ dans le but de les comparer aux spectres expérimentaux. L'utilisation de sources radioactives de ^{152}Eu et de ^{60}Co permet d'obtenir des spectres expérimentaux sur une gamme d'énergie allant de $E_\gamma \sim 100 \text{ keV}$ à $E_\gamma \sim 1400 \text{ keV}$, et d'ajuster la courbe de résolution à l'aide de la formule suivante :

$$\frac{\Delta E}{E} = a + \frac{b}{\sqrt{E}}, \quad (\text{II.16})$$

qui est ensuite incorporée dans la simulation.

Dans ce projet, trois configurations géométriques principales ont été étudiées pour l'assemblage des détecteurs γ :

- Une configuration murale où les détecteurs sont empilés en quinconce, ce qui présente l'avantage d'un support facilement réalisable.
- Une configuration sphérique où tous les détecteurs pointent en direction de la cible, comme montré sur la Fig. II.25. Des études avec un nombre variable de détecteurs sur le premier anneau ont été réalisées.
- Une configuration cylindrique où les détecteurs font face au tube de la ligne de faisceau (voir Fig. II.26). Des études avec un nombre variable de détecteurs sur le premier anneau ont été réalisées.

Malgré une facilité de construction du support, l'arrangement mural n'a pas été retenu du fait de la plus faible acceptation géométrique de cette configuration, comme nous pouvons le constater dans le tableau II.2. Ce tableau précise la couverture de l'angle solide des trois configurations, en fonction du nombre de détecteurs dans la première ligne (10 ou 12). Cette acceptation géométrique a été obtenue en simulant une émission isotrope de γ d'énergie $E_\gamma = 10$ keV.

# Dét.	Acceptance [%]		
	Sphère	Cylindre	Murale
10	23.3	23.1	20.6
12	24.4	23.2	21.2

TABLEAU II.2 – Acceptance géométrique (en % de 4π) des détecteurs $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ suivant plusieurs configurations : sphérique, cylindrique et murale, avec 10 ou 12 détecteurs dans le premier anneau.

Comme attendu, la configuration sphérique présente la plus large couverture angulaire, au contraire de l'arrangement mural. Malgré une construction simple de la structure de support, ce dernier n'a donc pas été considéré par la suite.

Des études complètes de l'efficacité de l'ensemble de détecteur ont donc été menées pour les configurations sphériques et cylindriques. Les Figs. II.25 et II.26 présentent la visualisation obtenue à l'aide de Geant4. Seuls les premiers anneaux sont montrés, par souci de clarté.

Comme le montre le tableau II.2, l'acceptation géométrique de ces deux configurations est similaire, et ne dépend pas du nombre de détecteurs présents dans le premier anneau. L'arrangement avec 10 détecteurs dans ce dernier présente l'avantage de laisser plus d'espace pour accueillir les connecteurs électroniques des $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$. De part une plus grande facilité de conception mécanique de la structure de support, la configuration cylindrique présentée Fig. II.26 a été choisie.

Développée conjointement entre notre équipe de recherche et le service mécanique de l'IPHC, la structure finale servant de support à l'ensemble des 36 $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ disponibles est illustrée Fig. II.27.

Ce support prend la forme d'une selle de cheval, permettant l'orientation des détecteurs vers la ligne de faisceau, d'une part, et de suivre la forme cylindrique du dôme pour s'en rapprocher au plus près, d'autre part. Les détecteurs sont organisés en quatre lignes symétriques par rapport à l'axe du faisceau. La première ligne permet le positionnement 10 détecteurs, la suivante en accueille 8, et ainsi de suite. Les $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ sont maintenus en place à l'aide de collier de serrage (en vert sur la Fig. II.27) permettant un ajustement précis de la profondeur du positionnement des détecteurs.

Pour déplacer cet ensemble, une structure élévatrice a été développée. Celle-ci comporte un contrepoids et un système de chaînes permettant de déplacer verticalement la structure dans son ensemble, comme le montre la Fig. II.28.

Le mécanisme de déplacement s'effectue à l'aide d'un système de vis et d'écrous, sans effort grâce au système de contrepoids qui compense celui de la structure de support des détecteurs. En position haute, des cales sont disposées pour éviter tout risque de chute de

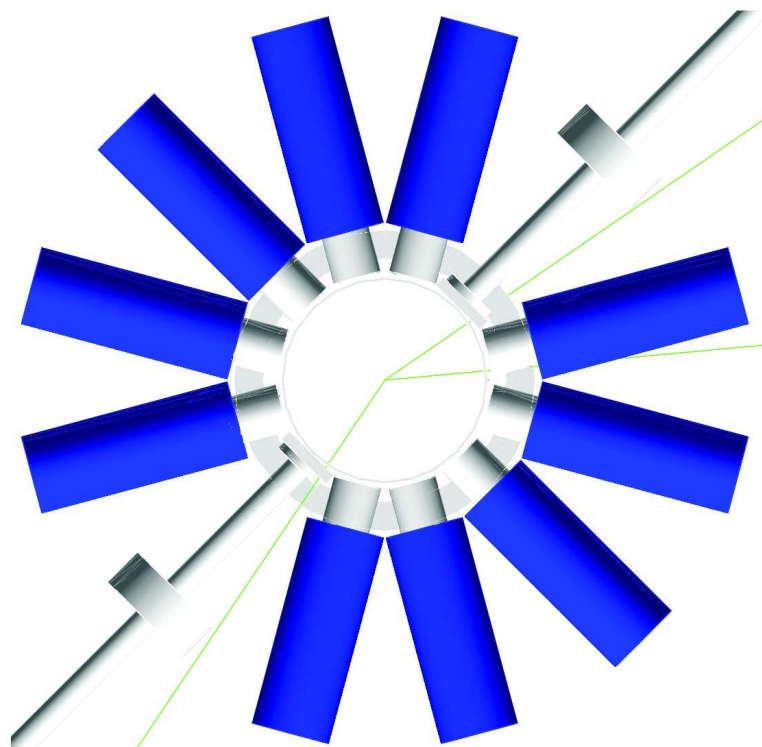


FIGURE II.25 – Visualisation Geant4 de la configuration sphérique des détecteurs $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$, vue de haut. Les détecteurs sont orientés en direction de la cible. Les lignes vertes correspondent à la trajectoire de 3 photons émis depuis la cible. Seul le premier anneau contenant 10 détecteurs est montré par souci de clarté. Issue de la Réf. [92].

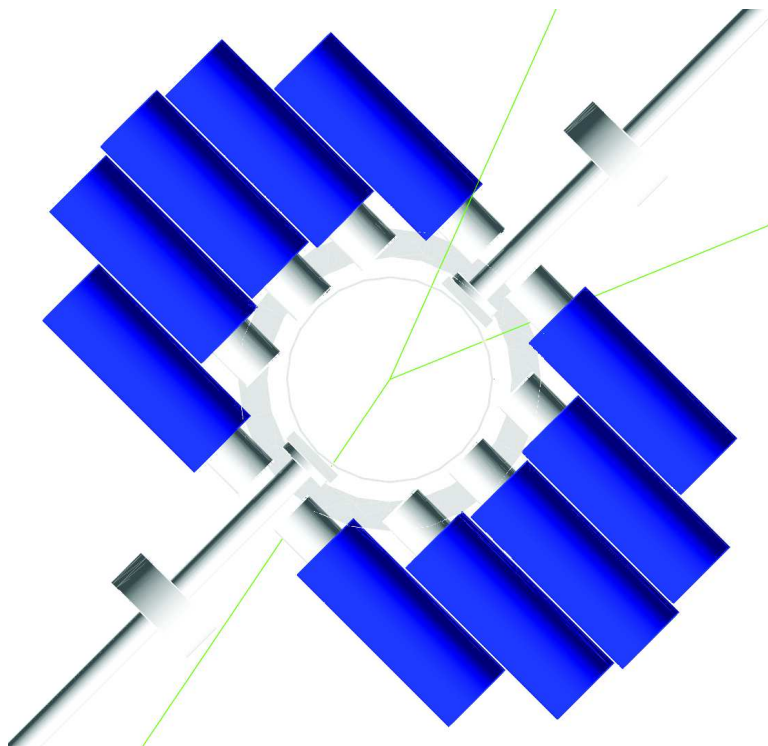


FIGURE II.26 – Visualisation Geant4 de la configuration cylindrique des détecteurs $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$, vue de haut. Dans cet arrangement, les détecteurs sont orientés vers le tube de la ligne de faisceau. Les lignes vertes correspondent à la trajectoire de 3 photons émis depuis la cible. Seul le premier anneau contenant 10 détecteurs est montré par souci de clarté. Issue de la Réf. [92].

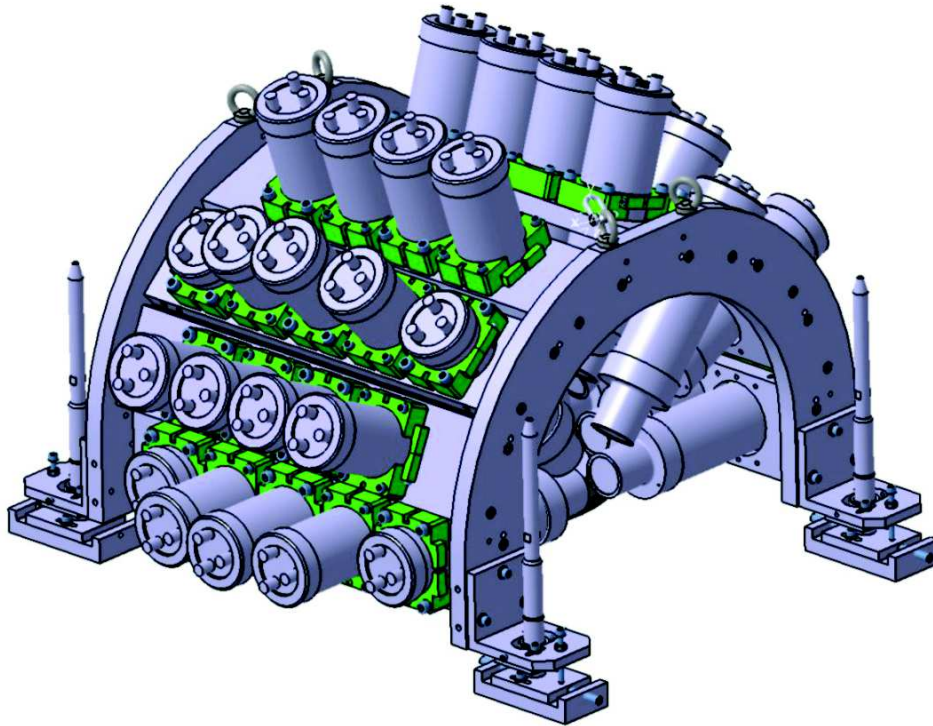


FIGURE II.27 – Maquette 3D du support cylindrique pouvant accueillir 36 détecteurs $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$. Les détecteurs sont orientés vers la ligne de faisceau, et la structure globale est positionnée au plus près du dôme de la chambre à réaction. Issue de la Réf. [92].

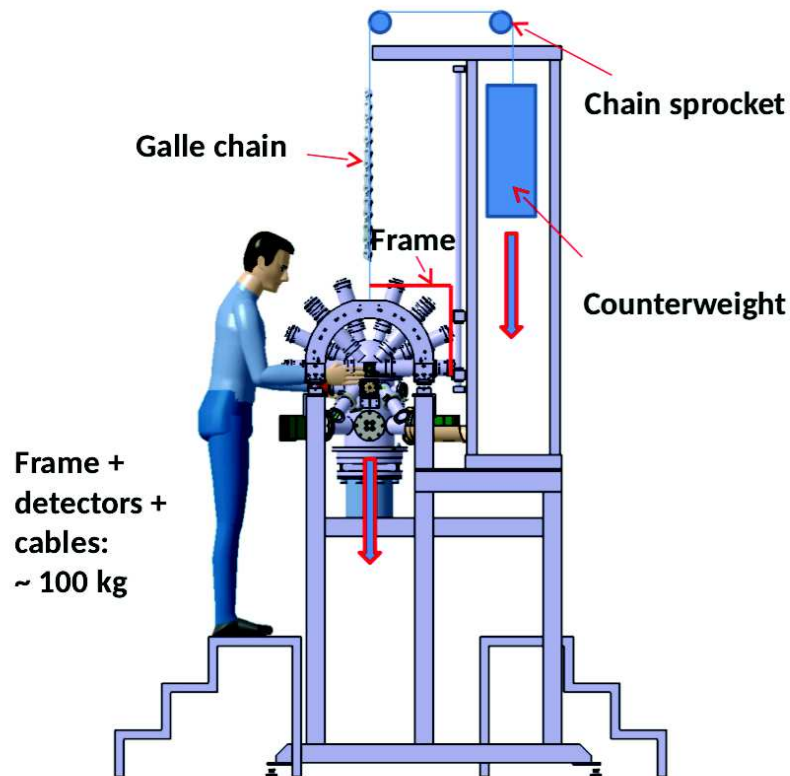


FIGURE II.28 – Principe du dispositif de levage de l'ensemble de détecteur $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$. Un contre-poids permet un déplacement vertical aisé de la structure.

la structure. En position basse, quatre guides placés à chacuns des coins de la structure de support (voir Fig. II.27) assurent un positionnement de l'ensemble avec une précision millimétrique. Dans la disposition finale, la distance dôme/détecteurs est de l'ordre de 2 mm.

Finalement, l'efficacité du système de détection est résumée dans le tableau II.3. Ce tableau donne l'efficacité (en %) du pic photoélectrique obtenue avec la simulation de la configuration cylindrique contenant 36 $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$, pour différentes énergies γ émis de façon isotrope depuis la position de la cible.

E_γ (MeV)	0.01	0.44	1.0	1.63	2.0	3.0	4.0	5.0	6.0	7.0
ϵ_{sing} [%]	23.1	8.0	3.5	2.2	1.8	1.1	0.7	0.5	0.4	0.4
ϵ_{sum} [%]	23.1	8.6	4.1	2.6	2.1	1.4	1.0	0.7	0.6	0.5

TABLEAU II.3 – Efficacité du pic photoélectrique (en %) pour une simulation de la configuration cylindrique avec 36 $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ développée pour le projet STELLA. L'efficacité est obtenue par l'analyse des spectres individuels (ϵ_{sing}) ou par sommation de l'énergie totale déposée dans l'ensemble (ϵ_{sum}).

La première efficacité, notée ϵ_{sing} , correspond à une étude individuelle de chaque détecteur, auquel une efficacité est associée. L'efficacité de l'ensemble du système est alors la somme des efficacités individuelles. La deuxième, notée ϵ_{sum} , tient compte du fait qu'un gamma déposant une partie de son énergie par diffusion Compton dans un détecteur peut déposer l'énergie restante dans un détecteur voisin. En identifiant la multiplicité des événements dans la simulation, il est alors possible de sommer ces énergies partielles pour obtenir l'efficacité global ϵ_{sum} du système de détection. Naturellement, cette correction affecte principalement les γ de haute énergie.

Pour les γ d'intérêts de la réaction $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$, l'efficacité est de l'ordre de $\epsilon = 8\%$ et $\epsilon = 3\%$ pour $E_\gamma = 440$ keV et $E_\gamma = 1634$ keV, respectivement.

II-4.4.3 Simulation de l'activité intrinsèque

Comme présenté dans la Sect. II-4.4.1, une des caractéristiques principale des détecteurs $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ est une radioactivité intrinsèque produisant un bruit de fond continu dans les spectres expérimentaux. L'activité la plus intéressante provient du ^{138}La , cette dernière ayant une activité de l'ordre de 90 Bq par cristal et pouvant faire l'objet d'une simulation qui reproduit de façon fiable les données expérimentales. Dès lors, la comparaison de la signature énergétique de cette activité entre les spectres expérimentaux et simulés offre la possibilité de corriger les décalages observés dans le gain des PMT, qui varie avec la température ambiante en cours d'expérience.

Pour reproduire la décroissance du ^{138}La , certaines données expérimentales doivent être incorporées dans la simulation. Pour la désintégration β en ^{138}Ce , la forme spectrale est tirée des données expérimentales de la Réf. [99], avec un point d'arrêt à $E_\beta = 258$ keV.

Concernant la capture électronique vers le ^{138}Ba , la simulation intègre les captures par les couches K et L, les ordres supérieurs ne contribuant pas de façon significative dans le processus. Pour générer les événements de la simulation, les probabilités de capture et les énergies associées aux couches K et L sont tirées des Réf. [100] et [101], respectivement. La procédure complète incluant les désexcitations atomiques est décrite en détail dans la Réf. [102].

Pour rappel, les décroissances vers le ^{138}Ba et le ^{138}Ce peuplent uniquement le premier état excité 2^+ de ces noyaux fils, conduisant à l'émission de γ d'énergie $E_\gamma = 1436$ keV et $E_\gamma = 789$ keV, respectivement.

Le résultat des simulations est comparé à un spectre expérimental sur la Fig. II.29. La courbe bleue présente un spectre expérimental, tandis que la simulation correspond à la courbe rouge. Les données expérimentales sont ensuite ajustées à la simulation afin d'effectuer une re-calibration du détecteur $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$. Le résultat de cet ajustement est représenté par la courbe verte sur la Fig. II.29.

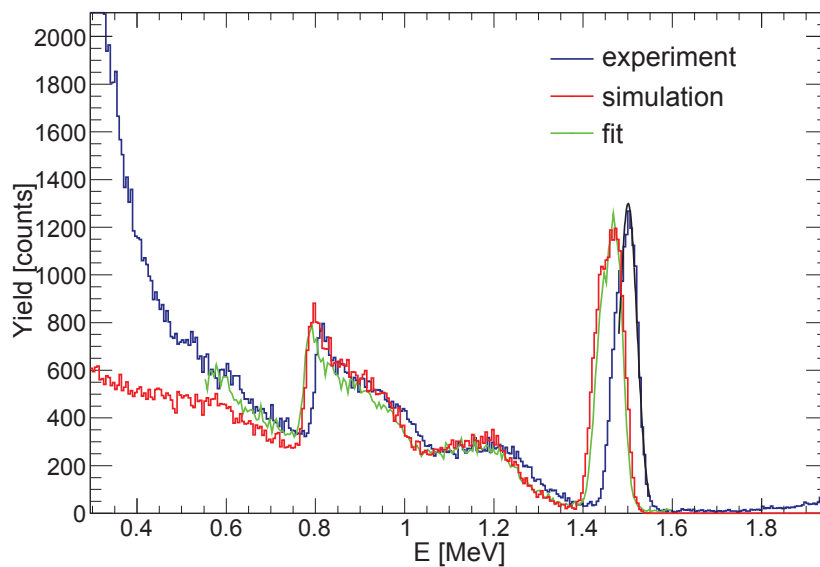


FIGURE II.29 – Courbe bleue : spectre expérimental d'un détecteur $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ de STELLA. Courbe rouge : simulation Geant4 du schéma de décroissance du ^{138}La . Courbe verte : ajustement du spectre expérimental à la simulation, afin de corriger la calibration des données expérimentales.

Un bon accord entre la simulation et le spectre expérimental est obtenu pour les pics principaux de l'activité intrinsèque entre $E_\gamma = 800$ keV et $E_\gamma = 1500$ keV.

Comme les caractéristiques principales et la position en énergie des pics de l'activité intrinsèque des $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ sont bien décrites par la simulation, il apparaît possible de corriger, au cours du temps, la calibration des spectres expérimentaux obtenus avec STELLA. Les déviations en énergie sont provoquées par le changement de gain des PMTs sur une longue prise de données, comme le montre le graphique de la Fig. II.30.

Les données ont été accumulées sur une période de 3 jours et échantillonnées en bloc de 45 min (carrés bleus). Les variations observées suivent le cycle de changement de température entre le jour et la nuit dans le hall expérimental. À l'aide des simulations, la position du pic de l'activité interne peut être ramenée à sa valeur vraie $E_\gamma = 1473$ keV (triangles rouges sur la Fig. II.30).

La précision de la procédure est de l'ordre de quelques keV seulement [102], assurant ainsi un contrôle strict de la fenêtre de coïncidence dans laquelle les événements de fusion $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ sont attendus pour les détecteurs γ .

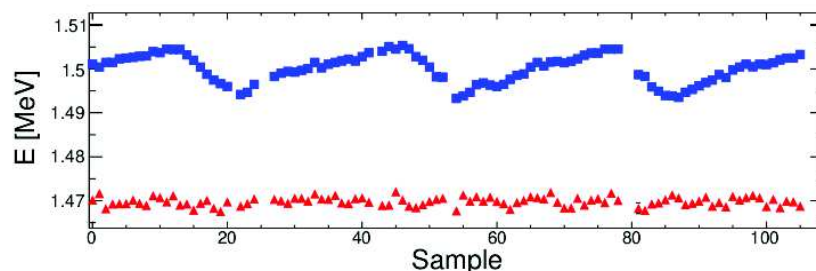


FIGURE II.30 – Correction (triangles rouges) apportée aux données expérimentales (carrés bleus) d'un détecteur $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ sur une période de trois jours avec un échantillonnage de 45 min. Les déviations sont principalement dues aux variations de températures influençant la performance des tubes photomultiplicateur. Issus de la Réf. [92].

II-4.5 Détecteurs de particules

Les particules émises lors de la fusion $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ sont mesurées à l'aide d'un ensemble de détecteurs annulaires à pistes (DSSD) de type S1 et S3, fournis par Micron Semiconductor Ltd. Ces derniers, de part leur symétrie cylindrique, permettent une bonne couverture angulaire. Comme nous le verrons dans la Sect. II-4.5.2, le détecteur S1 possède une ouverture centrale de diamètre 48 mm, assez large pour permettre aux particules émises depuis la cible d'atteindre un second détecteur situé plus en arrière, afin de maximiser la couverture angulaire du système de détection. En comparaison du S2 utilisé dans l'expérience réalisée à Argonne (voir Sect. II-3.2.2), le détecteur S3 possède 24 anneaux complets, augmentant la surface de détection de ce dernier.

Seuls les capteurs ont été fournis par la compagnie Micron Semiconductor Ltd, et nous avons développé à l'IPHC en collaboration avec l'équipe de microtechnique les PCBs⁸ et connecteurs utilisés pour polariser et collecter les signaux issus de ces détecteurs.

Les caractéristiques techniques de ces détecteurs ainsi que les développements spécifiques réalisés pour le projet STELLA sont présentées dans le Sect. II-4.5.1. La configuration géométrique est quand à elle développée dans la Sect. II-4.5.2.

II-4.5.1 Caractéristiques techniques

Détecteur de type S1 :

Le DSSD de type S1 est composé de 16 secteurs du côté ohmique et de 16 quarts d'anneaux du côté jonction. Les anneaux ont une largeur d'environ 1.5 mm et sont séparés par une partie résistive de l'ordre de 96 μm de largeur. Sa partie active présente un diamètre interne et externe de 48 mm et 96 mm, respectivement, et une épaisseur de 500 μm .

Le schéma de la carte électronique développée par notre laboratoire est présenté sur la Fig. II.31. Les points de masses sont représentés par les cercles verts et les connecteurs de couleur rose. Sur la partie gauche de la figure, les secteurs sont représentés et reliés à l'anneau de masse. Les quarts d'anneaux du détecteur sont reliés entre-eux pour former 16 anneaux complets, comme le montre la partie droite de la Fig. II.31, car un nombre

8. PCB : *Printed Circuit Board*

limité de voies d'acquisition ont été développées pour notre projet (voir Sect. II-4.6).

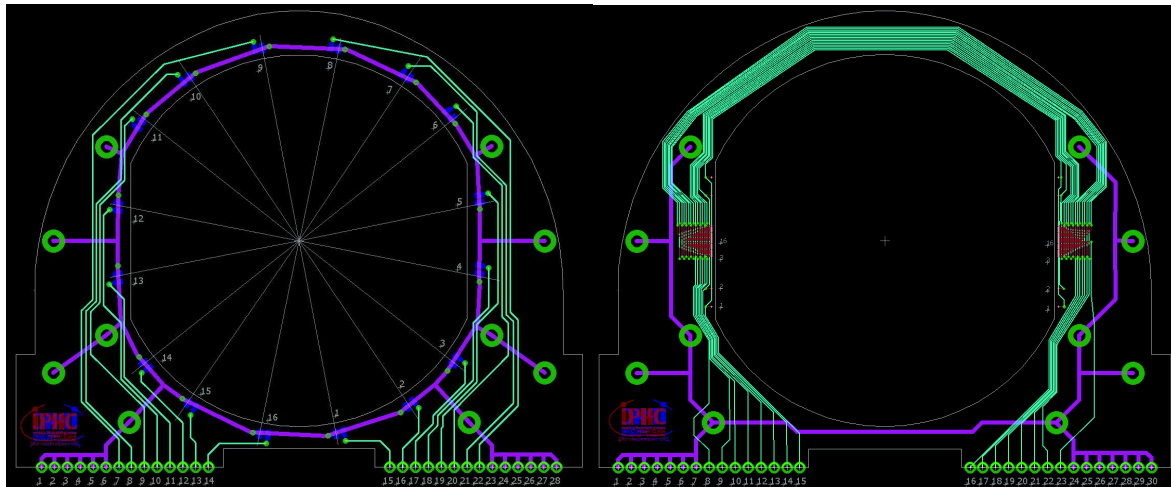


FIGURE II.31 – Schéma du PCB du détecteur S1. Les secteurs (gauche) sont connectés à l’anneau de masse (en rose sur la figure). Les 16 quarts d’anneaux (droite), utilisés pour collecter le signal, sont reliés entre-eux sur la carte électronique, et sont polarisés avec une tension de -60V .

Les 16 signaux de ces anneaux sont ensuite répartis sur la gauche et la droite de la partie basse du PCB, et polarisés *via* deux préamplificateurs différentiel Mesytec[®] à une tension de -60V . Typiquement, un courant de fuite de l’ordre de 200 nA est obtenu avec ce DSSD.

Les signaux de ce détecteur ont un temps de montée typique de l’ordre de $80\text{-}100\text{ ns}$ et un temps de décroissance d’environ $15\text{-}20\text{ }\mu\text{s}$. La Fig. II.32 présente un spectre tri-alpha obtenu à l’aide d’un anneau du détecteur S1. La source utilisée est une source contenant 3 isotopes radioactifs : le ^{239}Pu , le ^{241}Am et le ^{244}Cm , émettant principalement des particules α d’énergie $E = 5.15, 5.48$ et 5.80 MeV , respectivement. La résolution de ce détecteur est de l’ordre de $\text{FWHM} \approx 0.7\%$.

Détecteur de type S3 :

Le DSSD de type S3 est composé de 32 secteurs du côté ohmique et de 24 anneaux complets du côté jonction. Les anneaux ont une largeur d’environ $886\text{ }\mu\text{m}$ et sont séparés par une partie résistive de l’ordre de $10\text{ }\mu\text{m}$ de largeur. Sa partie active présente un diamètre interne et externe de 22 mm et 70 mm , respectivement, et une épaisseur de $500\text{ }\mu\text{m}$.

Le schéma de la carte électronique est présenté sur la Fig. II.33. Comme pour le S1, les points de masses sont représentés par les cercles verts et les connecteurs de couleur rose. Sur la partie gauche de la figure, les secteurs sont représentés et reliés à l’anneau de masse, tandis que les pistes des 24 anneaux sont visibles sur la partie droite.

De la même manière que pour le S1, les signaux partent sur la gauche et la droite de la partie basse du PCB pour être polarisés *via* deux préamplificateurs différentiel Mesytec[®] avec une tension de -60V pour un courant de fuite de l’ordre de 100 nA .

Sur la partie basse du PCB du DSSD S3, on peut aussi remarquer la confection de deux trous ayant un diamètre d’environ 2 cm , et les pistes reliant les anneaux aux pins électroniques les contournent. Ces deux ouvertures sont nécessaires pour permettre au faisceau

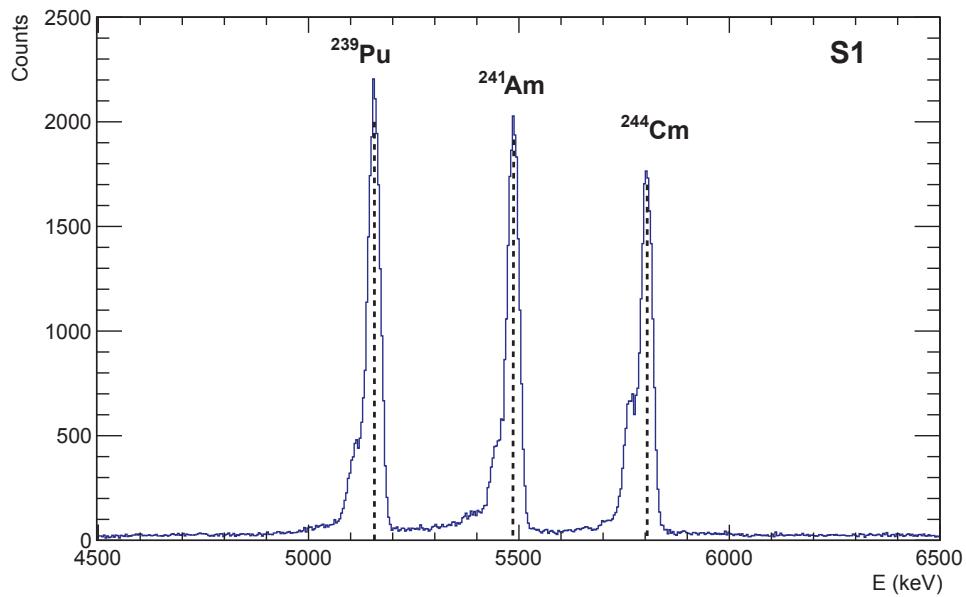


FIGURE II.32 – Spectre 3- α obtenu avec un anneau du détecteur S1. Les lignes pointillées représentent la position exacte de l'énergie des pics principaux des 3 isotopes radioactifs composant la source. La résolution est de l'ordre de FWHM $\sim 0.7\%$.

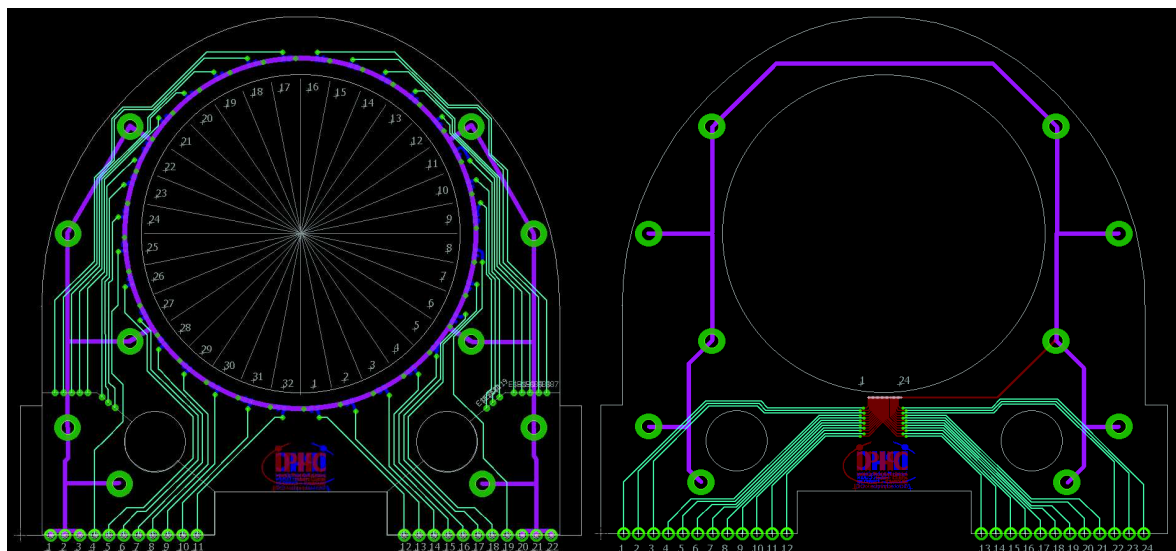


FIGURE II.33 – Schéma du PCB du détecteur S3. Les secteurs (gauche) sont connectés à l'anneau de masse (en rose sur la figure). Les 24 anneaux complets (droite) sont utilisés pour collecter le signal, et sont polarisés avec une tension de -60V .

diffusé d'atteindre les deux moniteurs placés dans les extensions à $\theta_{\text{lab}} = 45^\circ$, présentées Sect. II-4.1.3.

Le temps de montée typique du signal est également de l'ordre de 80-100 ns pour un temps de décroissance de 15-20 μs . Le spectre tri-alpha obtenu avec un anneau du S3 est montré Fig. II.34. Ce détecteur a une résolution de l'ordre de FWHM $\sim 0.5\%$.

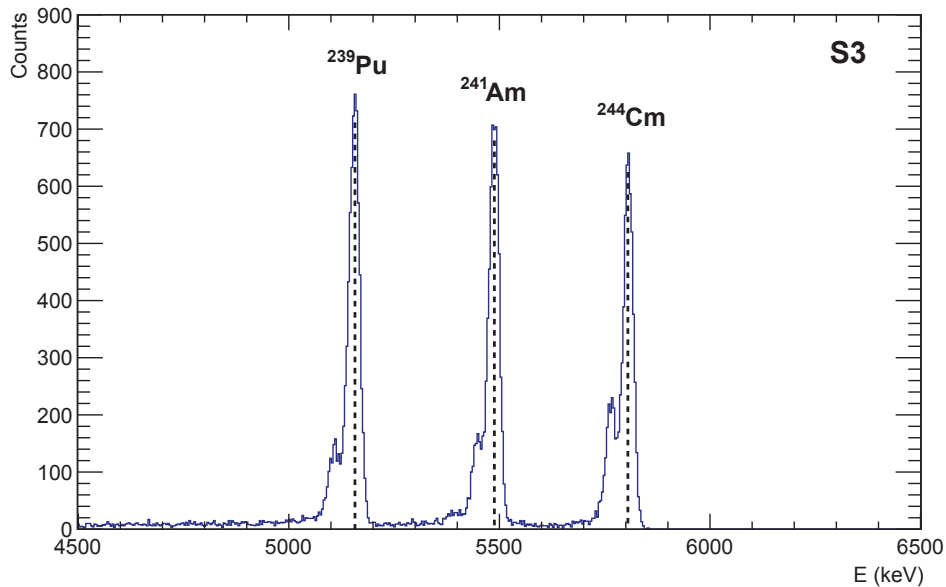


FIGURE II.34 – Spectre 3- α obtenu avec un anneau du détecteur S3. Les lignes pointillées représentent la position exacte de l'énergie des pics principaux des 3 isotopes radioactifs composant la source. La résolution est de l'ordre de FWHM $\sim 0.5\%$.

Comme décrit dans la Sect. II-4.2, l'objectif du projet est d'atteindre un vide $\leq 10^{-7}$ mbar à l'intérieur de la chambre à réaction, dans le but de réduire l'effet du processus d'épaississement des cibles. Outre l'utilisation d'une pompe cryogénique, le choix des matériaux placés à l'intérieur de la chambre est déterminant pour la qualité du vide.

Pour ce faire, nous avons employé pour la construction des PCBs des détecteurs au silicium un matériau connu pour avoir un faible taux de dégazage, limitant ainsi l'apport de matière organique à l'intérieur de la chambre. Les PCBs sont ainsi composés de RO4003CTM, matériau breveté tressé de verres renforcés en céramique, provenant de ROGERS Corporation. Une photo du détecteur S3 monté sur ce type de PCB est présentée Fig. II.35.

Ce choix de matériau permet en outre de concevoir la forme de PCB la plus adaptée à notre chambre à réaction. En effet, les cartes électroniques standard fournies par Micron Semiconductor Ltd ne permettaient pas de placer les détecteurs au silicium à l'intérieur du dôme. Comme le montre la Fig. II.35, une forme arrondie sur le dessus du PCB permet de suivre la courbure du dôme, tandis que la partie basse, comprenant les connecteurs utilisés pour la lecture du signal, présente une forme rectangulaire assurant la bonne mise en place des détecteurs à l'aide des guides en forme de cavaliers décrits dans la Sect. II-4.1. Les deux ouvertures circulaires à la base du PCB de S3 permettent au faisceau diffusé d'atteindre les moniteurs placés à $\theta_{\text{lab}} = 45^\circ$.

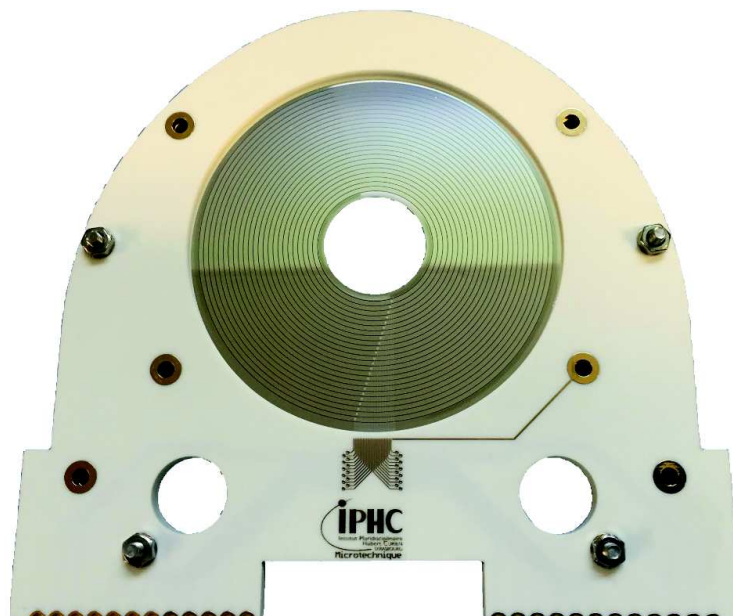


FIGURE II.35 – Détecteur S3 monté sur un PCB composé de RO4003CTM. La géométrie et la connectique ont été développées pour les besoins spécifiques de STELLA.

Sur ces cavaliers, des supports composés de pins à ressort permettent le contact électronique avec les connecteurs de la partie basse des PCBs. Les signaux sont transmis par des câbles en Kapton[®], matériau également compatible avec l'ultra vide, par le dessous des supports vers les passages de parois. Deux préamplificateurs différentiels MPR-16D de Mesytac[®] par détecteur sont connectés directement sur les brides à l'extérieur de la chambre (voir Figs. II.16 et II.17). L'absence de câble entre les brides et les préamplificateurs permet une forte réduction du bruit électronique, qui n'excède pas $\pm 15-20$ mV en fonctionnement normal. Ce bruit est également filtré par le système d'acquisition, résultant en un excellent rapport signal à bruit en cours d'expérience. Il est cependant nécessaire de recouvrir les cartes des préamplificateurs d'un cylindre en aluminium pour éviter les fuites électromagnétiques.

Des câbles blindés servent ensuite à conduire le signal du préamplificateur jusqu'à des convertisseurs différentiels/*single-ended*, car le système d'acquisition développé pour le projet STELLA, qui sera présenté dans la Sect. II-4.6, n'accepte que les signaux *single-ended*⁹.

II-4.5.2 Géométrie de l'ensemble

L'intérieur de la chambre à réaction permet d'accueillir un ensemble de trois détecteurs au silicium : un S3 à l'avant (S3F), et un S1 et un S3 à l'arrière (S3B) (voir Fig. II.17) . Les distances cibles/détecteurs sont choisies de telle sorte que le cône de particules émis au cours de la réaction de fusion puisse voyager à travers le trou central de S1 pour atteindre la surface active du S3B, comme le montre le schéma présenté Fig. II.36.

9. Un signal *single-ended* est un signal simple, c'est à dire une tension par rapport à la masse. Le signal différentiel permet de transmettre à la fois un signal simple et son inverse, limitant les risques d'interférence durant la transmission depuis le préamplificateur jusqu'au système d'acquisition.

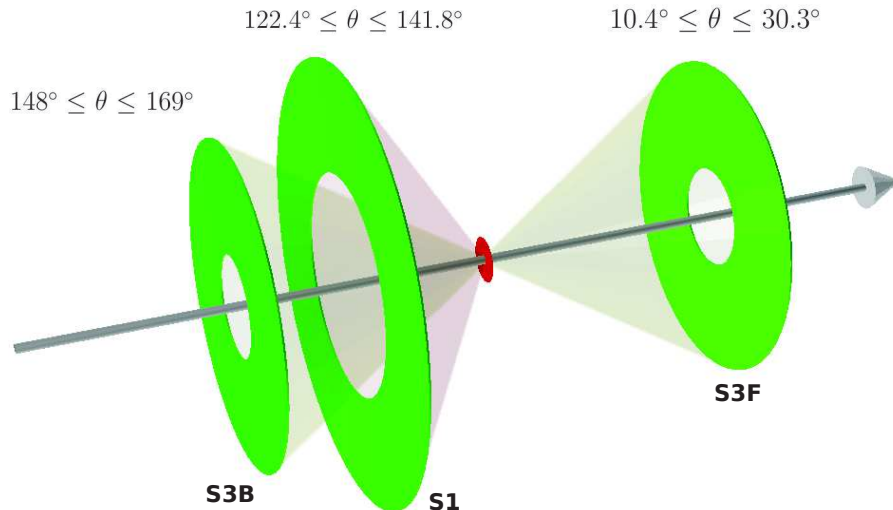


FIGURE II.36 – Schéma simplifié de la position des DSSDs à l'intérieur de la chambre à réaction. De gauche à droite : S3B - S1 - S3F. Les distances cibles/détecteurs sont déterminées pour que le cône de particules ayant pour vertex le centre de la cible puisse atteindre la partie active du détecteur S3 le plus à l'arrière, afin de maximiser la couverture angulaire du système de détection.

Dans la configuration finale, le S3F est positionné à ~ 60 mm de la cible. Sa couverture angulaire va de $\theta_{\text{lab}} = 10.4^\circ$ à 30.3° , correspondant à un angle solide de 0.75 sr. Il est protégé de l'intense faisceau diffusé par la cible à l'aide d'une feuille d'aluminium épaisse de $10 \mu\text{m}$.

Le S1 à l'arrière se situe à une distance de 31 mm de la cible, couvrant la plage angulaire $\theta_{\text{lab}} = 122.4^\circ - 141.8^\circ$. L'angle solide ainsi couvert est de 1.57 sr.

Quant au S3B, fixé à 56 mm de la cible, il couvre les angles $\theta_{\text{lab}} = 148^\circ$ à $\theta_{\text{lab}} = 169^\circ$, pour un angle solide de 0.84 sr.

Les deux détecteurs à l'arrière sont recouverts d'une fine feuille d'aluminium d'épaisseur $\sim 0.8 \mu\text{m}$, suffisante pour stopper les électrons émis par la cible. Cette faible épaisseur permet en outre de pouvoir mesurer un grand nombre de particules dans la voie proton, dont l'énergie cinétique est de plus en plus faible à mesure qu'un état excité élevé est peuplé dans le ^{23}Na . Dans notre cas, nous pouvons détecter jusqu'à la particule p_{10} , l'énergie minimale requise pour traverser la feuille d'aluminium étant d'environ 500 keV.

Aussi bien à l'avant qu'à l'arrière, ces feuilles d'aluminium sont montées sur un cerceau en RO4003CTM comprenant 4 points métalliques assurant leur mise à la masse, commune avec la chambre à réaction. Ceci permet d'évacuer le dépôt de charge intense sur ces feuilles protectrices.

Pour éviter de possibles effets capacitifs entre la surface du détecteur polarisé et les feuilles d'aluminium, ces dernières font faces aux secteurs du côté ohmique des détecteurs, eux-mêmes reliés à la masse commune *via* les préamplificateurs. Ce sont donc les côtés ohmiques des DSSDs qui sont orientés face à la cible et par lesquels vont pénétrer les particules détectées lors de l'expérience. Cette partie des DSSDs présente également l'avantage d'avoir une zone morte plus fine que du côté jonction, limitant la dégradation de l'énergie des particules mesurées.

II-4.6 Système d'acquisition

Un système d'acquisition adapté pour le traitement du signal provenant des détecteurs au silicium a été développé en collaboration avec le groupe technique "Systèmes de Mesure et d'Acquisition" de l'IPHC. Il comprend 96 voies indépendantes fournissant des informations énergétiques et temporelles pour les événements mesurés.

Le système est divisé en 8 cartes FMC112 comprenant chacune 12 voies d'acquisition. Les cartes sont groupées deux à deux à l'aide de 4 cartes FC7 AMC (*Advanced Mezzanine Card*) [103], et les voies d'acquisition gèrent un signal en mode commun (signal *single ended*) pouvant aller jusqu'à ± 2 V d'amplitude. Chacun des DSSDs nécessite l'utilisation d'une carte FC7, la quatrième étant employée pour traiter les signaux provenant des deux moniteurs et de la cage de Faraday.

Le système est piloté à distance par informatique à l'aide d'une connexion ethernet *via* le module μ TCA accueillant l'ensemble des cartes d'acquisition. L'interface graphique du logiciel permet de paramétrer une à une les 96 voies d'acquisition développées pour le projet STELLA. Différentes visualisations, comprenant notamment un mode oscilloscope et un mode énergie sont disponibles *via* ce programme.

II-4.6.1 Système de déclenchement

Il existe plusieurs possibilités pour déclencher l'enregistrement des données provenant des détecteurs au silicium. Généralement, un seuil de déclenchement simple sur le signal en sortie de préamplificateur est utilisé, comme illustré sur la Fig. II.37.

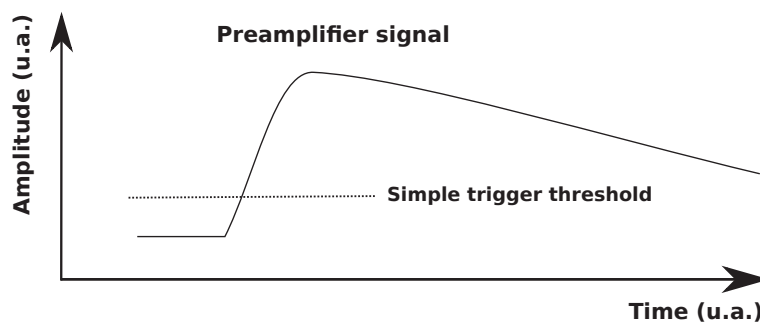


FIGURE II.37 – Système de déclenchement avec un seuil de détection appliqué sur le signal en sortie de préamplificateur.

Le traitement et l'enregistrement du signal sont alors déclenchés lorsque celui-ci dépasse une certaine valeur limite définie par l'utilisateur. Mais ce système a pour désavantage d'être sensible au long temps de décroissance du signal en sortie de préamplificateur, ainsi que des possibles fluctuations de la ligne de base.

Pour s'affranchir de ces contraintes, un système de déclenchement digital est utilisé avec l'acquisition de STELLA. La première étape consiste en la différentiation du signal : un retard temporel est appliqué au signal reçu et la différence avec le signal brut est calculée. La deuxième étape est une intégration de ce résultat sur un certain nombre d'échantillon, dont la taille peut être ajustée à l'aide du programme d'acquisition. Cette intégration permet de s'affranchir entre autres des fluctuations de la ligne de base. Ensuite, une compa-

raison de la hauteur du signal en sortie d'intégration avec un seuil défini par l'utilisateur sert de système de déclenchement, comme le montre la Fig. II.38.

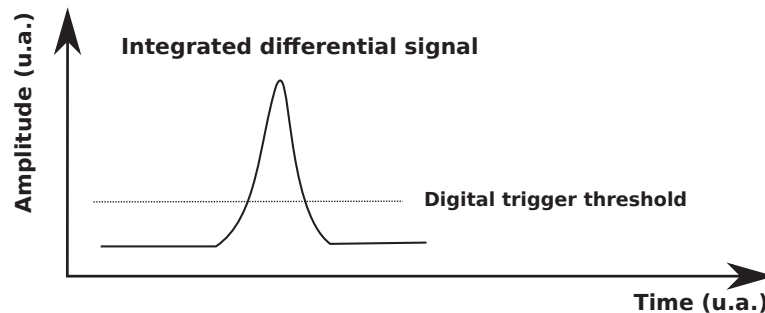


FIGURE II.38 – Le signal en sortie de préamplificateur est différencié puis intégré avant d'être comparé au seuil de déclenchement. Ce procédé réduit les temps morts de l'acquisition et permet de s'affranchir des fluctuations de la ligne de base.

Ce procédé permet également de réduire le temps mort de l'acquisition en optimisant la taille de la fenêtre d'intégration du signal.

La différentiation et l'intégration du signal provenant des détecteurs au silicium s'effectue en continu par l'algorithme numérique incorporé dans les cartes d'acquisition, avec une fréquence d'échantillonnage de 8 ns. Lorsque le seuil de déclenchement est atteint, le traitement du signal se poursuit jusqu'à l'obtention d'un trapèze, illustré Fig. II.39.

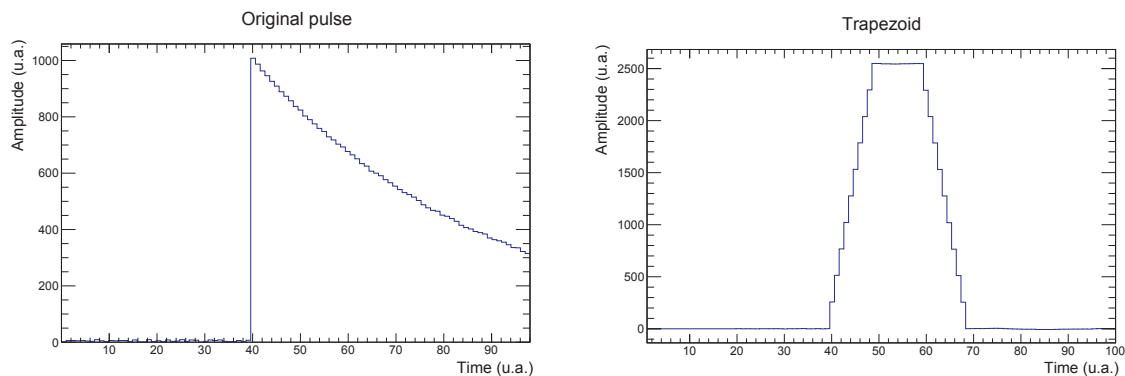


FIGURE II.39 – Signal arbitraire ayant une décroissance parfaitement exponentielle (gauche) et le trapèze résultant de l'algorithme de Jordanov [104] (droite). Une moyenne est effectuée sur la hauteur du plateau pour obtenir la valeur associée au signal.

Ce procédé pour traiter le signal a été développé par V.T. Jordanov et G.F. Knoll [104], spécifiquement pour les signaux ayant une décroissance exponentielle, comme c'est généralement le cas pour les détecteurs de type semiconducteur.

Le trapèze formé à partir du signal en sortie de préamplificateur est caractérisé par son temps de montée, la largeur et la hauteur de son plateau, paramètres qui peuvent être contrôlés et ajustés par l'utilisateur *via* l'interface graphique du système d'acquisition. Une moyenne sur la hauteur du trapèze est alors effectuée pour déterminer la valeur numérique attribuée au signal d'entrée. L'utilisateur peut également définir un gain digital qui va s'appliquer sur la hauteur du trapèze obtenu en fin d'algorithme.

II-4.6.2 Synchronisation temporelle

Le module μTCA accueillant les cartes d'acquisition STELLA est également compatible avec l'utilisation d'une carte GLIB (*Gigabit Link Interface Board*) [105]. Cette dernière est utilisée pour générer en continu une horloge de 10 MHz délivrée aux 4 cartes FC7, qui transmettent à leur tour un signal sinusoïdal de 125 MHz aux 8 cartes FC112 associées. L'une d'entre-elles permet de passer ce signal aux 5 modules V1751 de l'acquisition γ , qui sont chaînés entre-eux afin de partager la même horloge. Le schéma du dispositif est présenté sur la Fig. II.40.

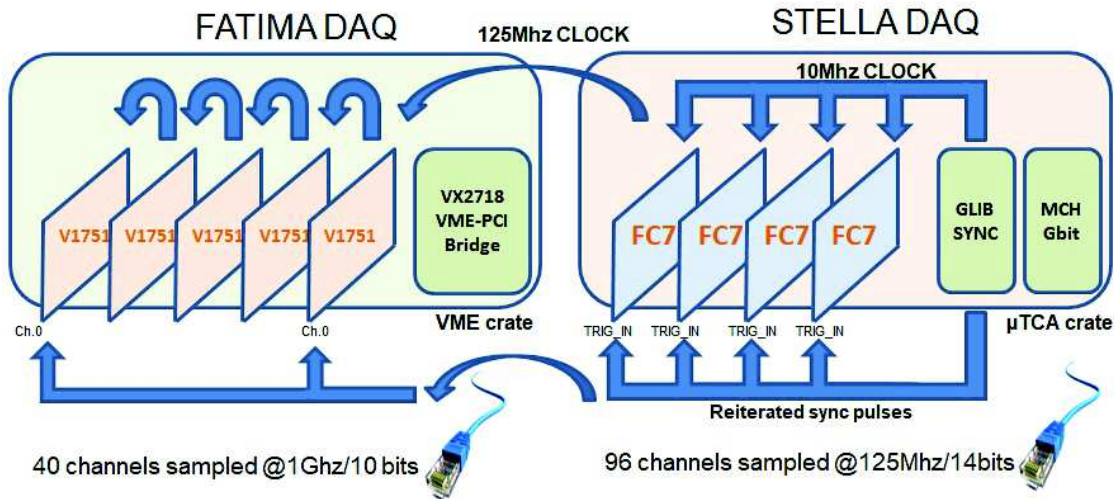


FIGURE II.40 – Schéma de la synchronisation de l'acquisition associée à la détection des particules (STELLA) et des γ (FATIMA). Une horloge de 10 MHz ainsi qu'un signal de synchronisation temporel occasionnel sont générés par la carte GLIB.

Ainsi, une horloge commune est utilisée pour toutes les cartes d'acquisition. Cependant, le démarrage des horloges internes des différentes acquisitions présente un léger décalage temporel, pouvant aller jusqu'à environ 1 s. Pour déterminer ce décalage (voir les détails dans la Sect. III-1.1), un signal de synchronisation transmis aux acquisitions STELLA et FATIMA est généré à chaque démarrage du système d'acquisition, et se répète automatiquement toutes les 30 minutes. Ce signal peut être également réitéré en ligne par l'utilisateur à l'aide du logiciel d'acquisition, et nous le retrouvons à la fois dans le flot de données particules et γ , afin de contrôler la constance de ce décalage temporel au cours de l'expérience. Ce système de synchronisation des acquisitions γ et particules s'est avéré remarquablement stable tout au long des nombreuses semaines d'expérience effectuées avec STELLA.

Ainsi, les données enregistrées sur disque par ce système d'acquisition sont multiparamétrées et nous informent sur :

- Le numéro de la voie d'acquisition ayant déclenchée. Chacune possède également un compteur comptabilisant tous les événements observés par celle-ci.
- L'énergie mesurée et le temps auquel le seuil de déclenchement digital a été dépassé.
- Des bits sont spécialement alloués pour les événements excédant la limite de détection

du système d'acquisition ($\pm 2\text{ V}$) et pour ceux s'accumulant trop rapidement (*pile-up*).

Cette manière de procéder permet l'enregistrement sur disque de tous les évènements mesurés par les détecteurs au silicium et les $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$. Les coïncidences temporelles sont effectuées après expérience à l'aide d'un générateur d'évènement que nous décrivons dans la Sect. III-1.

II-4.7 L'accélérateur Andromède

La station de mesure STELLA a été installée auprès de l'accélérateur Andromède [91] de l'Institut de Physique Nucléaire d'Orsay, France. Andromède, dont la photo est présentée Fig. II.41, est un accélérateur électrostatique 4 MV de type Pelletron[®], produit par la compagnie NEC (National Electrostatic Corporation).

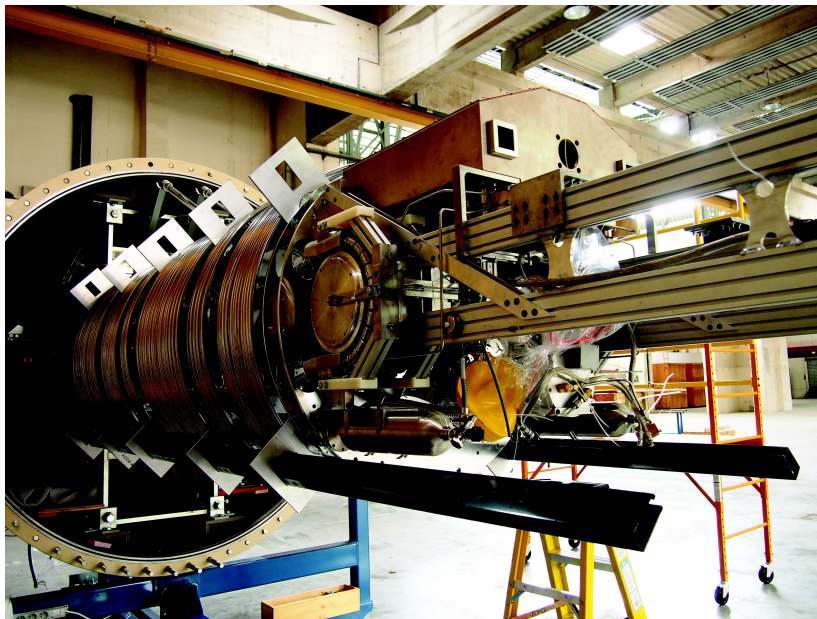


FIGURE II.41 – Photo de l'accélérateur Andromède. La bombonne de CH_4 délivre le gaz à la source ECR pour produire le faisceau. Le mouvement et la friction des chaînes provoque un dépôt de charge sur les pellets permettant l'obtention du champ électrostatique utilisé pour accélérer le faisceau. En fonctionnement, le tank est fermé hermétiquement et est rempli de gaz isolant SF_6 afin de limiter les risques de claquage.

Cet accélérateur produit différents types de faisceau, des ions légers comme le ^{12}C en passant par des molécules de CH_4 jusqu'aux agrégats d'or. Andromède offre la possibilité d'extraire des faisceaux stables très intenses ($\geq \mu\text{A}$). Pour le ^{12}C , le faisceau a un diamètre de l'ordre de 2-3 mm.

Pour notre étude, le plasma est créé à l'aide d'une source ECR (*electron cyclotron resonance*) avant d'injecter les ions multichargés dans le tube accélérateur. Le gaz utilisé est le CH_4 car ce dernier permet de limiter les possibles contaminations (^{16}O notamment). Un tank englobe l'accélérateur lorsque celui-ci est en fonctionnement, rempli de gaz isolant SF_6 afin de limiter les risques de claquage de la machine.

La sélection des ions accélérés s'effectue premièrement à l'aide d'un filtre de Wien, puis par la présence d'un dipôle magnétique à 90° dans un second temps. La station de mesure STELLA a été installée au bout de la ligne à 90° , qui assure un faisceau de ^{12}C sans contamination.

L'intensité du faisceau délivré par Andromède est contrôlée par une série de cages de Faraday : une avant la station de mesure STELLA, et une disposée en sortie de la chambre à réaction, qui est utilisée en continue pour la normalisation absolue de la section efficace de fusion $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$.

Dans le hall expérimental où est installé l'accélérateur Andromède, un plan de masse a été également établi. Celui-ci consiste en la pose sur le sol de plaques en acier reliées entre-elles, depuis l'accélérateur jusqu'à notre station de mesure. Tous les instruments sont ainsi connectés à ces plaques métalliques par des tresses de masses. L'ensemble est alors relié aux points de masse de références du hall expérimental, et la globalité des instruments partagent alors une masse commune. Le bruit électronique, notamment présent dans le signal des détecteurs au silicium, s'en trouve particulièrement réduit, n'excédant pas $\pm 15\text{-}20$ mV en cours d'expérience pour les DSSDs.

Un avantage de l'installation de STELLA auprès d'Andromède est la possibilité d'obtenir de très longs temps de faisceau, s'étalant sur plusieurs semaines. La campagne d'expérience s'est déroulée en 3 grandes phases couvrant différentes gammes d'énergie :

- Autour de la barrière de Coulomb, $E_C \sim 6.6$ MeV, en novembre 2016. Une dizaine de mesures ont été effectuées entre $E_{\text{cm}} = 5.4$ MeV et $E_{\text{cm}} = 4.9$ MeV, utilisant des faisceaux d'intensité variant de 30 à 40 pA sur des cibles fixes de $30 \mu\text{g}/\text{cm}^2$. Cette phase a permis de tester et de valider le montage final de STELLA ainsi que la bonne synchronisation entre les acquisitions particules et γ .
- Aux énergies intermédiaires, entre $E_{\text{cm}} = 4$ MeV et $E_{\text{cm}} = 3$ MeV, répartie sur les mois de décembre 2016 et janvier 2017. Des cibles fixes d'épaisseur entre $20 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ et $50 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ ont été bombardées par des faisceaux d'intensité allant jusqu'à 800 pA.
- Aux très basse énergies, avec une mesure de la section efficace de fusion à $E_{\text{cm}} = 2.5$ MeV et une autre autour de $E_{\text{cm}} = 2.14$ MeV, afin de tenter d'infirmer ou de confirmer la résonance proposée à cette énergie par Spillane *et al.* [13]. Pour cette phase, qui s'est déroulée de septembre à octobre 2017, les cibles tournantes ont été utilisées pour supporter des intensités de faisceau allant jusqu'à ~ 2 pA.

L'analyse des données collectées avec STELLA auprès d'Andromède fait l'objet de la partie suivante de ce manuscrit.

Partie III

Analyse des données de fusion $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ avec le projet STELLA

Sommaire

III-1	Générateur d'évènements	100
III-1.1	Synchronisation temporelle	100
III-1.2	Tests systématiques	101
III-2	Spectres directs	103
III-2.1	Spectres γ	103
III-2.1.1	Calibration	103
III-2.1.2	Spectres expérimentaux	103
III-2.2	Spectres particules	105
III-2.2.1	Calibration et cinématique	105
III-2.2.2	Partage des charges	108
III-2.2.3	Distributions angulaires	113
III-3	Coïncidences γ /particules	117
III-3.1	Fenêtre temporelle	117
III-3.2	Discrimination protons/ α	118
III-3.3	Matrices de coïncidences	122
III-3.4	Efficacité γ	128
III-4	Normalisation	131
III-4.1	Intégrateur de courant	131
III-4.2	Épaisseur des cibles	133
III-4.3	Voies de sortie	138
III-4.4	Incertitudes systématiques	140

III-1 Générateur d'évènements

Comme indiqué dans la Sect. II-4.6, l'ensemble des évènements particules et γ est enregistré à l'aide de deux systèmes d'acquisition spécifiques. Un générateur d'évènements a donc été spécialement développé pour traiter les données brutes de STELLA, afin de pouvoir construire les coïncidences entre particules et γ pour l'analyse. Dans les prochaines sections, la synchronisation temporelle entre les deux systèmes d'acquisition ainsi que les tests systématiques réalisés pour garantir la fiabilité des données sont présentés.

III-1.1 Synchronisation temporelle

Pour chacune des acquisitions, les données enregistrées sur disque sont au format binaire, et, au total, 4 types de fichier sont produits : un pour les γ et 3 pour les particules. En effet, chaque carte d'acquisition STELLA génère son propre fichier de sortie, et nous en avons utilisé une différente pour les deux DSSDs et une pour les moniteurs.

Chacun des fichiers contient des informations sur l'énergie, le temps de détection, la voie de l'acquisition ayant déclenché (reliée de façon unique à un détecteur $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$, un anneau des DSSDs ou un moniteur). Pour l'acquisition des particules, des bits sont également alloués pour les évènements ayant dépassés la limite de détection (*overflow*) ou s'étant accumulés trop rapidement (*pile-up*). Le signal de synchronisation temporel généré par la carte GLIB de STELLA (voir Sect. II-4.6.2) est également présent dans le flot de données de chaque fichier, associé à une voie d'acquisition dédiée.

La Fig. III.1 présente de façon schématique la procédure de démarrage et de synchronisation des horloges pour les acquisitions particules et γ . Un signal de 10 MHz est transmis à l'acquisition particule, qui délivre ensuite un signal de 125 MHz à l'acquisition γ , définissant alors une horloge propre à chacun des modules. L'utilisateur démarre l'acquisition à un temps dans le référentiel du laboratoire $t_0(\text{lab})$. Dû à la longueur des câbles et au temps de traitement propres aux systèmes d'acquisition, les temps de départ particules $t_0(\text{p})$ et gamma $t_0(\text{g})$ présentent un décalage fluctuant et pouvant atteindre environ 1 s. Ce décalage temporel peut néanmoins être déterminé en générant un signal synchrone pour les différentes acquisitions. Comme on peut le voir sur le bas de la Fig. III.1, ce décalage est la différence entre le temps associé à ce signal de synchronisation dans le référentiel du temps γ et celui du temps particule, $t_{\text{sync}}(\text{g}) - t_{\text{sync}}(\text{p})$.

La première étape du générateur d'évènements consiste donc à lire les fichiers afin de repérer et d'extraire le signal de synchronisation pour chacun d'entre eux. La correction du décalage temporel dans le démarrage des horloges est effectuée pour chacun des modules de l'acquisition particules et gammas, qui partagent alors une échelle de temps commune et synchronisée.

Au cours de la prise de données, ce signal de synchronisation est généré automatiquement toutes les 30 minutes, et l'utilisateur peut réitérer l'envoi du signal afin de contrôler la constance du décalage entre les différents modules au cours du temps. Tout au long des nombreuses campagnes d'expérience réalisées avec STELLA, ce système s'est montré remarquablement stable.

Dès lors que chaque module d'acquisition est aligné temporellement, les coïncidences peuvent être construites. Cette étape permet la fusion des évènements provenant de tous les fichiers, qui sont testés un par un en fonction de leur temps d'arrivée. Tous les évène-

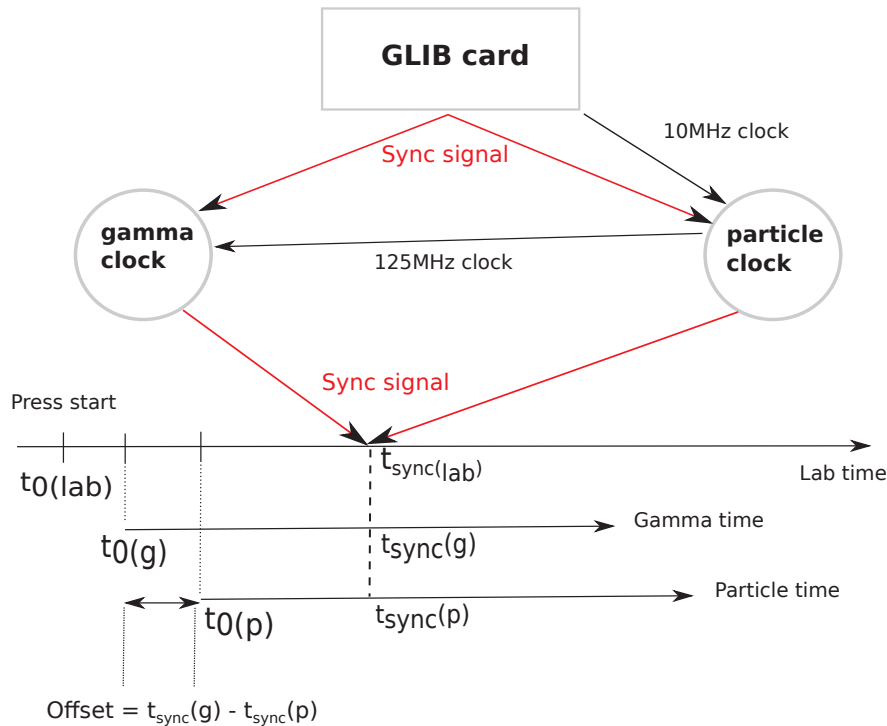


FIGURE III.1 – Schéma de la synchronisation des systèmes d’acquisition particule et γ . La carte GLIB délivre des signaux de fréquence 10 MHz à l’acquisition particule, qui transmet à son tour un signal de 125 MHz à celle des γ . Un signal de synchronisation est également généré pour déterminer le décalage temporel dans le démarrage des acquisitions.

ments entrant dans une fenêtre temporelle définie par l’utilisateur sont en coïncidence. Une multiplicité particule, gamma et γ /particule, que nous dénoterons m_p , m_γ et $m_{\gamma p}$, respectivement, est attribuée à chacun de ces évènements coïncidents.

La dernière étape constitue la calibration en énergie. Pour ce faire, des fichiers qui contiennent les paramètres de calibration pour l’ensemble des détecteurs particules et $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ sont associés à chaque lot de données. La procédure permettant l’obtention de ces paramètres est détaillée dans la Sect. III-2. Enfin, pour chaque prise de données, un fichier ROOT est alors généré contenant la liste de tous les évènements avec leur multiplicité m_p , m_γ et $m_{\gamma p}$, ainsi que les informations temporelles, énergétiques, et l’identification du(des) détecteur(s) associé(s) à la mesure.

III-1.2 Tests systématiques

Avant l’analyse complète des données ainsi générées, un certain nombre de tests ont été systématiquement effectués, afin de garantir leur fiabilité.

Le premier consiste à s’assurer de l’écriture sur disque de tous les évènements ayant dépassé le seuil de déclenchement de l’acquisition. Pour le système d’acquisition de STELLA, chaque voie possède son propre compteur d’évènements, qui s’incrémente automatiquement dès lors qu’un évènement franchit le seuil de détection. Cette information est traçable dans le flot de données, et une comparaison avec le nombre d’évènement réellement enregistré peut être effectuée.

Dans la très grande majorité des cas, plus de 99% des évènements ayant déclenché l’acquisition se retrouvent également sur disque. Dans de rares situations, moins de 80% des

événements sont effectivement enregistrés, et ces données sont donc rejetées de l'analyse. Cet effet survient lorsque la taille de la mémoire tampon (*buffer*) des modules d'acquisition est trop réduite en comparaison des taux de comptages observés dans les détecteurs. Le programme d'acquisition offre la possibilité de régler la taille de cette mémoire tampon, que nous avons pu ajuster convenablement au cours de l'expérience.

En ce qui concerne l'acquisition γ , un contrôle du taux de comptage lié à l'activité intrinsèque des $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$, propre à chaque détecteur, peut être effectué afin de s'assurer d'une écriture correcte des données, aux incertitudes statistiques près. À chaque fois que cette vérification a été réalisée, aucune anomalie dans les données des $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ n'a été constatée.

Un autre test concerne les taux de comptage globaux observés dans les détecteurs γ et particules. À l'aide des ces derniers notamment, il est possible d'identifier dans les données le moment où la cible utilisée au cours de l'expérience a été détruite. Ce phénomène est visible sur la Fig III.2 où est présenté le taux de comptage en fonction du temps pour un des moniteurs. De légères fluctuations, causées par des variations dans l'intensité du faisceau, caractérisent le spectre entre $t = 0$ s et $t = 70000$ s, où une chute brutale du taux de comptage est observée. Cette chute est caractéristique d'une cible qui a été détruite par une exposition prolongée à de fortes intensités.

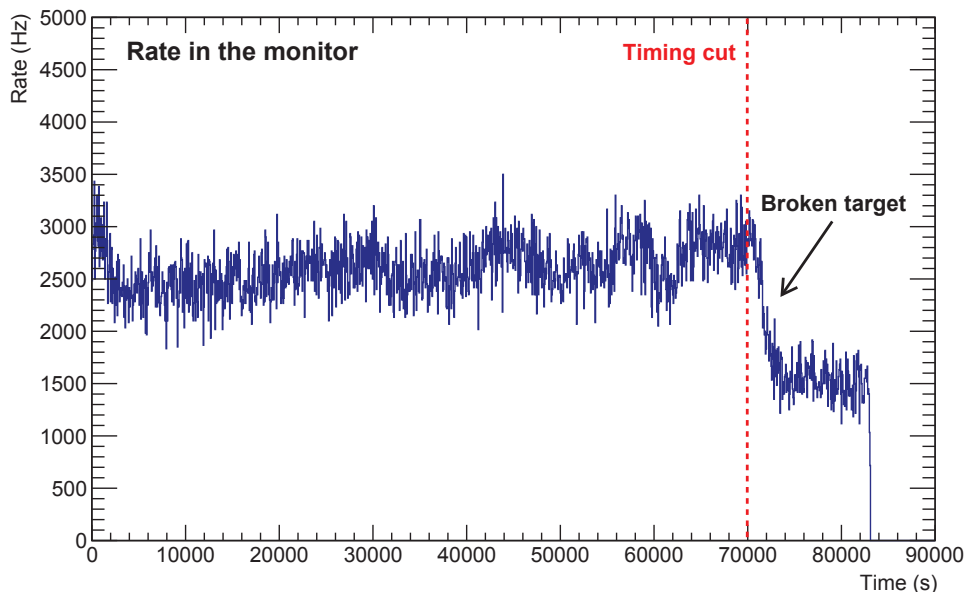


FIGURE III.2 – Taux de comptage dans un moniteur en fonction du temps, pour une prise de donnée d'environ 23 heures à $E_{\text{lab}} = 6$ MeV avec une intensité de faisceau $I = 400$ pA. Une chute brutale du taux de comptage associée à la destruction de la cible est observée à $t = 70000$ s.

Typiquement, les cibles fixes ont eut une durée de vie allant de quelques heures à quelques jours lorsque l'intensité du faisceau était $I \geq 400$ pA. Cette identification du moment où la cible s'est cassée permet de réaliser une coupure temporelle dans les données qui sont ensuite considérées au cours de l'analyse, matérialisée par le trait en pointillé rouge sur la Fig. III.2.

Une fois toutes les vérifications effectuées, les données sont traitées par un programme

d'analyse que j'ai développé. Ce dernier permet, à partir des fichiers ROOT en sortie de générateur d'évènements, de construire tous les histogrammes et de réaliser toutes les corrections nécessaires à l'analyse, que nous développons dans la prochaine section.

III-2 Spectres directs

Au cours des campagnes de mesure de la fusion $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ avec STELLA à Andromède, entre 28 et 32 détecteurs $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ ont été utilisés. Concernant les DSSDs, les deux S3 à l'avant et à l'arrière ont fonctionné de façon stable au cours des nombreuses semaines d'expérience. En revanche, le détecteur S1 n'a pu être employé sous faisceau, du fait d'une augmentation brutale de son courant de fuite, malgré une focalisation maîtrisée du faisceau. Ce détecteur était le plus proche de la cible (~ 3 cm), et, malgré une feuille d'aluminium protégeant sa surface active, les électrons delta émis depuis la cible ont probablement été responsable de ce phénomène.

Nous avons donc à notre disposition une trentaine de détecteurs γ et deux DSSDs comprenant chacun 24 anneaux. Ces détecteurs doivent faire l'objet d'une calibration, dont la procédure est détaillée ci-dessous. Les spectres directs obtenus à l'aide de ces détecteurs sont ensuite analysés avant de s'intéresser aux coïncidences, que nous développons dans la Sect. III-3.

III-2.1 Spectres γ

III-2.1.1 Calibration

La calibration des détecteurs $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ s'est effectuée à l'aide d'une source radioactive de ^{152}Eu , émettant des γ d'énergies comprises entre $E_\gamma \sim 120$ keV et $E_\gamma \sim 1408$ keV. La source utilisée durant nos expériences a une activité de l'ordre de 330 kBq, permettant l'obtention rapide d'une statistique suffisante pour réaliser la calibration de chacun des détecteurs.

Un exemple de spectre de calibration pour un détecteur $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ est présenté Fig. III.3. Les transitions γ les plus intenses provenant de la source de ^{152}Eu sont indiquées en noir sur la figure. Du fait de la forte activité de la source, la contribution due à l'activité intrinsèque du $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ autour de $E_\gamma \sim 1470$ keV est bien plus faible dans ce spectre.

Comme annoncé dans la Sect. II-4.4.1, une calibration avec un terme quadratique est recommandée pour tenir compte de la réponse non-linéaire des scintillateurs aux énergies γ . Cependant, comme nous pouvons le voir sur le graphique de la Fig. III.3, cette correction quadratique est de l'ordre de 10^{-10} , à comparer aux 10^{-3} du terme linéaire. Une courbe de calibration similaire a ainsi été obtenue pour chacun des détecteurs $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ utilisés au cours de l'expérience.

III-2.1.2 Spectres expérimentaux

Un spectre expérimental provenant de ce même $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ est présenté Fig. III.4. Ce spectre a été obtenu à $E_{\text{lab}} = 10.75$ MeV, où la section efficace de fusion $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ est de l'ordre de 10 mb. Les deux principales transitions γ provenant de la désexcitation du 1^{er} état excité du ^{23}Na et du ^{20}Ne à $E_\gamma = 440$ keV et $E_\gamma = 1634$ keV, respectivement, sont indiquées en rouge sur la figure.

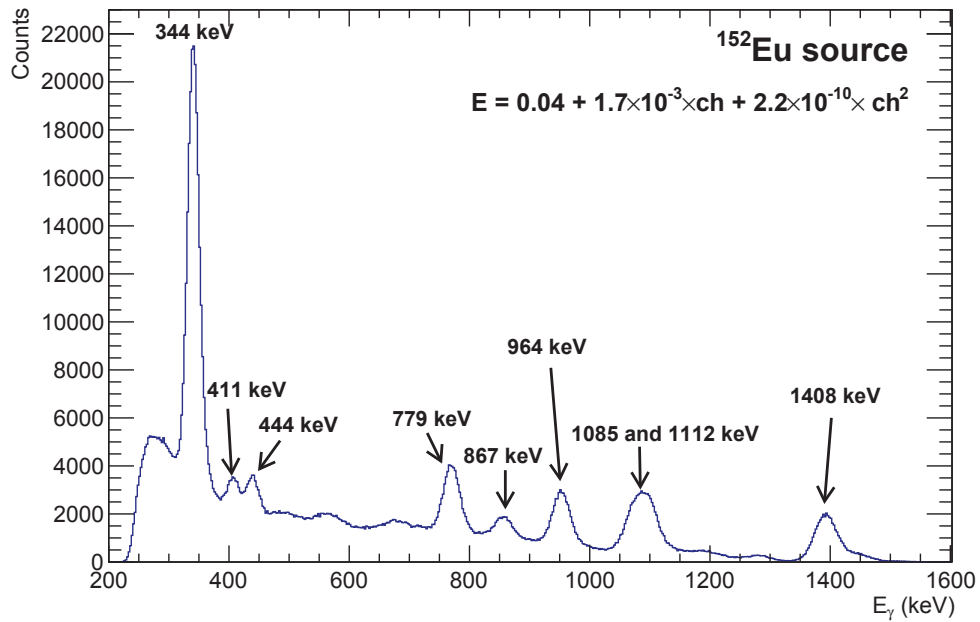


FIGURE III.3 – Spectre de source γ ^{152}Eu pour la calibration d'un $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$. Les principaux pics sont indiqués sur la figure. La formule utilisée pour la calibration en énergie est indiquée en haut à droite de la figure.

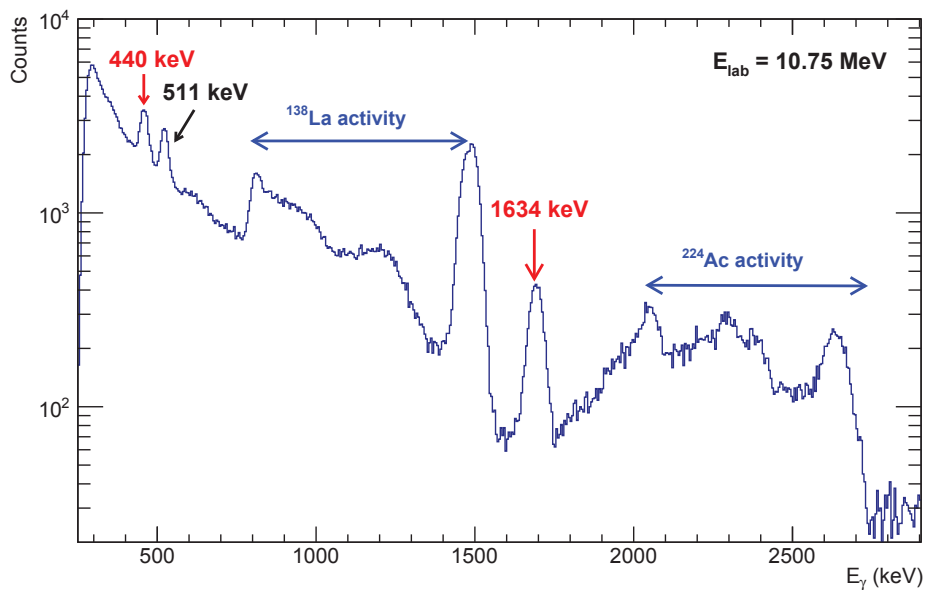


FIGURE III.4 – Spectre γ d'un $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ obtenu à $E_{\text{lab}} = 10.75 \text{ MeV}$. Les deux pics principaux provenant de la fusion $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ à $E_\gamma = 440 \text{ keV}$ et $E_\gamma = 1634 \text{ keV}$ sont indiqués en rouges sur la figure, tandis que la contribution de l'activité intrinsèque est indiquée en bleu.

La présence dans le spectre expérimental de la contribution de l'activité intrinsèque provenant du ^{138}La et du ^{224}Ac est indiquée en bleue sur la Fig. III.4. Comme nous l'avons vu dans la Sect. II-4.4.3, l'activité intrinsèque peut être utilisée pour contrôler et, si nécessaire, corriger la calibration des détecteurs $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ au cours du temps. De plus, le taux de comptage provenant de la désintégration des isotopes radioactifs est une signature caractéristique pour chaque cristal. Une évaluation du nombre d'évènements issus de l'activité intrinsèque permet donc un contrôle du bon fonctionnement des détecteurs $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ et de l'acquisition γ associée. Comme nous le verrons dans la Sect. III-3, cette contribution est toutefois drastiquement réduite lorsqu'une coïncidence avec au moins une particule chargée dans un détecteur au silicium est requise. L'effet des coïncidences permet également d'identifier la contribution d'un certain nombre de transitions γ du ^{23}Na et du ^{20}Ne , comme nous le verrons dans les matrices de la Fig. III.19. Aux basses énergies, le spectre contient également des γ issus de la diffusion Compton.

Bien que la conception du support des détecteurs γ soit aussi compacte que possible, la majorité des évènements $E_\gamma \leq 1634$ keV ont une multiplicité $m_\gamma = 1$. Au-dessus de cette énergie, environ 10% des évènements ont une multiplicité $m_\gamma = 2$. L'énergie des γ ainsi détectés est alors sommée pour produire les spectres expérimentaux comme présenté Fig. III.4.

III-2.2 Spectres particules

III-2.2.1 Calibration et cinématique

Les deux détecteurs au silicium S3 utilisés au cours de l'expérience possèdent chacun 24 anneaux qui nécessitent une calibration indépendante. Une possibilité pour effectuer cette calibration est l'utilisation d'une source tri-alpha contenant 3 isotopes radioactifs (^{239}Pu , ^{241}Am et ^{244}Cm). Cependant, cette technique présente dans notre cas deux inconvénients majeurs :

- Les particules α émises par cette source ont une énergie comprise entre ~ 5.1 MeV et ~ 5.8 MeV, tandis que nous attendons des particules issues de la fusion $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ dans une plage énergétique allant de environ 2 MeV à 6 MeV dans le S3 à l'arrière, et de 2 MeV à 15 MeV dans le S3 à l'avant. Ainsi, les paramètres de calibration obtenus avec une source tri-alpha ne décrivent qu'une très petite portion de la région d'intérêt.
- Ces détecteurs au silicium ont des zones mortes en surface dont la présence dégrade l'énergie des particules détectées. Ces zones mortes se décomposent en deux parties : une surface métallisée en aluminium, épaisse d'environ $0.1 \mu\text{m}$, et une en silicium d'épaisseur $0.5 \mu\text{m}$. Il est donc nécessaire de tenir compte de la perte d'énergie des particules dans ces dernières pour effectuer une calibration correcte. À titre d'exemple, une particule α d'énergie 5.5 MeV perd environ 70 keV dans une épaisseur de $0.5 \mu\text{m}$ de silicium. Cependant, la source tri-alpha présente une surface active étendue de diamètre ~ 1 cm, et l'angle d'entrée dans le DSSD n'est ainsi pas bien défini, limitant notre capacité à réaliser une correction en énergie suffisamment précise.

Du fait de ces contraintes, nous avons choisi d'effectuer la calibration à l'aide de spectres expérimentaux de fusion $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$, obtenus à $E_{\text{lab}} = 10.75$ MeV, où la section efficace de fusion est suffisante (~ 10 mb) pour permettre l'identification d'un grand nombre de voies protons et alphas. La cinématique de réaction peut se calculer de façon exacte, et l'angle

d'émission des protons et des alphas issus de la fusion est bien défini, le faisceau ayant un diamètre n'excédant pas 3 mm. Ceci nous permet alors de tenir compte de la perte d'énergie à la fois dans les zones mortes des DSSDs mais également dans les feuilles d'aluminium protégeant la surface active des détecteurs. De plus, l'ensemble de la gamme en énergie est couverte en employant cette méthode, ce qui permet une meilleure contrainte des paramètres de calibration.

Les calculs de la cinématique de réaction ont été décrits dans la Sect. II-3.2.4, et les équations II.11 et II.12 sont utilisées pour déterminer l'angle d'émission et l'énergie du produit de réaction dans le laboratoire, respectivement. Le seul paramètre libre dans ces équations est l'énergie du faisceau, qui détermine l'énergie initiale de la réaction. Il faut ici tenir compte de la perte d'énergie du faisceau dans la cible de carbone, calculée à l'aide du programme LISE++ [106]. L'énergie utilisée dans les calculs de cinématique est alors l'énergie du faisceau au centre de la cible. À $E_{\text{lab}} = 10.75$ MeV et une cible de $30 \mu\text{g}/\text{cm}^2$, la perte d'énergie au centre de cette dernière est $\Delta E = 89$ keV.

À chaque anneau de S3F et de S3B correspond un angle θ_{lab} dans le laboratoire. Ainsi, l'énergie des protons et des alphas de la réaction de fusion attendue dans les anneaux des DSSDs peut être calculée pour chacun d'entre eux. L'angle θ_{lab} est également utilisé pour déterminer l'épaisseur effective des feuilles d'aluminium et des zones mortes à traverser pour atteindre un anneau, et ainsi corriger les calculs de cinématique par la perte d'énergie correspondante. Pour effectuer ces corrections, le pouvoir d'arrêt dans l'aluminium et le silicium pour les protons et les α provient du programme NIST [86]. Ce programme nous indique la perte d'énergie par densité surfacique ($\Delta E \propto \text{MeV}/\text{g}/\text{cm}^2$) du matériau pour une énergie incidente donnée. Par exemple, les graphiques de la Fig. III.5 présentent le pouvoir d'arrêt dans l'aluminium pour les alphas (haut) et les protons (bas) ayant une énergie incidente allant de 0.5 à 15 MeV.

Les points rouges sont les données extraites du logiciel NIST, et la courbe bleue est un ajustement de ces dernières à l'aide d'une loi de puissance :

$$\Delta E = a \times E^b, \quad (\text{III.1})$$

où E est l'énergie incidente de la particule, a et b sont les paramètres de l'ajustement. Cette loi de puissance permet d'intégrer la perte d'énergie des protons et des α sur toute l'épaisseur des feuilles d'aluminium et des zones mortes du détecteur. Comme décrit dans la Sect. II-4.5.2, une feuille d'aluminium épaisse de $10 \mu\text{m}$ et de $0.8 \mu\text{m}$ protège les détecteurs S3F et S3B, respectivement. Une loi de puissance est obtenue séparément pour les protons et les alphas pour les pertes d'énergie dans l'aluminium et le silicium.

Un exemple de courbe de calibration obtenue pour un anneau du détecteur S3B à une énergie $E_{\text{lab}} = 10.75$ MeV est présenté Fig. III.6. Les particules p_0 , p_1 , α_0 , p_3 et p_7 ont été utilisées pour effectuer cette calibration, couvrant ainsi une zone en énergie allant de 2.2 à 5.5 MeV.

Il est important de mentionner également que les détecteurs au silicium présentent une réponse variable à la détection de particules de masses différentes ayant la même énergie [107]. Cet effet se manifeste par une génération de charges différente selon le type de particule mesurée. En ce qui concerne notre étude, les α génèrent légèrement plus de charges dans le silicium que les protons, conduisant à une énergie effective plus impor-

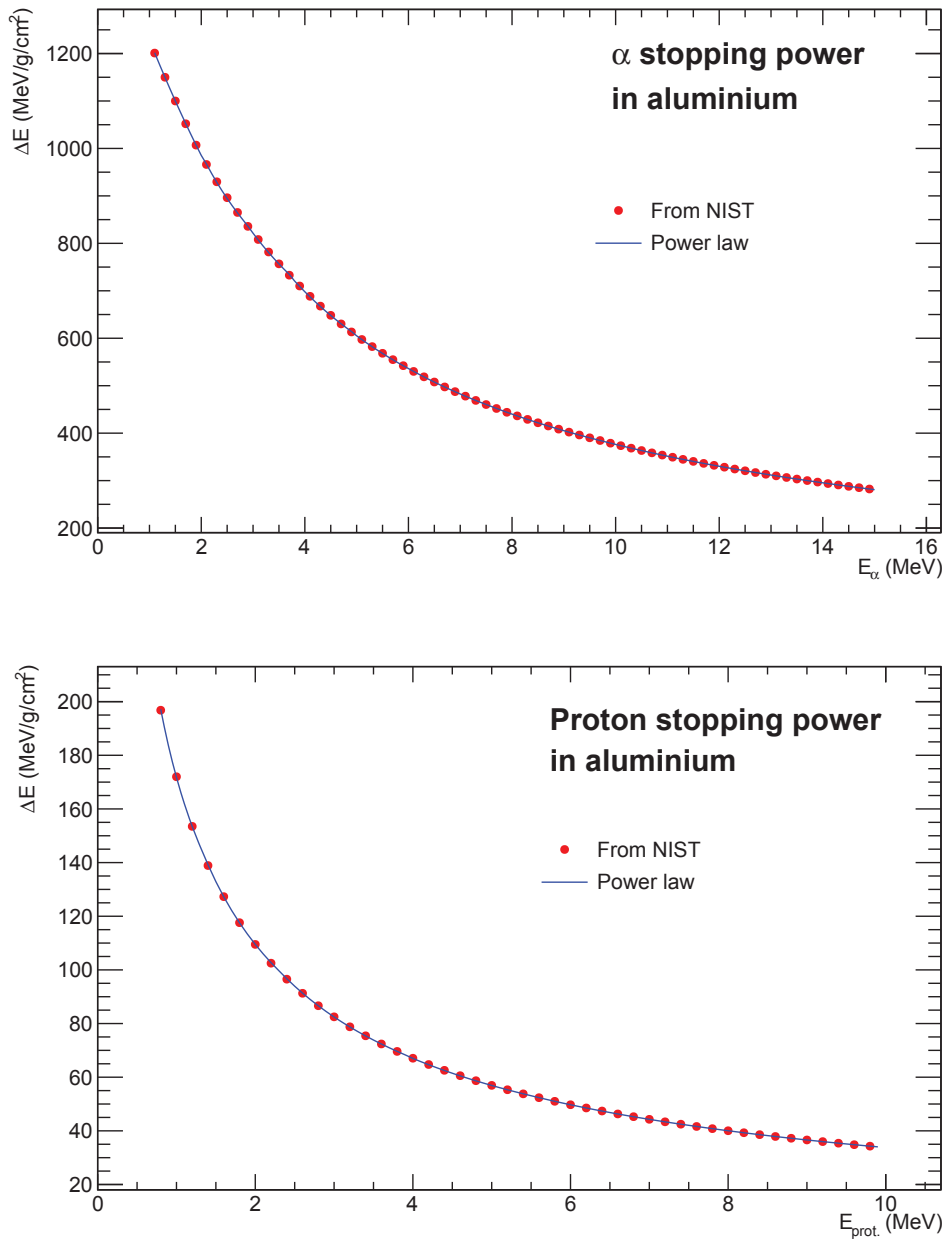


FIGURE III.5 – Pouvoir d’arrêt dans l’aluminium des particules α (haut) et des protons (bas). Les données (points rouges) sont issues du programme NIST [86], et ont été ajustées par une loi de puissance (ligne bleue).

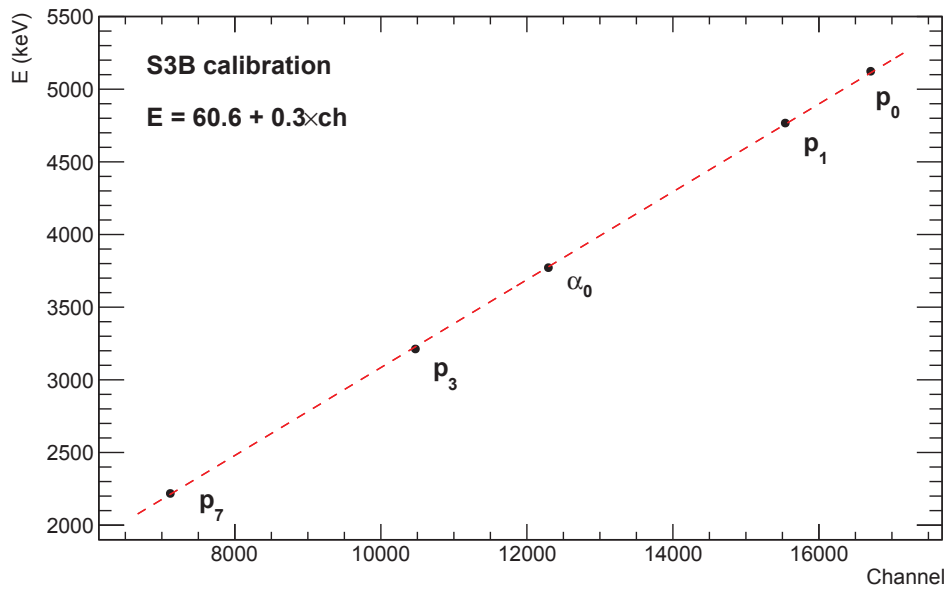


FIGURE III.6 – Courbe de calibration d’un anneau de S3B. L’énergie des particules est le résultat des calculs de cinématique, corrigés par la perte d’énergie des protons et α dans la feuille d’aluminium placée devant ce détecteur et dans les zones mortes de ce dernier.

tante. Ainsi, un facteur correctif de 0.986 est appliqué pour l’énergie mesurée des particules α , comme suggéré dans la Réf. [108].

La même procédure est utilisée pour calibrer les 24 anneaux des deux détecteurs au silicium. Le résultat de la calibration pour le S3B est présenté sur la matrice de la Fig. III.7. Chaque anneau de S3B est associé à un angle dans le laboratoire et donc à une énergie pour les différentes voies de sortie protons et alphas.

Les lignes rouges (protons) et noires (alphas) sont les résultats des calculs de cinématique corrigés par la perte d’énergie dans les couches successives d’aluminium et de silicium qui correspondent à la feuille protectrice et les zones mortes du détecteur. La comparaison entre les calculs de cinématique et les données expérimentales permet en outre de contrôler et de valider l’énergie du faisceau délivré au cours de l’expérience.

Au début de chaque campagne d’expérience, une mesure à une énergie de faisceau autour de $E_{\text{lab}} = 10.75$ MeV est ainsi effectuée pour obtenir la calibration des détecteurs de particules. Comme nous le verrons dans la Sect. III-3.4, l’efficacité de détection γ pour $E_{\gamma} = 440$ keV et $E_{\gamma} = 1634$ keV est également déterminée et systématiquement contrôlée à l’aide de ces données.

III-2.2.2 Partage des charges

Les caractéristiques techniques des DSSDs ont été présentées dans la Sect. II-4.5.1, et nous avons mentionné le fait que les anneaux de S3 ont une largeur ~ 886 μm . De ce fait, un partage des charges entre les anneaux voisins est possible, comme schématisé sur la Fig. III.8. Les particules incidentes pénètrent le détecteur avec un certain angle θ_{lab} , et, selon leur énergie, vont parcourir une distance plus ou moins importante dans le DSSD. Des paires électron/trou sont alors créées le long de cette trajectoire, et le champ élec-

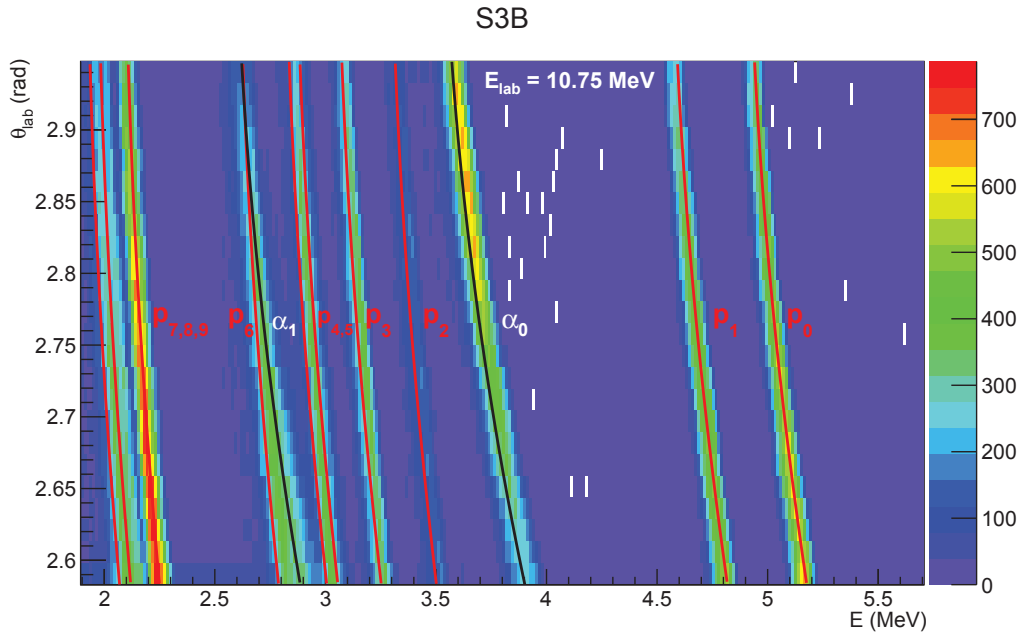


FIGURE III.7 – Spectre angulaire 2D de S3B obtenu à $E_{\text{lab}} = 10.75$ MeV. Les lignes rouges et noires indiquent les calculs de cinématique corrigés par la perte d'énergie dans la feuille d'aluminium et les zones mortes pour les protons et les alphas, respectivement.

trique appliqué dans le détecteur fait migrer les électrons du côté ohmique, et les trous du côté jonction, suivant une direction perpendiculaire à la surface du DSSD. Dès lors, la collection des charges peut être partagée entre deux anneaux consécutifs.

Comme notre système d'acquisition enregistre à la fois l'énergie et le temps de détection des évènements, il est possible d'identifier ce phénomène dans le flot de données. En effet, la collection des charges provenant d'une même particule incidente par deux anneaux voisin s'effectue dans un laps de temps très court. Ainsi, si deux évènements sont enregistrés avec une différence temporelle $\Delta t = 150$ ns, une multiplicité particule $m_p = 2$ est définie par le générateur d'évènements. La Fig. III.9 montre les anneaux activés lorsque $m_p = 2$ (en haut) et l'énergie correspondante dans deux anneaux consécutifs (en bas), pour le S3 à l'arrière à $E_{\text{lab}} = 10.75$ MeV.

Une corrélation claire apparaît dans ces matrices de coïncidence particule/particule. Sur la partie haute de la Fig. III.9, seuls les anneaux consécutifs enregistrent deux évènements dans la fenêtre de coïncidence. Sur la partie basse, la corrélation énergétique entre ces deux évènements est matérialisée par la pente $\sim 45^\circ$, que l'on retrouve pour l'ensemble des voies protons et α mesurés par S3B : la somme de ces deux énergies partielles est égale à l'énergie totale de la particule incidente (voir Fig. III.10).

Il est donc possible de corriger les données particules de cet effet de partage des charges en couplant, après identification des évènements $m_p = 1$ et $m_p = 2$, les anneaux voisins. Dans notre projet, les anneaux ont été couplés trois à trois de la façon suivante :

- Les spectres $m_p = 1$ des anneaux (i-1, i, i+1) ont été sommés ;
- Les évènements $m_p = 2$ entre les anneaux (i-1, i) et (i, i+1) sont identifiés et les énergies

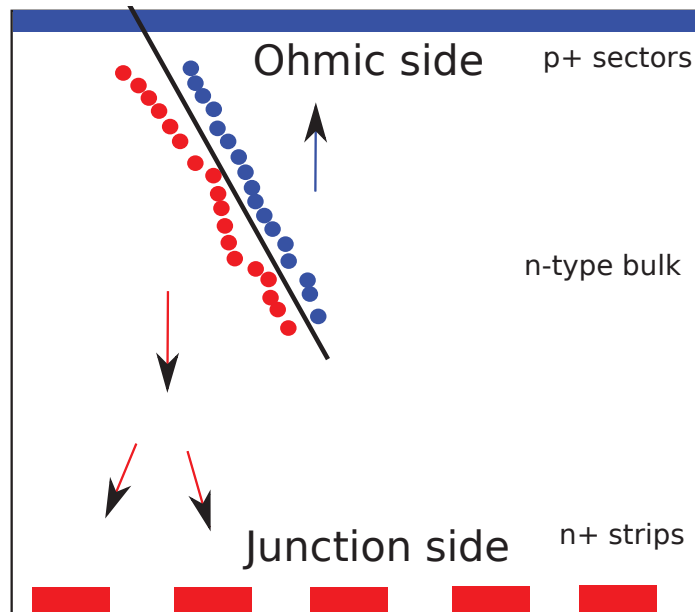


FIGURE III.8 – Schéma explicatif du partage des charges entre deux anneaux de S3. Des paires électron/trou sont créées le long de la trajectoire de la particule incidente, et la collection des charges peut être partagée entre deux anneaux voisins.

sommées ;

- Il est également possible d’avoir en coïncidence des évènements entre les anneaux $i+1$ et $i+2$, et la somme des énergies est attribuée soit au groupe $(i-1, i, i+1)$ si $E_{i+1} > E_{i+2}$, soit au groupe $(i+2, i+3, i+4)$ si $E_{i+1} < E_{i+2}$.

Dès lors, les 24 anneaux indépendants de S3B et S3F forment 8 anneaux couplés, que nous utilisons pour la suite de l’analyse. Un exemple de résultat pour 3 anneaux couplés de S3B et S3F est présenté Fig. III.10. Le spectre particules des évènements $m_p = 1$ est représenté en bleu, tandis que la somme des énergies des évènements $m_p = 2$ est visible en rouge. Pour les détecteurs S3B (en haut) et S3F (en bas), cette sommation des évènements $m_p = 2$ se superpose avec le spectre $m_p = 1$ sur toute la gamme en énergie mesurée, après l’application d’un *offset* négatif de l’ordre de 150 keV, probablement dû à un effet de seuil de déclenchement.

Comme on peut le voir sur la Fig. III.10, l’importance de cette correction dépend fortement de l’énergie de la particule détectée. En effet, pour le S3F (bas de la figure), environ la moitié des particules ayant une énergie > 10 MeV dépose des charges dans deux anneaux consécutifs. Pour le S3B (haut de la figure), les particules ont une énergie < 5.5 MeV, et la proportion d’évènements ayant une multiplicité $m_p = 2$ est de l’ordre de 20%. Ceci s’explique par le fait que les particules moins énergétiques sont stoppées plus rapidement dans le silicium, limitant la possibilité du partage des charges comme illustré sur la Fig. III.8.

Il est à noter que la sommation des spectres particules de 3 anneaux consécutifs dégrade légèrement la résolution angulaire, et donc énergétique, de par la cinématique de la réaction. Cependant, comme on peut le voir sur le spectre de S3B de la Fig. III.10, une séparation des différents produits de réaction est toujours possible. Concernant le S3F, on

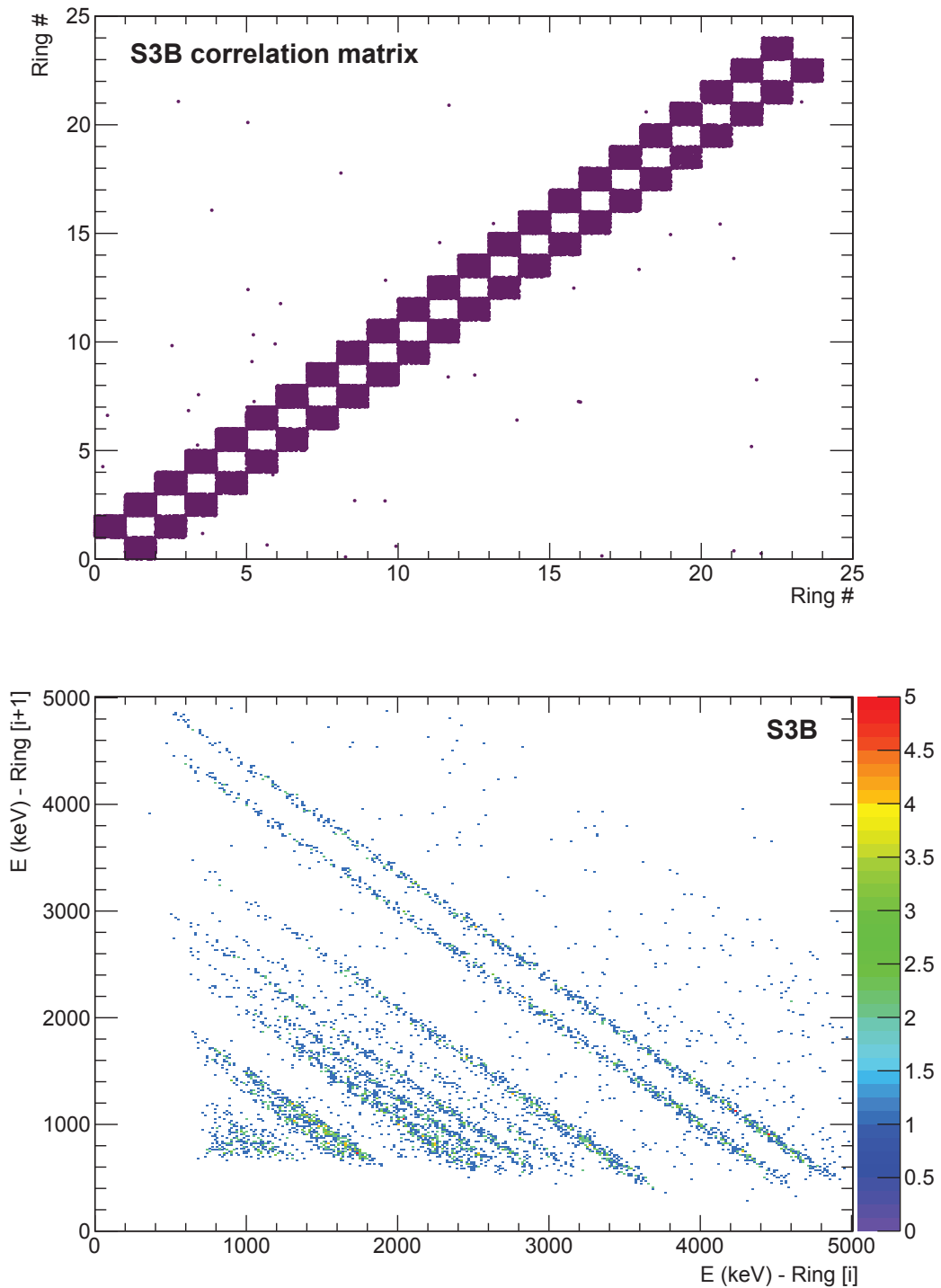


FIGURE III.9 – Haut : corrélation des anneaux activés de S3B pour la détection de deux évènements dans une fenêtre temporelle de 150 ns. Bas : matrice de coïncidence en énergie de deux anneaux consécutifs de S3B. $E_{\text{lab}} = 10.75$ MeV.

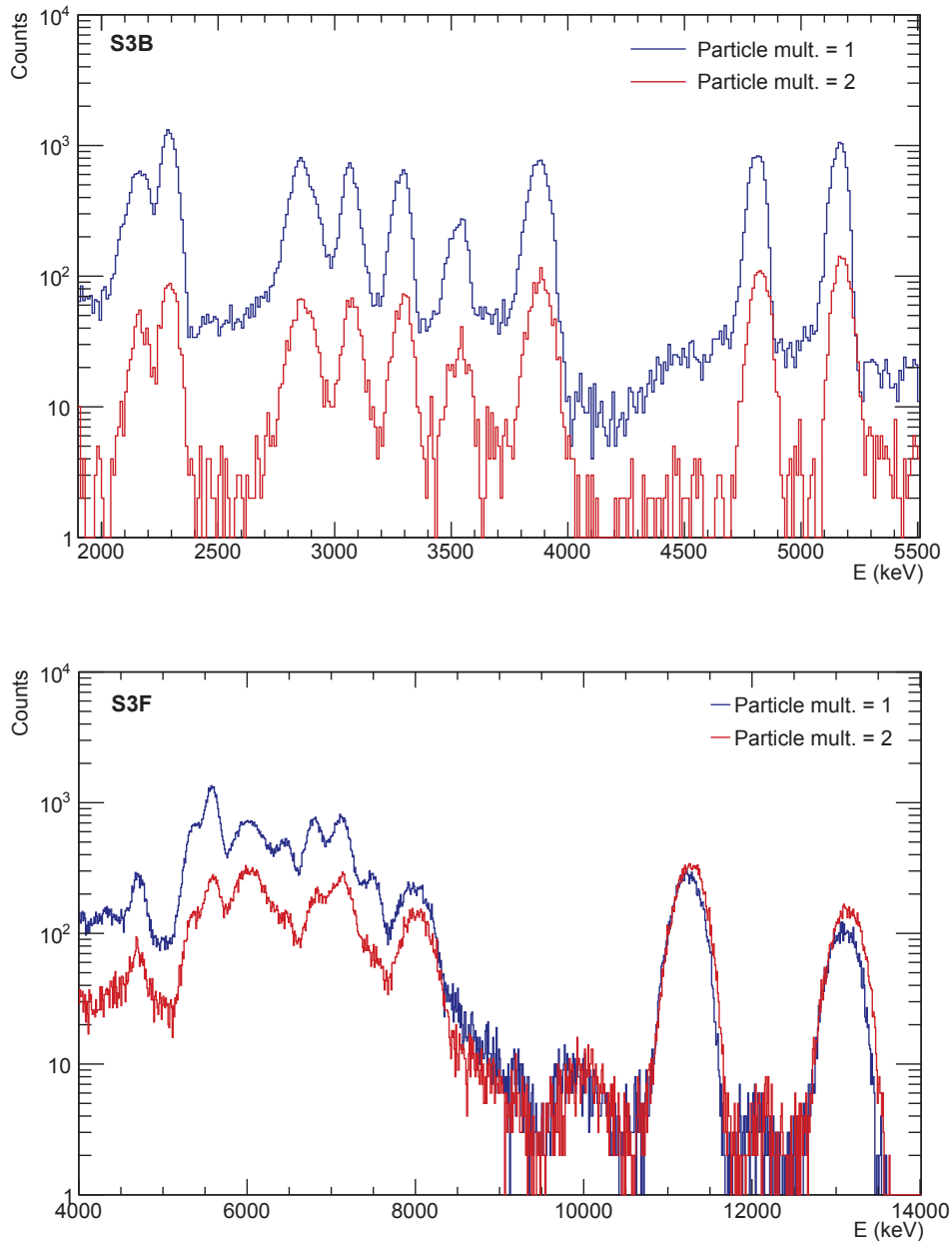


FIGURE III.10 – Effet du partage des charges dans S3B (haut) et S3F (bas) à $E_{\text{lab}} = 10.75$ MeV. Les courbes bleues sont les évènements ayant une multiplicité $m_p = 1$, tandis que les courbes rouges représentent la somme des énergies des évènements dont la multiplicité $m_p = 2$. Les spectres utilisés pour l'analyse sont alors la somme de ces deux contributions.

peut remarquer un bruit de fond important entre ~ 9 MeV et 4 MeV. Celui-ci provient des particules p_0 et p_1 dont l'énergie est trop élevée pour que ces dernières soient totalement stoppées dans un détecteur de $500 \mu\text{m}$ d'épaisseur. Ces deux particules traversent donc S3F en déposant une grande partie de leur énergie qui se retrouve sur une large plage dans les spectres. L'identification des différentes voies de sortie dans ce détecteur est bien plus aisée à l'aide des matrices de coïncidence ($E_{\text{part.}}, E_{\gamma}$), comme nous le verrons dans la Sect. III-3.

III-2.2.3 Distributions angulaires

À l'aide des spectres directs des particules, il est possible d'étudier la distribution angulaire de certains produits de la réaction de fusion $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$. Cette étude se concentre sur les particules qui peuvent être bien distinguées par des critères énergétiques. La Fig. III.11 présente un exemple d'ajustement du signal pour S3B (haut) et S3F (bas). Dans les deux cas, le bruit de fond est ajusté par une fonction linéaire (pointillés rouges) et le signal par une fonction gaussienne (courbe bleue foncée).

Bien que l'ajustement décrive de façon relativement satisfaisante les données, l'obtention simultanée de l'amplitude et de l'écart-type de la fonction gaussienne est rendue difficile par de possibles asymmétries dans le signal des détecteurs au silicium. Ceci est particulièrement visible pour la particule p_2 du spectre de S3B qui présente une queue de distribution vers les basses énergies. De ce fait, le signal n'est alors pas calculé à l'aide de l'intégrale de la gaussienne. Plutôt, la somme du signal et du bruit (S+B) est obtenu en comptant le nombre de coup total dans l'intervalle $\mu \pm N\sigma$ (représenté en pointillés bleus sur la Fig. III.11), où μ et σ sont la valeur moyenne et l'écart-type de la fonction gaussienne, respectivement. Ainsi, le nombre N est adapté en fonction de l'asymétrie plus ou moins prononcée du signal : par exemple, dans le spectre de S3B, $N = 3$ pour toutes les particules excepté pour p_2 où $N = 4$. Le résultat est donné sous la forme $(S+B) \pm \sqrt{(S+B)}$. La fonction linéaire modélisant le bruit de fond est intégrée sur ce même intervalle pour définir le niveau de bruit $B \pm \sqrt{B}$, et le signal est alors obtenu par $S = (S+B) - B$. L'incertitude statistique sur le signal est quand à elle donnée par :

$$\Delta S = \sqrt{\Delta(S+B)^2 + \Delta B^2}. \quad (\text{III.2})$$

Dans la plupart des cas où les distributions angulaires peuvent être étudiées de la sorte, l'incertitude statistique varie entre $\sim 1\%$ et 5% .

Un signal est ainsi obtenu pour chaque groupe d'anneaux couplés, et la section efficace différentielle est donnée par :

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\text{lab}} = \frac{S}{I \times N_T \times \Delta\Omega \times \Delta t} \quad (\text{b/sr}), \quad (\text{III.3})$$

où I est l'intensité du faisceau, N_T le nombre de noyaux cibles, Δt le temps d'acquisition et $\Delta\Omega$ l'angle solide couvert par les anneaux couplés. Le tableau III.1 récapitule la valeur des angles solides couverts par les 8 groupes d'anneaux de S3B et S3F. Les 24 anneaux indépendants sont numérotés de 1 à 24, allant du plus externe au plus interne pour S3B, et inversement pour S3F. L'obtention des autres paramètres pour la normalisation et les incertitudes associées, notamment pour l'intensité du faisceau et l'épaisseur de la cible, fait l'objet de la Sect. III-4.

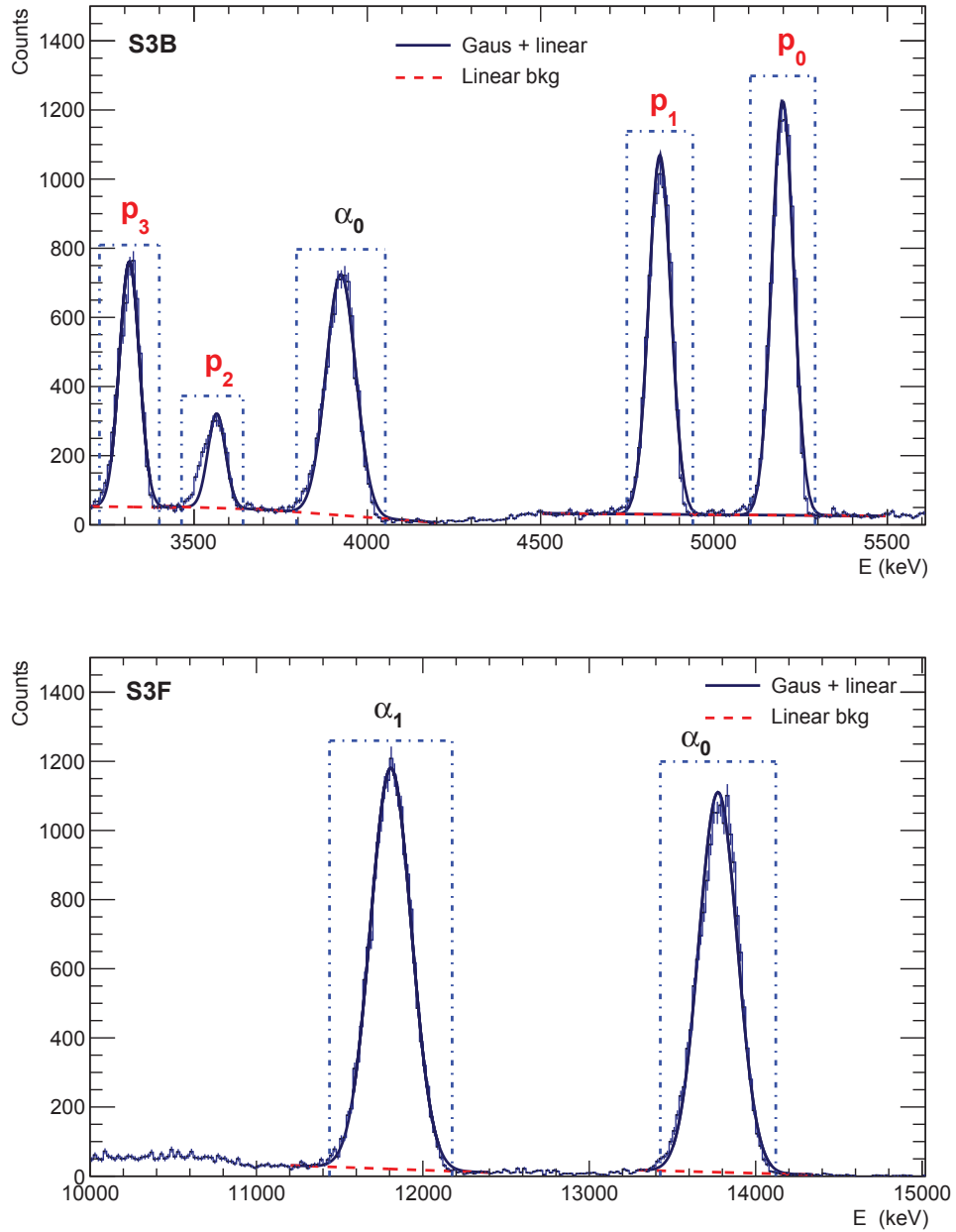


FIGURE III.11 – Identification des particules issues de la fusion $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ dans S3B (haut) et S3F (bas). Le bruit de fond (pointillés rouges) est ajusté par une fonction linéaire, tandis que le signal (courbe bleue foncée) l'est par une fonction gaussienne. Les cadres en pointillés bleus représentent l'intervalle de sélection et de comptage du signal pour chacune des particules identifiées. $E_{\text{lab}} = 10.75 \text{ MeV}$.

Anneaux couplés	$\Delta\Omega$ (sr) - S3B	$\Delta\Omega$ (sr) - S3F
1 + 2 + 3	0.128	0.061
4 + 5 + 6	0.125	0.074
7 + 8 + 9	0.121	0.084
10 + 11 + 12	0.115	0.094
13 + 14 + 15	0.106	0.102
16 + 17 + 18	0.096	0.108
19 + 20 + 21	0.085	0.113
22 + 23 + 24	0.071	0.117
Total :	0.84	0.75

TABLEAU III.1 – Angle solide couvert par les différents anneaux couplés pour S3B et S3F. Pour S3B, les anneaux numérotés de 1 à 24 vont du plus externe au plus interne, et inversement pour S3F.

Dans les spectres du S3B, il est possible d'étudier les distributions angulaires de p_0 jusqu'à p_3 , ainsi que α_0 . Les autres particules ne sont pas discernables aux vues de leur énergie cinétique (voir Fig. III.7). Pour S3F, seules α_0 et α_1 peuvent être étudiées de la sorte. La transformation des angles du laboratoire θ_{lab} aux angles du centre de masse θ_{cm} doit se calculer pour chaque voie de sortie à l'aide de la relation suivante [85] :

$$\sin(\theta_{\text{cm}}) = \sin(\theta_{\text{lab}}) \left[\gamma_3 \cos(\theta_{\text{lab}}) \pm (1 - \gamma_3^2 \sin^2(\theta_{\text{lab}}))^{1/2} \right], \quad (\text{III.4})$$

où γ_3 est défini dans l'équation II.10. La section efficace différentielle dans le centre de masse s'exprime comme [85] :

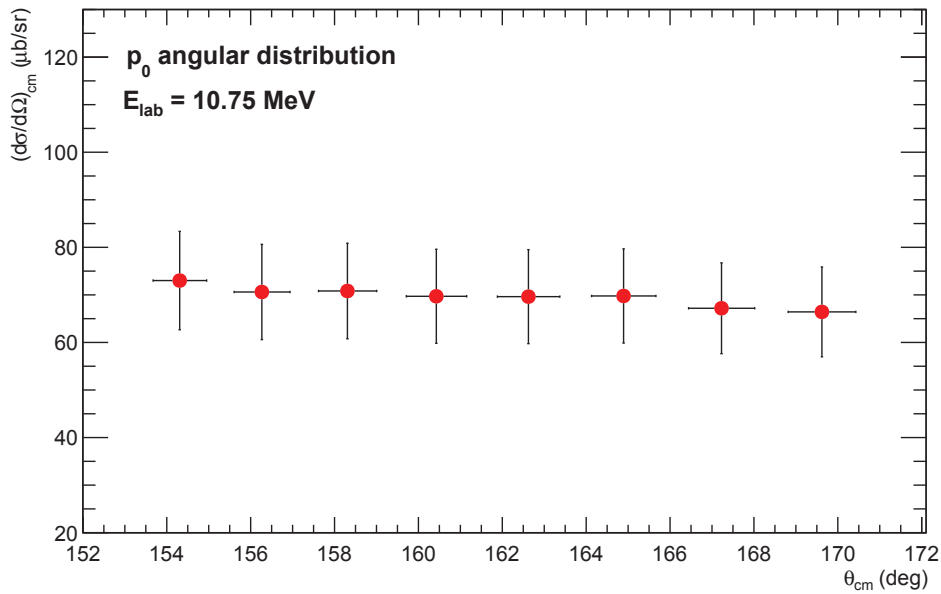
$$\delta_3 = \left(\frac{A_1 A_3}{(A_1 + A_2)^2} \frac{E_1}{E_3} \right)^{1/2}, \quad (\text{III.5})$$

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\text{cm}} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\text{lab}} |1 - \delta_3 \cos(\theta_{\text{lab}})| (1 + \delta_3^2 - 2\delta_3 \cos(\theta_{\text{lab}}))^{1/2} \quad (\text{b/sr}), \quad (\text{III.6})$$

où A_1 est le projectile d'énergie E_1 , A_2 le noyau cible et A_3 la particule détectée à un angle θ_{lab} et ayant une énergie E_3 . Pour un groupement d'anneaux ($i-1$, i , $i+1$), θ_{lab} est défini comme l'angle entre la direction du faisceau et l'anneau i , et la différence avec les angles θ_{i-1} et θ_{i+1} est prise comme l'incertitude associée.

Le graphique de la Fig. III.12 présente un exemple de distribution angulaire obtenue avec S3B à une énergie $E_{\text{lab}} = 10.75$ MeV pour la voie de sortie p_0 . Dans ce cas, la distribution ne varie pas de façon significative sur l'intervalle angulaire mesuré, $154^\circ \leq \theta_{\text{cm}} \leq 170^\circ$. La distribution peut alors être moyennée et intégrée sur 4π pour obtenir la section efficace partielle σ_{p_0} .

Pour les voies de sortie protons, la distribution angulaire reste relativement plate pour les différentes énergies d'interaction investiguées, exceptés quelques rares cas, come cela avait déjà été constaté dans la Réf. [18] par exemple. En revanche, la variation dans la distribution angulaire des particules α est généralement plus prononcée, comme on peut le voir sur le graphique de la Fig. III.13. Ce résultat montre la distribution angulaire de la voie de sortie α_0 à $E_{\text{lab}} = 10.75$ MeV obtenue avec S3B (points bleus) et S3F (points rouges). Comme évoqué dans la Sect. II-2.1, les distributions angulaires des produits de réaction de la fusion $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ sont symétriques par rapport à $\theta_{\text{cm}} = 90^\circ$, car les deux noyaux dans la

FIGURE III.12 – Distribution angulaire de p_0 à $E_{\text{lab}} = 10.75 \text{ MeV}$ obtenue avec S3B.

voie d'entrée sont des noyaux pair-pair. Les points violet sur le graphique de la Fig. III.13 sont le résultat de cette symétrie appliquée aux données de S3B et S3F. De cette façon, il est possible de comparer les résultats obtenus à l'aide de ces deux détecteurs sur leur plage angulaire commune. Comme nous pouvons le constater, un très bon accord est obtenu entre les données extraites des deux DSSDs, validant ainsi la méthode d'analyse adoptée.

Pour obtenir la section efficace de production de la voie de sortie α_0 à cette énergie, un ajustement de la distribution angulaire présentée Fig. III.13 par des polynômes de Legendre doit être réalisé puis intégré sur tout l'angle solide. Cependant, du fait de la plage angulaire limitée couverte par nos détecteurs, cet ajustement est très instable. Des mesures de cette distribution autour de $\theta_{\text{cm}} = 90^\circ$ seraient nécessaire pour garantir la stabilité et la qualité de l'ajustement. Ainsi, une moyenne des distributions angulaires qui est ensuite intégrée sur 4π est réalisée dans notre étude. Une comparaison voie par voie des produits de réaction avec des données de spectroscopie particule obtenues sur une plage angulaire différente (Réfs. [17, 18]) montre quelques déviations dans les sections efficaces partielles σ_{p_i} et σ_{α_i} . Cependant, comme nous le verrons dans la Sect. IV-1.3, un bon accord est obtenu dans la section efficace totale proton et alpha, justifiant l'approximation réalisée dans notre étude.

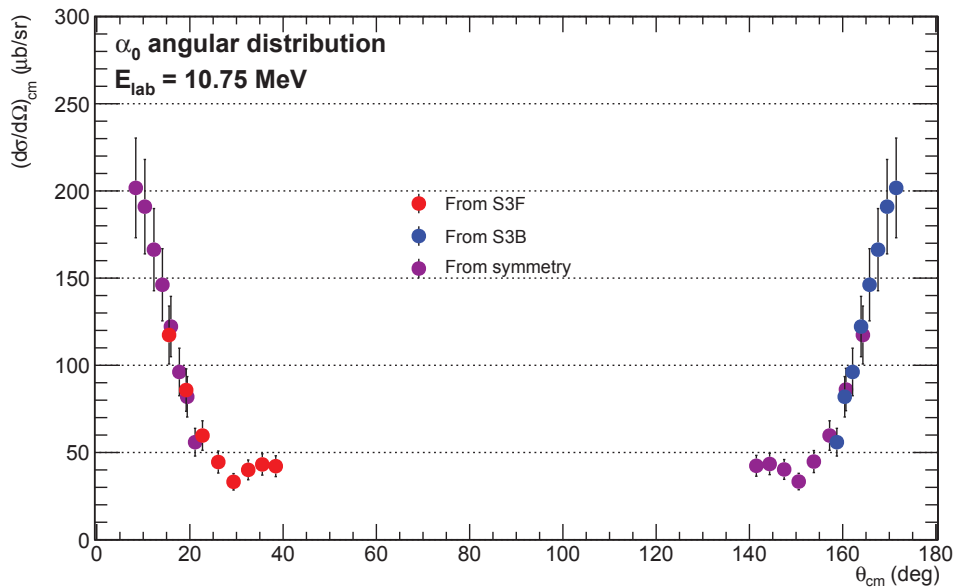


FIGURE III.13 – Distribution angulaire de α_0 à $E_{\text{lab}} = 10.75$ MeV obtenue avec S3B (points bleus) et S3F (points rouges), tandis que les points en violet représentent leur symétrie par rapport à $\theta_{\text{cm}} = 90^\circ$.

III-3 Coïncidences γ /particules

L'analyse des spectres directs permet une première identification des voies de sortie de la fusion $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ ainsi qu'une compréhension globale de notre dispositif expérimental. La deuxième partie de l'analyse porte sur l'étude des coïncidences entre particules chargées et γ , dans le but d'obtenir une réduction drastique du bruit de fond. Comme expliqué dans la Sect. III-1, les coïncidences sont construites à l'aide du générateur d'évènements. Ces derniers sont classés selon leur multiplicité γ /particule : $m_{\gamma p} = 1$ si une coïncidence est observée, $m_{\gamma p} = 0$ sinon. Le code d'analyse que j'ai développé permet ensuite de construire les spectres et les matrices de coïncidences utilisées pour l'étude des données de STELLA.

III-3.1 Fenêtre temporelle

L'un des avantages d'une acquisition fonctionnant sans système de déclenchement temporel est la possibilité, lors de l'analyse, d'adapter et d'optimiser la fenêtre temporelle pour les coïncidences. Dans notre cas, le choix de la taille de cette fenêtre s'effectue tout d'abord à l'aide du générateur d'évènements, et peut être ensuite optimisée grâce au code d'analyse. Dans un premier temps, une fenêtre de 150 ns est établie entre la mesure des particules de S3F et S3B et les modules de l'acquisition γ .

Le pic de coïncidence ainsi généré est illustré sur les graphiques de la Fig. III.14 pour les évènements de S3B (en haut) et de S3F (en bas). Dans le cas du détecteur S3B, des structures sont visibles autour de ~ 30 , 50 et 80 ns. Celles-ci sont directement reliées à l'énergie et à la nature (proton ou alpha) des particules mesurées par le DSSD, comme nous le verrons en détails dans la Sect. III-3.2. Concernant le détecteur S3F, un pic de coïncidence se dégage au dessus d'un bruit de fond constant d'environ 300 coups. Comme nous le verrons Fig. III.15, ce dernier provient des coïncidences fortuites entre des γ de basse énergie

ou provenant de l'activité intrinsèque, et le fort taux de comptage des noyaux de recul ^1H et deutérium (d) observés dans le détecteur à l'avant uniquement.

Néanmoins, comme nous le verrons sur la Fig. III.16, le pic de coïncidence peut être nettoyé par des coupures énergétiques sur ces noyaux de recul. L'énergie cinétique de ces derniers, n'excédant pas ~ 3 MeV aux plus hautes énergies de faisceau, constitue le seuil limite de mesure des possibles voies de sortie de la fusion $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$. Ainsi, avec notre dispositif, nous pouvons identifier les protons de p_0 jusqu'à p_{10} , et les alphas de α_0 jusqu'à α_4 .

Les différentes matrices de coïncidences présentées dans les prochaines sections vont permettre de sélectionner ces différentes voies de sorties protons et alphas. La sélection repose sur la connaissance de l'énergie des particules et des transitions γ associées à la désexcitation des résidus d'évaporation ^{23}Na et ^{20}Ne , mais également sur des considérations temporelles, comme présentées dans la section suivante.

III-3.2 Discrimination protons/ α

L'une des caractéristiques des $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ présentées dans la Sect. II-4.4.1 est la bonne résolution temporelle de ces détecteurs, inférieure à la nanoseconde [94]. Un discriminateur à fraction constante (CFD - *constant fraction discriminator*) est utilisé pour le système de déclenchement de l'acquisition γ , et le temps de détection associé à la mesure est alors indépendant de l'énergie des γ issus de la réaction $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$. Dès lors, un temps de référence stable et précis marque le début de la fenêtre de coïncidence utilisée dans notre analyse.

En ce qui concerne les DSSDs, le temps attribué à la détection d'une particule chargée dépend de l'énergie et de la nature de cette dernière. En effet, la forme de l'impulsion des signaux des détecteurs au silicium est connue pour dépendre de la masse et du numéro atomique du noyau mesuré [109]. La principale différence s'effectue sur le temps de montée du signal : plus une particule est massive, plus le temps de montée du signal est élevé. De la même façon, le temps de montée est plus élevé pour des particules moins énergétiques. Ceci s'explique par une collection des charges plus lente selon le type de particule détectée et, dans notre cas, ce phénomène est également amplifié par le positionnement des DSSDs.

Comme expliqué dans la Sect. II-4.5, le côté ohmique des S3 fait face à la cible, tandis que le côté jonction, composé des 24 anneaux, est polarisé avec une tension de -60 V. De ce fait, c'est la collection et le mouvement des trous créés de paire avec les électrons au sein du silicium qui seront responsables du signal final. Or la mobilité des trous dans le silicium est environ 3 fois plus faible que celle des électrons [107], et le temps de collection des charges s'en trouve augmentée pour atteindre, dans notre cas, ~ 100 ns.

De plus, les particules pénétrant le détecteur vont être stoppées dans les premières couches du silicium, d'autant plus tôt qu'elles seront massives ou peu énergétiques. De fait, la distance de parcours des trous au sein du silicium et donc le temps de montée du signal seront plus élevés pour les particules α que pour les protons ayant la même énergie cinétique. La différence se trouve être de l'ordre de ~ 20 -30 ns.

Le système d'acquisition associé à la détection des particules développé pour notre projet possède une fréquence d'échantillonnage de 125 MHz. L'utilisation du système de déclen-

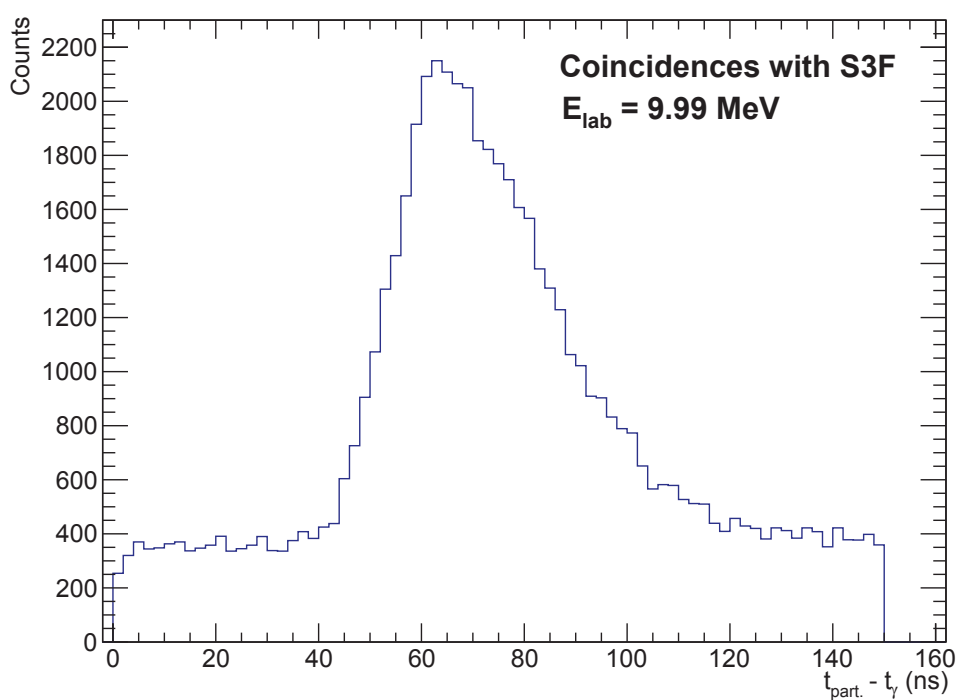
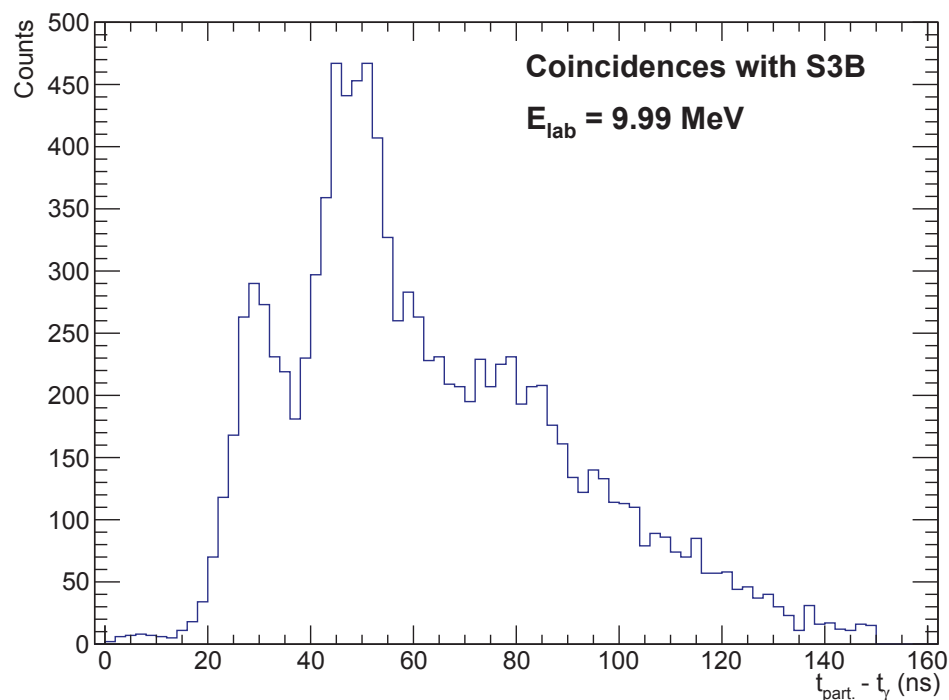


FIGURE III.14 – Pic de coïncidences pour S3B (haut) et S3F (bas) avec l'un des modules de l'acquisition γ à $E_{\text{lab}} = 9.99$ MeV. Des structures sont visibles dans le pic du S3B, et sont reliés aux différentes particules chargées détectées par ce dernier (voir Sect. III-3.2 pour les détails). Un bruit de fond constant est présent dans le spectre du S3F, provenant des coïncidences fortuites entre les noyaux de recul ^1H et d avec des γ de diffusion Compton ou issus de l'activité intrinsèque (voir Sect. III-3.2 pour les détails).

chement digital (voir Sect. II-4.6) permet donc une différentiation et une intégration du signal toutes les 8 ns, et il apparaît possible d'obtenir une sensibilité de déclenchement suffisamment précise pour distinguer le temps de montée correspondant aux protons et aux alphas. Par conséquent, le temps marquant le signal de coïncidence sera spécifique à l'énergie et la nature de la particule détectée par les DSSDs.

Basée sur ces critères, la séparation entre protons et α détectés en coïncidence avec au moins un γ dans les $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ est illustrée sur les matrices ($E_{\text{part.}}, \Delta t$) de la Fig. III.15. Ces matrices, pour S3B en haut et S3F en bas, présentent l'énergie des particules chargées en fonction de la différence entre le temps de détection particules et γ . La dépendance de la collection des charges par le DSSD, et donc du temps de détection des particules, est modélisée par la fonction quadratique représentée en noire sur les données. Les protons se retrouvent à gauche de cette ligne, et les alphas sur la droite.

Comme expliqué plus haut, un temps de détection plus élevé est observé pour les α ayant la même énergie cinétique que les protons. Pour S3B (matrice du haut), seul α_1 est visible car l'énergie cinétique des autres voies de sortie ne leur permet pas de traverser la feuille d'aluminium placée en protection devant ce détecteur. En revanche, les protons de p_1 jusqu'à $p_{10,11}$ sont identifiés et, comme attendu, le temps de détection de ces derniers dépend de leur énergie cinétique. Si l'on réalise une projection de cette matrice sur l'axe des abscisses, on retrouve le type de spectre présenté Fig. III.14. Les structures visibles sur ce pic de coïncidences autour de $\sim 30, 50$ et 80 ns trouvent donc leur origine dans cette dépendance du temps de montée du signal dans le DSSD en fonction de l'énergie et du type de particule mesurée.

Pour S3F (matrice du bas), les voies de sortie jusqu'à α_4 et p_{10} sont observées, ainsi que des coïncidences fortuites entre des γ de basse énergie ou issus de l'activité intrinsèque avec les noyaux de recul ^1H et d . De part le caractère aléatoire de ces événements, ces derniers produisent une bande continue dans ce spectre, sans former d'îlots de coïncidences comme c'est le cas pour les particules issus de la fusion $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$. Pour la suite de l'analyse, une coupure énergétique sur les particules mesurées par S3F est appliquée pour s'affranchir de ce bruit de fond. Par exemple, le pic de coïncidence entre S3F et un module γ lorsque cette coupure est effectuée est présenté Fig. III.16. Le bruit de fond constant qui était présent sur la Fig. III.14 est ainsi drastiquement réduit.

La qualité de la sélectivité des protons et des α peut s'évaluer à l'aide des spectres γ mesurés en coïncidence avec les particules chargées des matrices de la Fig. III.15. Ceux-ci sont présentés sur la Fig. III.17. Les courbes rouges sont les spectres γ associés à la voie proton (gauche de la ligne noire sur les matrices de la Fig. III.15), tandis que les courbes noires correspondent à ceux de la voie alpha (droite de la ligne noire sur les matrices de la Fig. III.15). Les courbes bleues sont la somme de ces deux contributions. Les différentes transitions γ entre les états excités du ^{23}Na et du ^{20}Ne sont indiquées sur les graphiques.

Le graphique du haut présente les spectres γ en coïncidence avec S3B. Dans ce détecteur, seul α_1 est identifiable dans la voie α , produisant des corrélations avec $E_\gamma = 1634$ keV uniquement. Ceci est très bien vérifié sur le spectre noir, où le pic photoélectrique à 1634 keV est suivi du plateau Compton, sans aucune autre contribution à noter. Pour la voie proton, plusieurs transitions sont identifiables en plus de $E_\gamma = 440$ keV. Une déconvolution entre les voies de sortie α_1 et p_2 autour de $E_\gamma = 1634$ keV est possible grâce à cette discrimina-

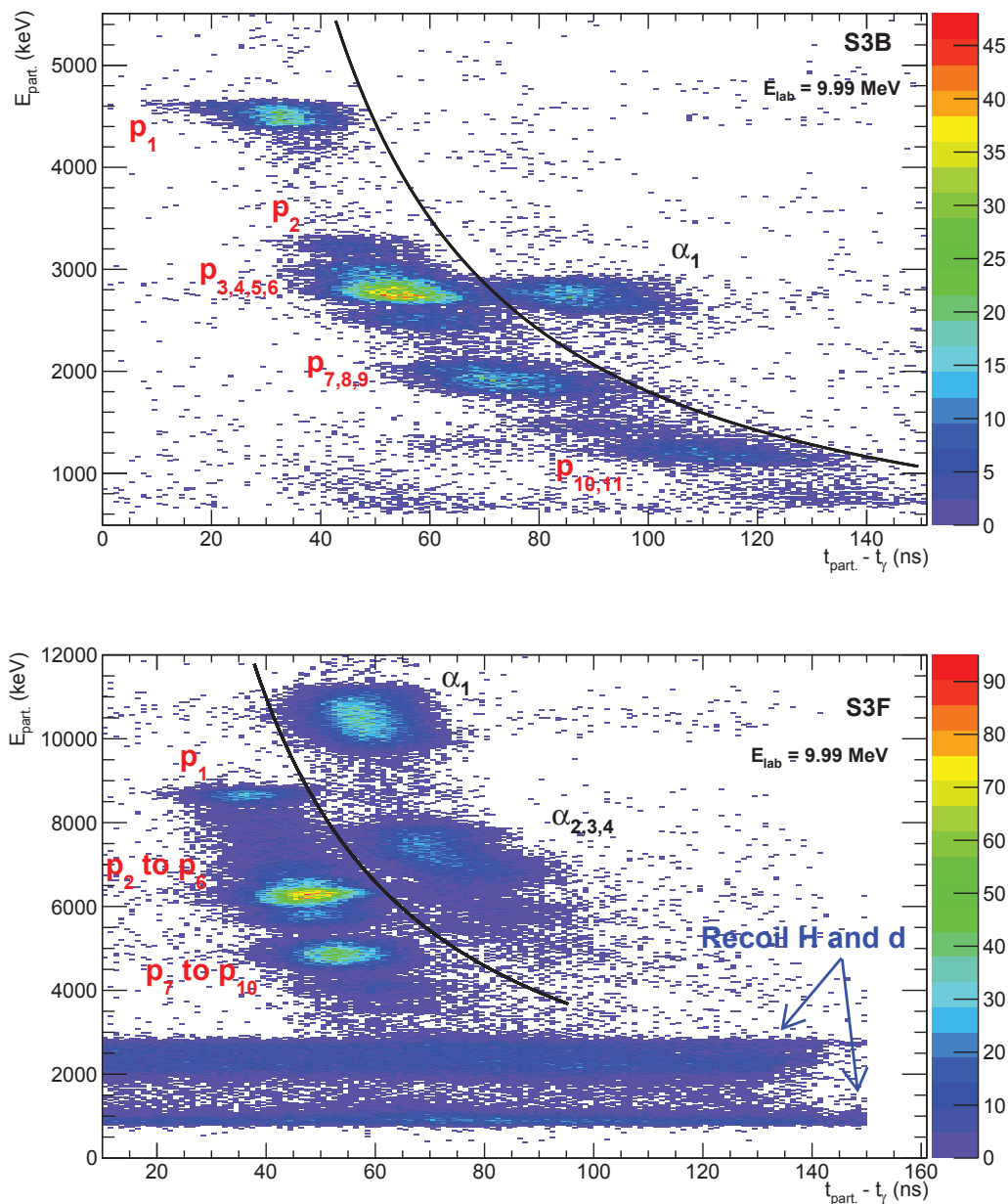


FIGURE III.15 – Matrices ($E_{\text{part}}, \Delta t$) pour S3B (haut) et S3F (bas) à $E_{\text{lab}} = 9.99$ MeV, sans sélection sur l'énergie des γ . Une séparation nette entre le temps de détection des protons et des alphas est possible à l'aide de cette matrice. La dépendance du temps de détection est fonction de la nature et de la vitesse des particules, reflétée dans la tendance quadratique de la ligne utilisée pour la séparation (ligne noire sur les graphiques). Les coïncidences aléatoires entre des γ de diffusion Compton ou issus de l'activité intrinsèque avec les noyaux de recul ^1H et d dans S3F sont aussi visibles sur la matrice de S3F (bas).

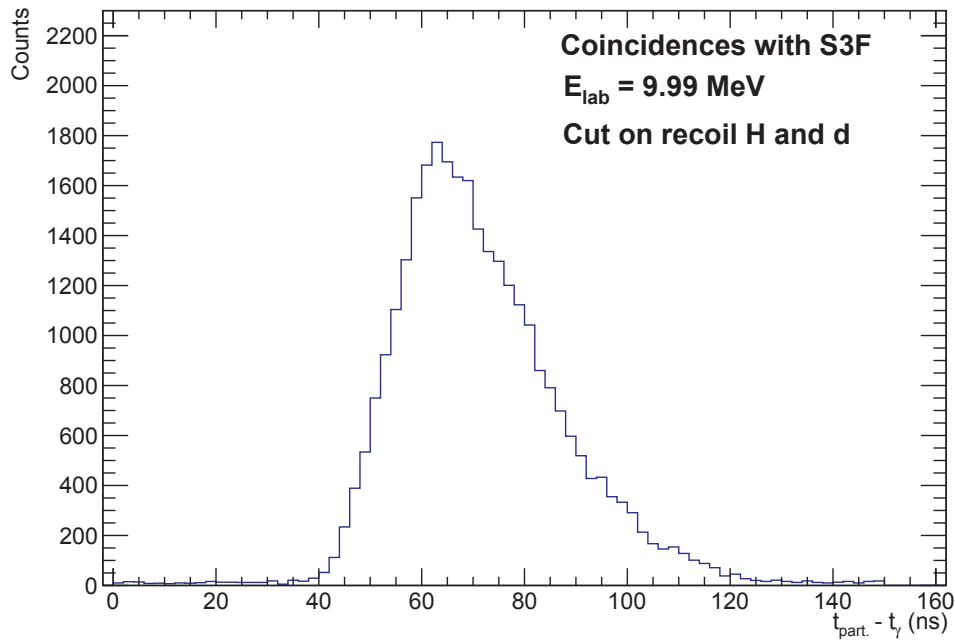


FIGURE III.16 – Pic de coïncidences pour S3F avec l’un des modules de l’acquisition γ , à $E_{\text{lab}} = 9.99$ MeV, quand une coupure énergétique sur les noyaux de recul ^1H et d est effectuée. Le bruit de fond est drastiquement réduit en comparaison de la Fig. III.14 (bas).

tion temporelle, et seuls les γ en coïncidence avec la sélection sur les protons contribuent au spectre pour $E_\gamma > 2000$ keV.

Concernant S3F, plusieurs transitions associées aux voies de sortie proton et alpha sont visibles sur le spectre (bas de la Fig. III.17). De la même façon, la séparation permet d’identifier la contribution de chaque particule au spectre γ total.

Il est également important de souligner l’absence des γ issus de l’activité intrinsèque des $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ dans les spectres en coïncidence avec au moins une particule chargée dans les DSSDs. En effet, la contamination provenant de la décroissance du ^{138}La entre $E_\gamma \approx 800$ -1600 keV ou de la désintégration α du ^{224}Ac entre $E_\gamma \approx 2000$ -2800 keV ne se retrouve pas dans les graphiques de la Fig. III.17. Ceci témoigne de la bonne qualité de la sélection des événements en coïncidence, ainsi qu’une bonne réjection du bruit de fond, caractéristiques essentielles dans notre projet.

Pour la suite, une analyse distincte entre les voies protons et alphas est effectuée pour les événements en coïncidence. Cette discrimination permet une évaluation des rapports d’embranchement, paramètre important pour compléter les modèles astrophysiques sur la combustion du carbone dans les étoiles massives. La section suivante présente les matrices de coïncidences ($E_{\text{part.}}, E_\gamma$) utilisées pour la sélection des événements de fusion $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$.

III-3.3 Matrices de coïncidences

Pour l’analyse des coïncidences, la stratégie repose sur l’identification des événements dans l’ensemble des détecteurs S3B et S3F. L’extraction de la section efficace de production des différentes voies de sortie groupe d’anneau par groupe d’anneau, comme pour

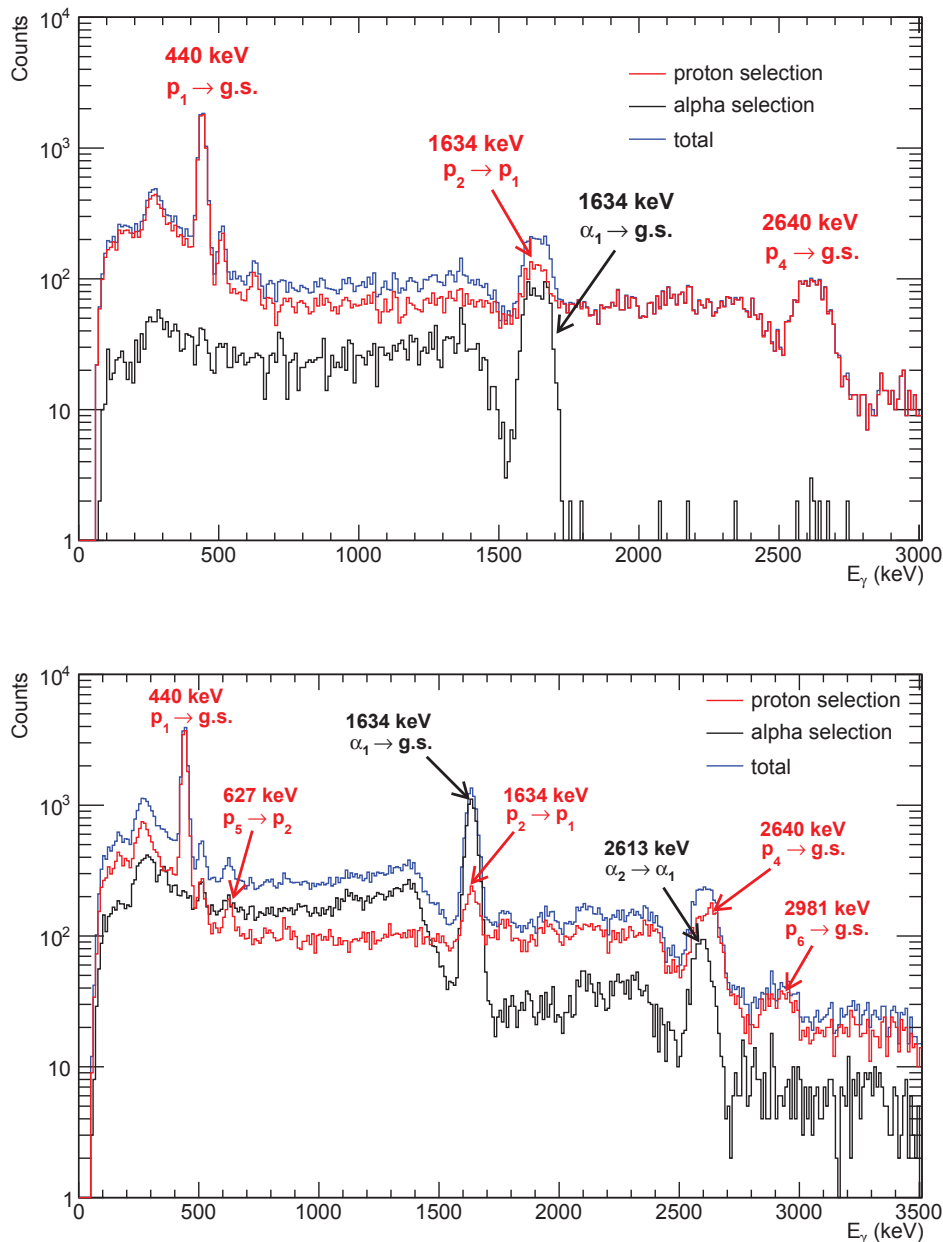


FIGURE III.17 – Spectres γ en coïncidence avec S3B (haut) et S3F (bas) à $E_{\text{lab}} = 9.99$ MeV. Le spectre rouge correspond à la sélection sur les protons (gauche de la ligne noire sur les matrices de la Fig. III.15) et le spectre noir à la sélection sur les α (droite de la ligne noire sur les matrices de la Fig. III.15), tandis que le spectre bleu est la somme de ces deux contributions. Les transitions associés au ^{23}Na et au ^{20}Ne sont indiqués sur les graphiques, et une déconvolution entre les différentes composantes du spectre γ est possible avec ce critère de sélection.

l'analyse des distributions angulaires utilisant les spectre particules directs (Sect. III-2.2.3), est en effet rendu difficile dans ce cas, de par une baisse de la statistique.

La Fig. III.7 nous montre le spectre bidimensionnel ($\theta_{\text{lab}}, E_{\text{lab}}$) obtenu à l'aide de S3B, ainsi que les calculs de cinématique de réaction. La variation de l'énergie cinétique entre les anneaux internes et externes du détecteur, de l'ordre de quelques dizaines de keV, implique une dégradation de la résolution quand on projette sur l'axe des abscisses. Pour limiter cet effet dans la construction des matrices de coïncidences ($E_{\text{part.}}, E_{\gamma}$), une calibration linéaire relative à l'énergie des particules mesurées par l'anneau central est réalisée. Cette calibration relative est effectuée uniquement pour les événements en coïncidence après séparation entre les protons et les alphas. En effet, la variation angulaire de l'énergie cinétique est légèrement différente suivant la nature de la particule étudiée, et la correction effectuée sera d'autant plus précise.

L'effet de cette procédure est illustré sur le graphique de la Fig. III.18. Le spectre bleu correspond à la projection sur l'énergie des protons du détecteur S3B sans calibration relative à l'énergie de l'anneau central, tandis que le spectre rouge est corrigé de cet effet.

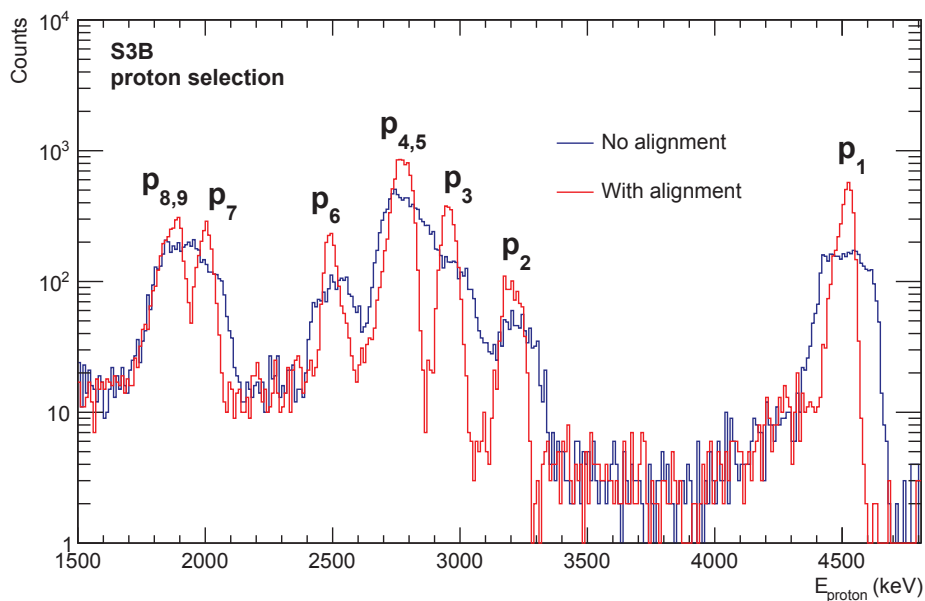


FIGURE III.18 – Projection sur l'axe énergie des protons de S3B pour les événements en coïncidence avec au moins un γ : sans alignement (bleu) et avec alignement (rouge). Le gain en résolution permet une séparation des différentes voies protons observées dans ce détecteur. $E_{\text{lab}} = 9.99$ MeV.

Les voies de sortie protons observées dans ce détecteur, allant de p_1 jusqu'à $p_{8,9}$, sont ainsi distinctes dans le spectre re-calibré. Ceci permettra par la suite d'effectuer une coupure en énergie pour sélectionner ces différents protons et extraire les rapports d'embranchements correspondant.

Cette calibration relative est ainsi réalisée pour chacun des détecteurs au silicium, et les matrices de coïncidences ($E_{\text{part.}}, E_{\gamma}$) correspondantes sont présentées sur la Fig. III.19. La sélection sur les protons a été effectuée pour S3B (haut), et sur les alphas pour S3F (bas). Les îlots de coïncidence des différents groupes de particule p_i et α_i sont visibles sur ces

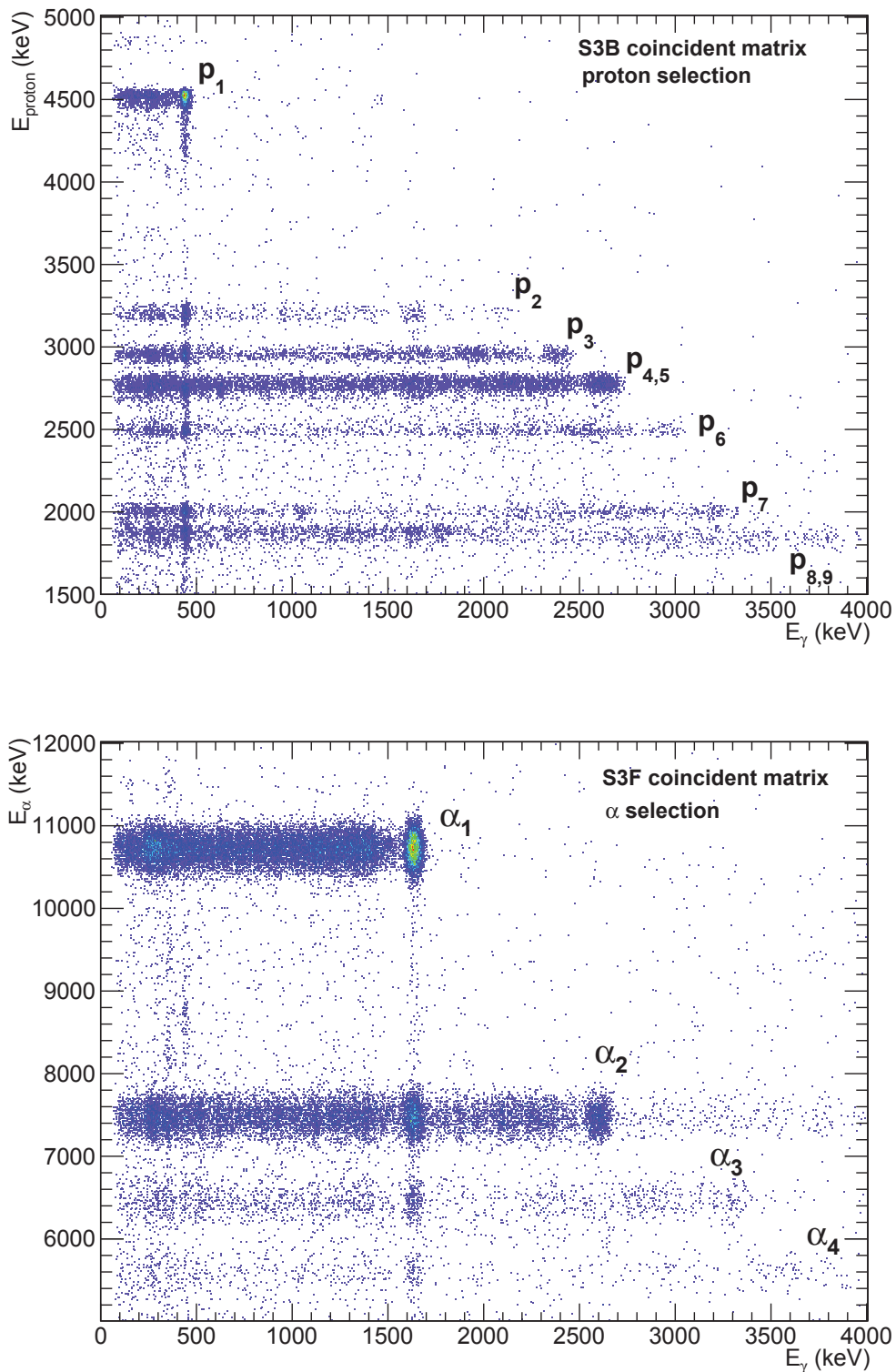


FIGURE III.19 – Matrices de coïncidences ($E_{\text{part.}}, E_{\gamma}$) de S3B (haut, sélection sur les protons) et S3F (bas, sélection sur les α) à $E_{\text{lab}} = 9.99$ MeV. Les voies de sortie de p_1 à p_9 sont visibles dans la matrice de S3B, et de α_1 jusqu'à α_4 dans la matrice de S3F. Les différents îlots de coïncidence pour une même particule permettent de suivre la cascade de désexcitation de l'état peuplé dans le ^{23}Na ou le ^{20}Ne .

matrices, avec une séparation nette sur l'énergie des particules grâce à la calibration relative à l'anneau central. Les différentes transitions dans les noyaux ^{23}Na et ^{20}Ne sont également identifiables. Comme nous le verrons dans la Sect. III-3.4, celles-ci seront utilisées pour une validation croisée des efficacités de détection γ .

Il est à noter qu'un très faible nombre de coïncidences fortuites est présent dans ces matrices. La principale source de bruit de fond dans les spectres γ autour de $E_\gamma = 440$ keV pour la voie proton et $E_\gamma = 1634$ keV pour la voie alpha provient du fond Compton issu de γ de plus haute énergie, comme nous pouvons le constater sur les graphiques de la Fig. III.20. Ces spectres sont obtenus en projetant les matrices de la Fig. III.19 sur l'énergie des γ , après une sélection des voies p_3 (en haut) et α_2 (en bas) basée sur l'énergie cinétique de ces dernières.

La voie p_3 correspond au peuplement du troisième état excité du ^{23}Na . Dans 65.7% des cas [71], cet état se désexcite directement vers le fondamental en émettant un γ d'énergie $E_\gamma = 2390$ keV. Le reste du temps, on observe une cascade *via* le premier état excité du ^{23}Na , correspondant à l'émission de deux γ d'énergie $E_\gamma = 1950$ keV et $E_\gamma = 440$ keV. Des coïncidences sont alors observées entre la particule p_3 et les γ du pic photoélectrique correspondant à ces différentes transitions, mais également avec les γ de diffusion Compton. Comme on peut le voir sur la Fig. III.20, ce bruit de fond sous le pic photoélectrique associé à $E_\gamma = 440$ keV est modélisé par une exponentielle décroissante (pointillés rouges). Le signal est quand à lui ajusté par une fonction gaussienne (courbe bleue foncé sur la Fig. III.20). De la même manière que pour l'identification des particules décrite dans la Sect. III-2.2.3, la somme $(S+B) \pm \sqrt{(S+B)}$ est obtenu en comptant le nombre de coup dans l'intervalle $\mu \pm 3\sigma$ (pointillés bleus sur la Fig. III.20), et le bruit de fond $B \pm \sqrt{B}$ est calculé par l'intégrale de la fonction exponentielle sur la même plage. Le signal S est alors la différence entre ces deux termes, avec une incertitude statistique calculée à l'aide de l'équation III.2. Le nombre d'évènements autour de $E_\gamma = 2390$ keV pour p_3 peut être aussi estimé à l'aide de l'histogramme de la Fig. III.20, et, comme nous le verrons dans la Sect. III-3.4, ceci nous assure un contrôle de l'efficacité photoélectrique pour différentes énergies.

Le signal est obtenu de la même façon pour la voie de sortie α_2 , dont le spectre γ présente deux zones d'intérêt à $E_\gamma = 1634$ keV et $E_\gamma = 2613$ keV. Le deuxième état excité du ^{20}Ne à $E_{\text{ex}} = 4247$ keV décroît en effet *via* le premier état dans 100% des cas [70].

Le nombre de coïncidences peut être évalué par cette méthode pour les voies proton de p_1 jusqu'à p_7 , et jusqu'à α_3 pour les alphas. La section efficace différentielle est alors donnée par :

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{lab}} = \frac{S \times F_\gamma}{I \times N_T \times \Delta\Omega \times \Delta t \times \epsilon_\gamma} \quad (\text{b/sr}), \quad (\text{III.7})$$

où S est le nombre de coïncidences, F_γ le facteur de correction dû aux rapports d'embranchements pour la désexcitation de l'état peuplé dans le ^{20}Ne ou le ^{23}Na [70,71], I l'intensité du faisceau, N_T le nombre de noyaux cibles, Δt le temps d'acquisition, $\Delta\Omega$ l'angle solide de S3B ou S3F (voir tableau III.1), et ϵ_γ l'efficacité du pic photoélectrique de l'énergie de la transition γ , dont l'obtention est détaillée Sect. III-3.4. La détermination de l'intensité du faisceau et de l'épaisseur des cibles ainsi que de leur incertitude associée fait l'objet de la Sect. III-4.

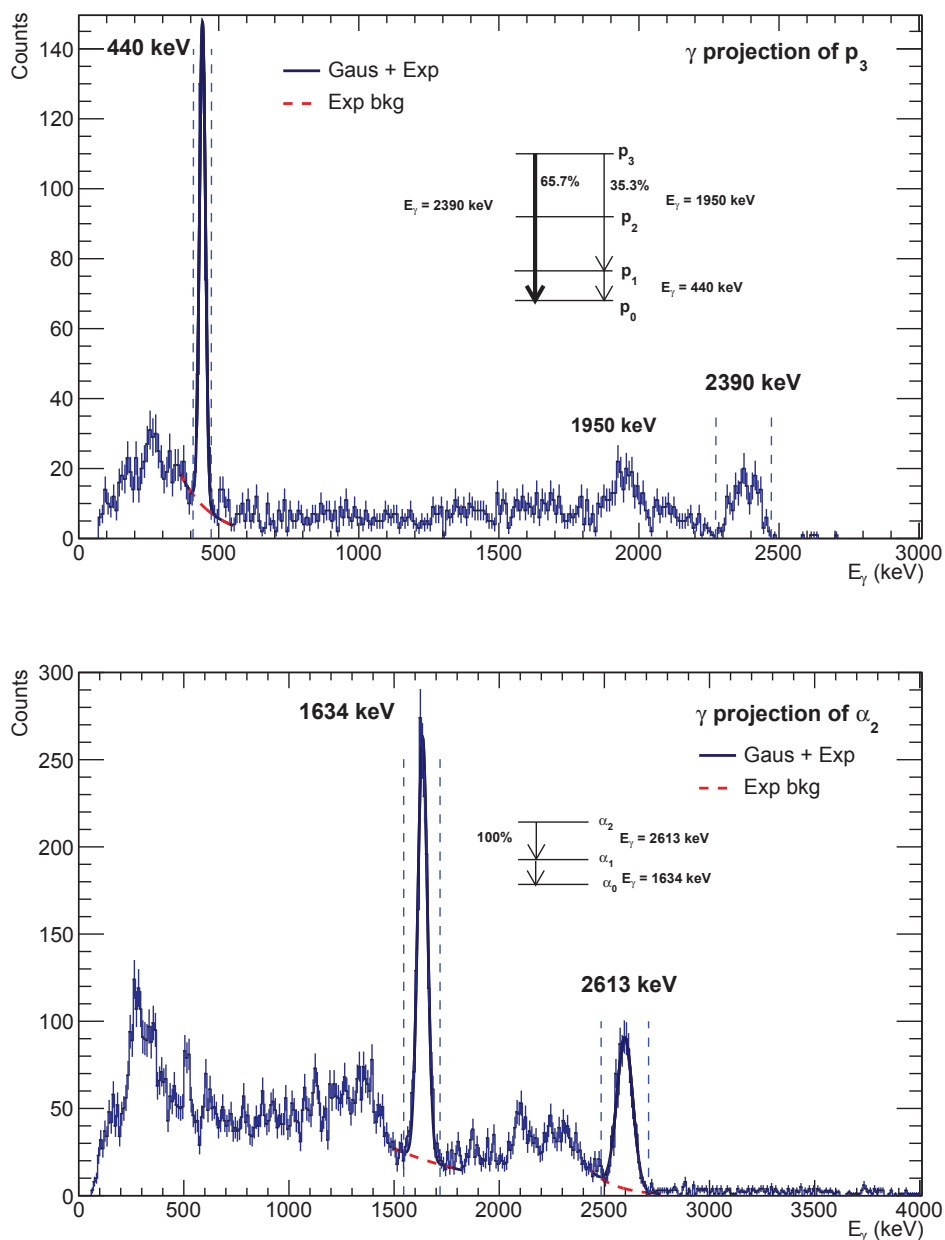


FIGURE III.20 – Projection γ autour de p_3 pour S3B (haut) et autour de α_2 pour S3F (bas) à $E_{\text{lab}} = 9.99$ MeV. Le bruit de fond (pointillés rouges) est ajusté par une courbe exponentielle, tandis que le signal (courbe bleue foncée) est une fonction gaussienne. Les traits en pointillés bleus clairs représentent l'intervalle $(\mu \pm 3\sigma)$ dans lequel le signal est pris en compte. Le schéma de décroissance du niveau peuplé dans le ^{23}Na et le ^{20}Ne est indiqué sur la figure.

Pour l'ensemble des voies α étudiée au cours de cette analyse, la décroissance de l'état excité s'effectue à 100% *via* le premier état excité, conduisant à un facteur de correction $F_\gamma = 1$ pour ces particules. Le schéma de décroissance des états peuplés dans le noyau ^{23}Na est en revanche plus complexe, et les facteurs de correction pour les différentes voies protons considérées dans notre étude sont récapitulés dans le tableau III.2.

Transitions	Facteurs de correction F_γ
$p_2 \rightarrow p_1$	1.093
$p_3 \rightarrow p_0$	1.521
$p_3 \rightarrow p_1$	2.919
$p_5 \rightarrow p_1$	1.029
$p_6 \rightarrow p_1$	2.427
$p_7 \rightarrow p_1$	1.26

TABLEAU III.2 – Facteurs de correction pour les transitions γ des différents états peuplés dans le noyau ^{23}Na . Calculés à l'aide des données de la Réf. [71].

Il est à noter que le quatrième état excité du ^{23}Na se désexcite dans 100% des cas par l'émission d'un γ d'énergie $E_\gamma = 2640$ keV directement vers l'état fondamental [70].

En ce qui concerne la voie α , à partir du quatrième état excité à $E_{\text{ex}} = 5621$ keV, la décroissance des états peuplés dans le ^{20}Ne s'effectue presque uniquement par émission α . En effet, le seuil d'émission dans le noyau ^{20}Ne se situe à $Q_\alpha = -4730$ keV. Dès lors, l'étude de ces voies de réaction n'est pas possible à l'aide de la technique de coïncidence γ /particules.

III-3.4 Efficacité γ

Comme nous l'avons vu dans les sections précédentes, un signal sans ou avec coïncidence peut être évalué pour les voies de sortie p_1 et α_1 . Ainsi, nous pouvons en déduire l'efficacité ϵ_γ du pic photoélectrique pour les deux transitions γ d'énergie $E_\gamma = 440$ keV et $E_\gamma = 1634$ keV. Pour ce faire, nous avons utilisé les données expérimentales obtenues à la plus haute énergie d'interaction, $E_{\text{lab}} = 10.75$ MeV.

Pour la voie p_1 , le signal sans coïncidence extrait du détecteur S3B par la méthode décrite dans la Sect. III-2.2.3 est de $N_{p_1} = 53940 \pm 247$. À l'aide de la matrice $(E_{\text{part.}}, E_\gamma)$, nous avons identifié $N_{\text{coinc}} = 3213 \pm 57$ coïncidences. L'efficacité γ correspondante est calculée comme :

$$\epsilon_{440} = 100 \times \left(\frac{N_{\text{coinc}}}{N_{p_1}} \pm \sqrt{\left(\frac{\Delta N_{\text{coinc}}}{N_{p_1}} \right)^2 + \left(\frac{N_{\text{coinc}} \Delta N_{p_1}}{N_{p_1}^2} \right)^2} \right) = 6.0 \pm 0.1\%. \quad (\text{III.8})$$

Ce résultat est obtenu en utilisant 28 LaBr₃(Ce), configuration utilisée au cours de nos premières campagnes d'expérience. Celui-ci est consistant avec l'efficacité de la simulation Geant4 (voir tableau II.3). De la même façon, l'efficacité du pic photoélectrique pour $E_\gamma = 1634$ keV a été calculée et vaut $\epsilon_{1634} = 2.0 \pm 0.4\%$.

Pour valider l'efficacité expérimentale de ces deux transitions, l'étude de la voie de sortie p_2 est particulièrement intéressante. En effet, la désexcitation du 2^{ème} état excité du ^{23}Na

s'effectue *via* le premier état dans 92% des cas, produisant deux γ d'énergie $E_\gamma = 1634$ keV et $E_\gamma = 440$ keV. En identifiant les événements p_2 en coïncidences avec ces deux γ , la précision des efficacités obtenues au préalable peut être testée.

Le spectre de la Fig. III.21 présente la projection γ autour de p_2 pour l'énergie de faisceau $E_{\text{lab}} = 10.75$ MeV. Deux valeurs de signal sont obtenues autour de $E_\gamma = 440$ et 1634 keV, que nous devons chacune corriger par l'efficacité γ extraite plus haut. Nous pouvons alors définir le rapport :

$$R = \frac{N_{440}}{N_{1634}} \times \frac{\epsilon_{1634}}{\epsilon_{440}}, \quad (\text{III.9})$$

où N_{440} et N_{1634} sont les événements identifiés pour $E_\gamma = 440$ keV et $E_\gamma = 1634$ keV, respectivement, comme indiqué sur la Fig. III.21.

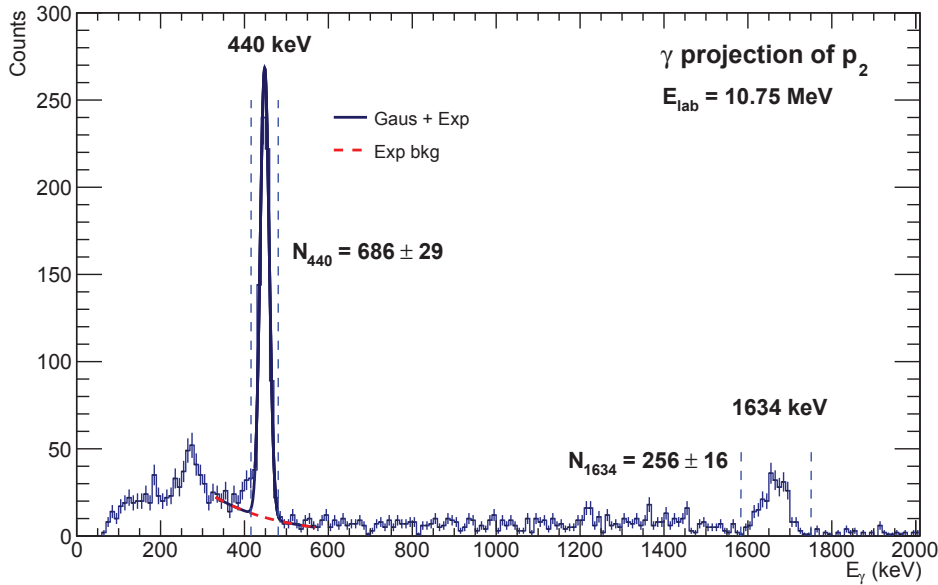


FIGURE III.21 – Projection γ autour de p_2 pour S3B à $E_{\text{lab}} = 10.75$ MeV. L'identification du signal de p_2 en coïncidence avec $E_\gamma = 440$ keV et $E_\gamma = 1634$ keV permet d'obtenir une validation croisée de l'efficacité γ pour ces deux transitions.

Dans ce cas, le rapport $R = 0.89$, déviant de l'unité d'environ 10%, incertitude relative qui sera ainsi systématiquement appliquée pour l'efficacité de détection γ dans la suite de l'analyse.

La cohérence de l'efficacité γ ainsi déterminée a été vérifiée par la suite en comparant le nombre de coups extraits avec ou sans coïncidence pour les voies de sortie p_1 et α_1 , aux énergies où les deux analyses combinées ont été possibles. On définit ainsi le rapport :

$$R_{p_1} = \frac{N_{440}}{N_{p_1} \times \epsilon_{440}}, \quad (\text{III.10})$$

où N_{440} est le nombre de particules p_1 en coïncidence avec $E_\gamma = 440$ keV, ϵ_{440} est l'efficacité γ déterminée par l'équation III.8, et N_{p_1} est le nombre de particules p_1 sans coïncidences obtenues par la méthode décrite dans la Sect. III-2.2.3. Ce rapport doit être égale à l'unité

pour les différentes énergies d'interaction investiguées afin de vérifier la cohérence de l'analyse. De même, pour la voie α_1 on définit :

$$R_{\alpha_1} = \frac{N_{1634}}{N_{\alpha_1} \times \epsilon_{1634}}, \quad (\text{III.11})$$

où N_{1634} est le nombre de particules α_1 en coïncidence avec $E_\gamma = 1634$ keV, ϵ_{1634} est l'efficacité γ déterminée plus haut, et N_{α_1} est le nombre de particules α_1 sans coïncidences obtenues par la méthode décrite dans la Sect. III-2.2.3.

Les résultats de cette étude sont présentés sur les graphiques de la Fig. III.22.

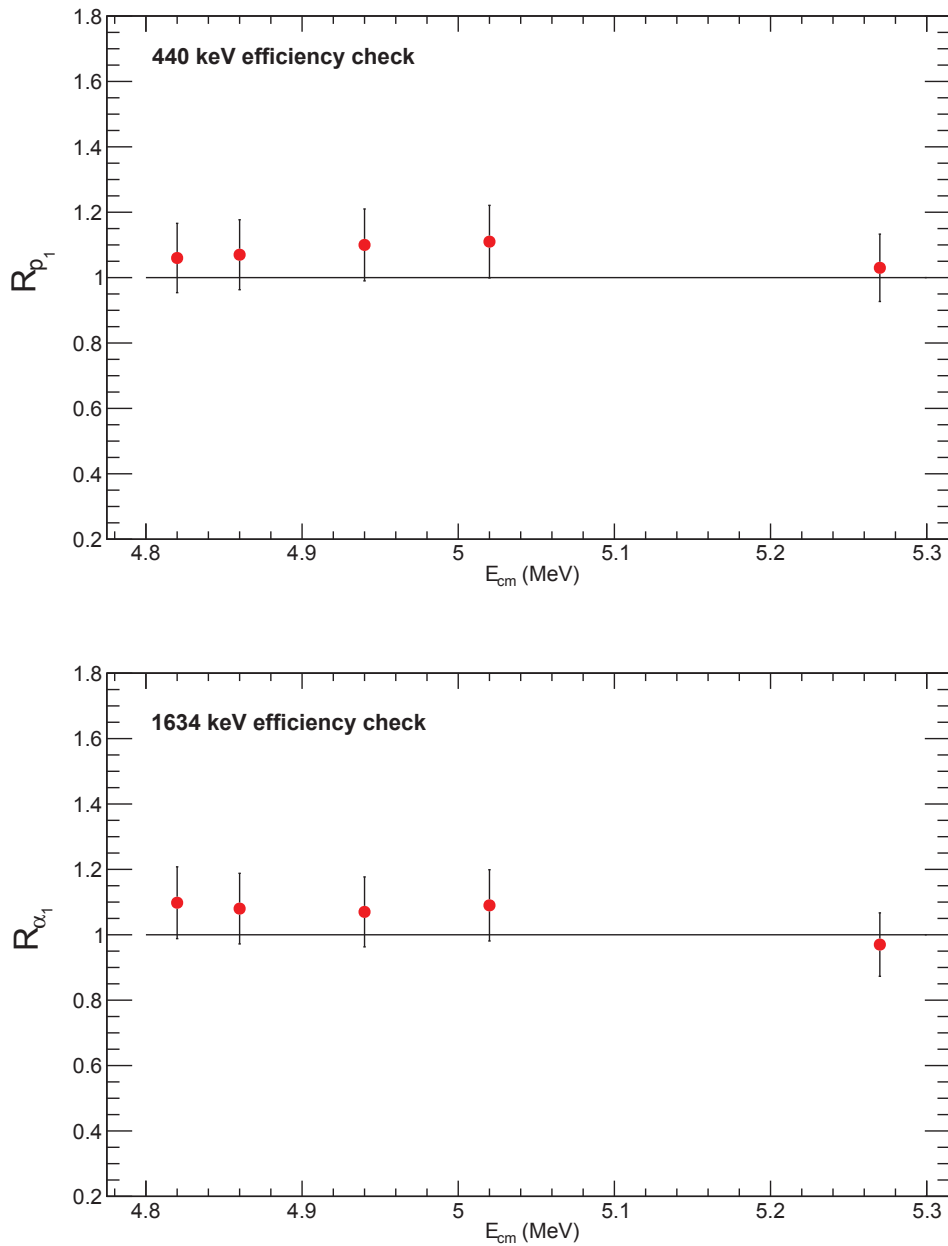


FIGURE III.22 – Rapport R_{p_1} (haut) et R_{α_1} (bas) pour différentes énergies d'interaction (voir équations III.10 et III.11 pour leur définition). Dans tous les cas, les rapports sont compatibles avec l'unité.

Que ce soit pour la voie p_1 (en haut) ou α_1 (en bas), les rapports définis par les équations

tions III.10 et III.11 sont compatibles avec l'unité pour l'ensemble des mesures effectuées, validant le procédé de sélection des évènements et les efficacités γ dérivées plus haut. Par la suite, ces valeurs seront donc utilisées pour les basses énergies d'interaction, où l'analyse sans coïncidence n'est plus possible. Comme nous l'avons annoncé dans la Sect. III-2.2.1, des données autour de $E_{\text{lab}} = 10.75$ MeV sont collectées à chaque début de campagne d'expérience, ce qui permet de contrôler de façon systématique l'efficacité γ déterminée à l'aide de cette procédure.

III-4 Normalisation

Dans cette section, nous présentons les études réalisées pour extraire les paramètres de normalisation de la section efficace de fusion $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$: l'intensité du faisceau, l'épaisseur des cibles ainsi que la contribution à la section efficace totale des voies de sortie p_i et α_i non mesurées avec STELLA. Les incertitudes systématiques associées à ces quantités sont également discutées.

III-4.1 Intégrateur de courant

L'intensité du faisceau délivré par l'accélérateur Andromède a été contrôlée à l'aide de deux cages de Faraday, une située juste avant la chambre à réaction (notée FC1), et une autre située en bout de ligne (notée FC2). À chaque changement d'énergie, un contrôle a été effectué pour s'assurer une transmission du faisceau de 100% entre les deux cages de Faraday. Pour ce faire, un porte cible vide de diamètre 6 mm a été positionné à l'intérieur de la chambre à réaction, et le faisceau est focalisé de sorte que l'intensité mesurée par FC2 soit de la même valeur que FC1.

De plus, ce porte cible est électriquement isolé de la chambre à réaction, et une mesure du courant sur ce dernier est alors possible lors de la focalisation du faisceau. Typiquement, un courant résiduel de l'ordre de un pour mille a été observé sur le porte cible, garantissant un faisceau bien focalisé au cours de notre expérience. Cette vérification a également été répétée en cours d'expérience lors de longues prises de données de plusieurs jours, afin de réajuster, si nécessaire, la position du faisceau sur la cible.

Une fois la transmission du faisceau assurée, l'intensité est mesurée en continu en cours d'expérience à l'aide d'un intégrateur de courant digital de chez Ortec[®] [110] couplé à la cage de Faraday FC2. Ce module génère un signal dès lors qu'un nombre de charge Q_{IC} , défini par l'utilisateur, est accumulé. Ce signal est envoyé à un compteur digital et le nombre d'évènements enregistré par celui-ci est donc directement proportionnel à la charge accumulée dans la cage de Faraday FC2.

Afin d'obtenir un courant en unité de particules par seconde, il est nécessaire de déterminer l'état de charge moyen du faisceau après son passage dans la cible de carbone. En effet, un faisceau de $^{12}\text{C}^{3+}$ ou $^{12}\text{C}^{2+}$ est délivré par l'accélérateur et, en fonction de son énergie et de l'épaisseur de la cible, des électrons peuvent être ajoutés ou arrachés au faisceau lors de son passage au travers de la cible [111]. Cet état de charge moyen est déterminé expérimentalement en comparant l'intensité I_1 (enA¹) mesurée dans la cage de Faraday FC1 à l'intensité I_2 (enA) obtenue après passage du faisceau dans la cible par la cage de Faraday FC2, comme illustré sur le schéma de la Fig. III.23.

1. enA : nanoampère électrique



FIGURE III.23 – Schéma de la mesure de l'état de charge moyen du faisceau après passage dans la cible.

En sortie d'accélérateur, le faisceau est caractérisé par un état de charge connu q_1 , et, après passage dans la cible, par un état de charge moyen q_2 . Ces deux quantités sont reliées par la relation :

$$\frac{I_1}{q_1} = \frac{I_2}{q_2} \Leftrightarrow q_2 = \frac{q_1 \times I_2}{I_1}. \quad (\text{III.12})$$

Le rapport I_2/I_1 est ainsi déterminé à chaque début et fin de prise de données pour déterminer l'état de charge moyen du faisceau arrivant dans la cage de Faraday FC2. La détermination de l'intensité intégrée tout au long d'une expérience en particules nanoampère (pnA) est alors donnée par :

$$I_2 = \frac{N_{\text{IC}} \times Q_{\text{IC}}}{\Delta t \times q_2} \times 10^9 \text{ pnA}, \quad (\text{III.13})$$

où N_{IC} est le nombre de signal généré par l'intégrateur de courant digital, Q_{IC} est le nombre de charge à accumuler pour générer un signal, Δt est le temps d'acquisition et q_2 est l'état de charge moyen du faisceau après la cible défini par l'équation III.12. Le module permet de régler le nombre Q_{IC} de charge à accumuler sur différentes échelles.

L'incertitude liée à l'obtention de l'intensité du faisceau par cette méthode contient une contribution liée à la valeur mesurée par l'intégrateur de courant provenant des fluctuations du faisceau délivré par l'accélérateur, mais également sur l'épaisseur de la cible, qui se retrouve dans la détermination de l'état de charge moyen q_2 . En comparant les valeurs d'intensité obtenues par l'équation III.13 avec la valeur I_1 mesurée par la cage de Faraday FC1, une déviation moyenne relative de 12% est observée entre ces deux quantités. Cette déviation est alors une convolution de l'erreur relative sur l'intensité et l'épaisseur de la cible, qui sera par la suite systématiquement appliquée dans le calcul de nos sections efficaces.

Durant nos campagnes de mesures, deux échelles ont été utilisées pour régler l'intégrateur de courant :

- $Q_{\text{IC}} = 10^{-10} \text{ C}^2$ pour $I < 1 \text{ p}\mu\text{A}$,
- $Q_{\text{IC}} = 10^{-8} \text{ C}$ pour $I > 1 \text{ p}\mu\text{A}$.

2. C : Coulomb

Enfin, pour utiliser la valeur de l'intensité dans le calcul de la section efficace (équations III.3 et III.7), cette dernière doit être exprimée en unité de particules par seconde (pps) en divisant la quantité obtenue dans l'équation III.13 par la valeur de la charge électrique $e = 1.602 \times 10^{-19}$ C. À noter que l'utilisation des moniteurs pour une normalisation absolue de la section efficace nécessite d'avantage d'analyse. Les taux de comptage observés dans les moniteurs ont jusqu'à présent servis à un contrôle qualitatif de l'état de la cible en cours d'expérience (voir Sect. III-1.2).

III-4.2 Épaisseur des cibles

Comme annoncé dans la Sect. II-4.3, notre chambre à réaction permet d'accomoder des cibles fixes ou des cibles tournantes dont l'épaisseur a varié de $20 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ et $75 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ durant les expériences. Pour la normalisation des données, la valeur nominale des fabricants³ a été utilisée. Comme nous l'avons évoqué dans la Sect. II, l'épaississement des cibles de carbone au cours du temps peut générer des incertitudes dans la normalisation de la section efficace de fusion ainsi que sur la détermination de l'énergie d'interaction.

Dans de précédentes études [87, 88], il a été montré que ce phénomène dépend principalement de la qualité du vide dans la chambre à réaction, du type de pompe utilisée, et de la température de la cible. En effet, le gaz résiduel à l'intérieur de la chambre à réaction est composé de molécules de type H_2 , H_2O , CO , CO_2 , ou d'hydrocarbures [87]. Lorsqu'un faisceau, qu'il soit constitué ou non de carbone, irradie la cible, les électrons éjectés de cette dernière vont dissocier les molécules carbonées, et les fragments peuvent ensuite se condenser et s'attacher localement sur la surface de la cible. Quand la température de la cible augmente, moins d'électrons secondaires sont émis, et l'agitation des molécules carbonées est plus importante, ce qui limite leur condensation et réduit ainsi le taux de dépôt de carbone sur la cible. La mesure de ce dépôt de carbone en fonction de la température effectuée par Healy *et al.* [88] est présentée sur la Fig. III.24. Le dépôt de carbone diminue lorsque la température augmente, jusqu'à saturer quand $T > 175^\circ$.

Un autre résultat important qui provient de l'étude de Blondiaux *et al.* [87] est présenté sur la Fig. III.25. La concentration en carbone à la surface de la cible a été évaluée sur la région irradiée par le faisceau, mais également sur des zones qui n'ont pas été bombardées. Leur résultat montre que le dépôt de carbone ne s'effectue que sur la zone d'impact du faisceau sur la cible.

En optimisant ces différents paramètres, il est alors possible de réduire la possibilité de dépôt de carbone sur les cibles utilisées dans notre expérience. Comme présenté dans la Sect. II-4.2, le système de pompage utilisé avec STELLA permet d'obtenir un vide de $\sim 3 \times 10^{-8}$ mbar dans la chambre à réaction. La lecture du vide s'effectue avec une jauge située au plus proche des cibles (voir Fig. II.17), garantissant un très bon vide autour de ces dernières.

Les cibles fixes ont été utilisées pour mesurer une dizaine de sections efficaces avec des énergies de faisceau variant de $E_{\text{lab}} = 10.75$ MeV à $E_{\text{lab}} = 5.6$ MeV, et des intensités graduellement augmentées de 30 pA jusqu'à environ 800 pA au maximum. Au total, une trentaine de cibles fixes ont ainsi été utilisées et détruites au cours de l'expérience. En effet, en augmentant l'intensité du faisceau au delà de 100 pA, la durée de vie de ces cibles

3. Laboratoire National de Legnaro, Italie, pour les cibles fixes - GANIL, France, pour les cibles tournantes.

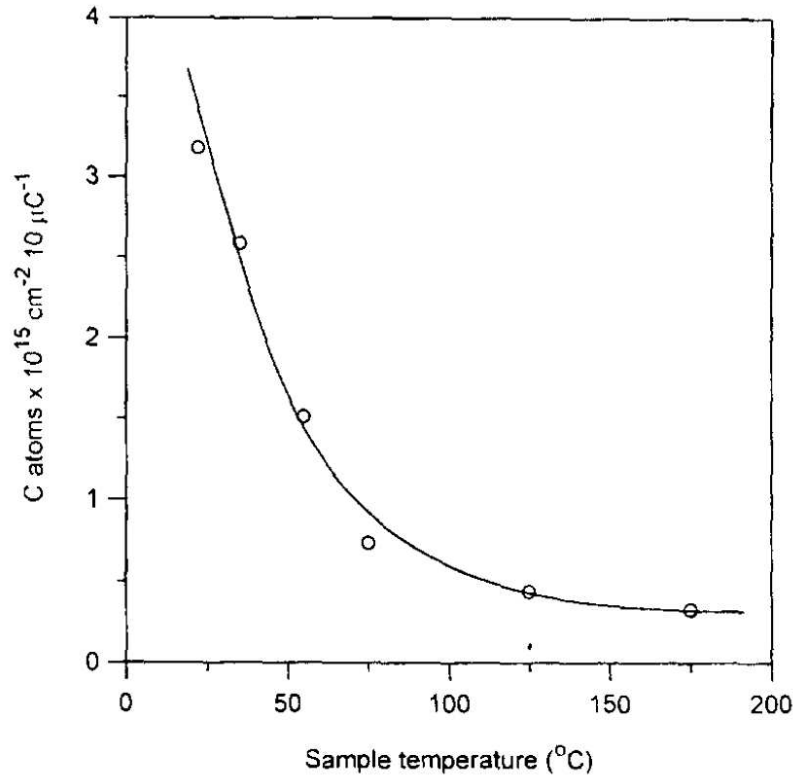


FIGURE III.24 – Variation du dépôt de carbone sur une cible en fonction de la température, issue de la Réf. [88]. La vitesse de dépôt diminue et sature lorsque la température $T > 175^\circ$.

n'excédait pas quelques heures. En tenant compte de la qualité du vide dans la chambre à réaction et du faible temps d'exposition, l'épaississement est supposé être négligeable pour ces premières mesures. Cette hypothèse s'est également vérifiée dans la mesure de l'état de charge q_2 après la cible (voir équation III.12), qui dépend de l'épaisseur de cette dernière, et dont la variation entre le début et la fin des courtes prises de données n'excède pas quelques %.

Pour les mesures effectuées aux deux plus basses énergies, $E_{\text{lab}} = 5.2 \text{ MeV}$ et $E_{\text{lab}} = 4.45 \text{ MeV}$, des intensités de faisceau entre $1.5 \mu\text{A}$ et $2.5 \mu\text{A}$ ont été délivrées par l'accélérateur afin de pouvoir accumuler suffisamment de statistiques. Dans ces conditions, l'utilisation des cibles tournantes est nécessaire. Ces dernières ont des épaisseurs variant entre $30 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ et $75 \mu\text{g}/\text{cm}^2$, et sont supportées par un cadre de rayon interne de 23 mm (voir Fig II.22). Le faisceau vient impacter la cible au plus proche du cadre, afin de maximiser la surface irradiée, ce qui permet une dissipation suffisante de la chaleur déposée pour augmenter considérablement la durée de vie des cibles. Dans notre cas, le point d'impact se situe à environ 4-5 mm du bord du cadre. Avant chaque mesure, la focalisation est systématiquement contrôlée en assurant une transmission de 100% du faisceau entre les deux cages de Faraday avant et après la chambre à réaction (voir Fig. III.23) lorsqu'un cadre sans cible est en position centrale. Lors de nos expériences, la vitesse de rotation des cibles a varié entre 100 rpm⁴ et 200 rpm.

Dans ces conditions, certaines cibles ont résisté plus de 50h à l'irradiation par le faisceau. Comme on peut le voir sur la partie haute de la Fig. III.26, la marque du faisceau, distri-

4. rpm : rotations par minute

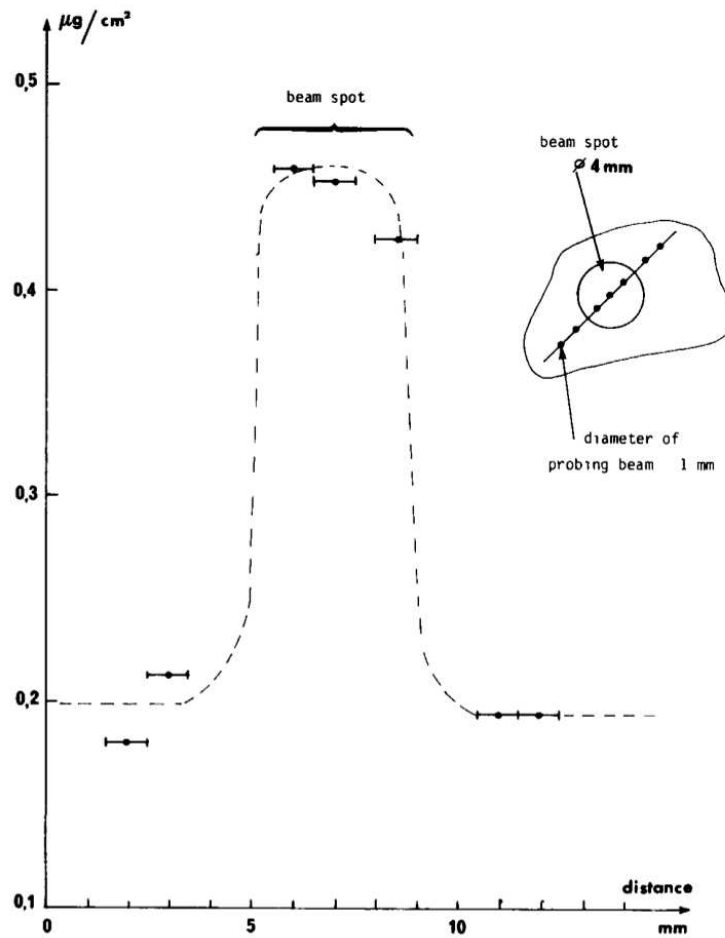


FIGURE III.25 – Mesure du dépôt de carbone sur une cible sur des régions exposées ou non au faisceau, issue de la Réf [87]. L'épaississement est constaté uniquement au niveau de la zone irradiée par le faisceau.

buée sur une large surface près du cadre, est clairement identifiable, et rend la surface plus lisse que la zone centrale non-irradiée. La position et la taille du faisceau sont illustrées par le cercle noir sur la figure. C'est la diffusion de la chaleur sur la cible qui rend la surface lisse plus étendue que la taille du faisceau. Dans le but d'étudier un possible épaissement des cibles au niveau de la trace du faisceau, nous avons utilisé un dispositif expérimental de scan des cibles développé dans la collaboration STELLA à l'université de York (UK). Ce dispositif permet de mesurer l'épaisseur des cibles, et est visible sur la photo de la partie basse de la Fig. III.26. Il comprend une chambre à vide, une source alpha collimatée à 2 mm de diamètre afin d'avoir une mesure locale de l'épaisseur, un détecteur au silicium, et un cadre mobile sur lequel est positionné la cible. Le cadre mobile est motorisé et relié à un ordinateur qui permet de modifier sa position horizontale et verticale depuis l'extérieur de la chambre. Les particules alpha émises par la source vont perdre de l'énergie proportionnellement à l'épaisseur de la cible lors de leur passage dans cette dernière, et sont détectées à l'aide d'un silicium à barrière de surface. Ce dispositif de scan permet ainsi d'effectuer des mesures à différentes zones afin de déterminer un éventuel épaissement de la cible sur la partie irradiée.

Le détecteur au silicium est calibré à l'aide d'une source tri-alpha contenant les isotopes radioactifs ^{239}Pu , ^{241}Am , et ^{244}Cm émettant des particules α à des énergies $E = 5156.6$ keV, 5485.6 keV, et 5804.8 keV, respectivement. La mesure d'épaisseur est effectuée avec une source collimatée, pour obtenir des valeurs locales, et nécessite donc l'utilisation d'une source très active pour accumuler suffisamment de statistiques dans un temps raisonnable. Pour ce faire, nous avons à notre disposition une source alpha contenant uniquement l'isotope ^{241}Am avec une activité de 33 kBq. Des mesures sont alors effectuées au centre de la cible et sur les zones irradiées, et les pertes d'énergie des particules α dans ces différentes zones sont comparées. La perte d'énergie d'une particule alpha ayant une énergie initiale $E = 5485.6$ keV est $\Delta E = 1$ keV dans une épaisseur de $1.37 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ de carbone [86].

Le tableau III.3 montre un exemple de résultats obtenus pour une cible tournante irradiée pendant environ 24h par un faisceau d'intensité $I = 2 \mu\text{A}$. Plusieurs mesures ont été effectuées sur la partie centrale non irradiée de la cible, et sur la zone impactée par le faisceau. Aucun épaissement notable n'est observé, et ceci a été le cas pour l'ensemble des cibles tournantes qui ont pu être analysées de la sorte.

Zone scannée	ΔE (keV)	Épaisseur ($\mu\text{g}/\text{cm}^2$)
Centre 1	51.3 ± 1.6	70.3 ± 2.2
Centre 2	51.8 ± 1.7	71.0 ± 2.4
Zone faisceau 1	52.1 ± 1.7	71.4 ± 2.4
Zone faisceau 2	52.3 ± 0.9	71.7 ± 1.2

TABLEAU III.3 – Mesure de l'épaisseur d'une cible irradiée pendant environ 24h par un faisceau d'intensité $I = 2 \mu\text{A}$ sur différentes zones centrales (*i.e.* non-irradiées) et différentes zones impactées par le faisceau. Aucun épaissement n'est observé.

Ce résultat est cohérent avec les conclusions publiées dans la littérature [87, 88]. En effet, sous ces fortes intensités de faisceau, nos cibles atteignent des températures bien supérieures à 200°C , et on se place dans le régime de saturation de la vitesse du dépôt de carbone observée dans la Réf. [88]. À partir du graphique de la Fig. III.24, on obtient un taux de dépôt de 3.2×10^{13} atomes de carbone par cm^2 et par μC , soit un épaisse-

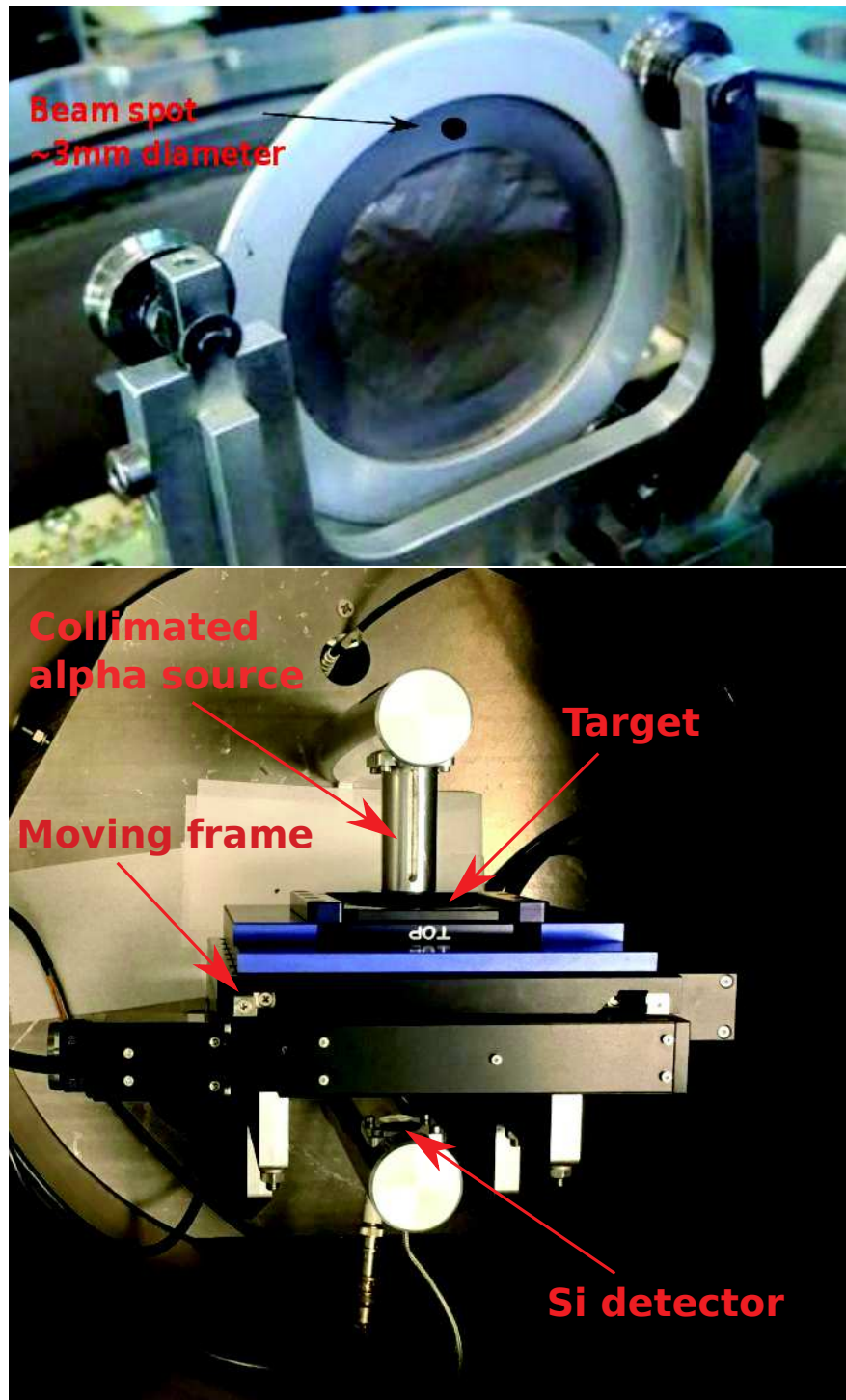


FIGURE III.26 – Haut : photo d'une cible tournante de $35 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ après une exposition de 50h sous un faisceau de $2.5 \mu\text{A}$ à $E_{\text{lab}} = 4.45 \text{ MeV}$. La position et la taille du faisceau sont illustrées par le cercle noir. La surface étendue de la zone irradiée est visible sur le pourtour de la cible, au plus proche du support. Bas : dispositif expérimental développé à l'université de York (UK) et utilisé pour mesurer l'épaisseur des cibles tournantes à différents emplacements.

ment de $0.6 \text{ ng/cm}^2/\mu\text{C}$. Notre cible a été irradiée pendant 24h par un faisceau d'intensité $I = 2 \mu\text{A}$, soit une accumulation de $1.7 \times 10^5 \mu\text{C}$. Un dépôt de $0.6 \times 1.7 \times 10^5 = 102 \mu\text{g/cm}^2$ est alors attendu. Cependant, comme nous l'avons vu sur la Fig. III.25, ce dépôt s'effectue uniquement sur la partie irradiée de la cible. Cet épaissement aurait donc été observé si la cible bombardée par le faisceau était fixe. Comme nous avons utilisée une cible tournante, la surface d'irradiation est beaucoup plus étendue (voir Fig. III.26), et le dépôt de carbone se répartit donc sur l'ensemble de cette surface.

Dans notre cas, la surface irradiée est de $\sim 360 \text{ mm}^2$, et en supposant une faisceau de diamètre 3 mm, sa surface est de 7 mm^2 , résultant en un rapport de $360/7 \approx 50$. Ainsi, le dépôt de carbone par unité de surface de faisceau sur notre cible est de $102/50 \approx 2 \mu\text{g/cm}^2$, estimation tout à fait compatible avec les mesures présentées dans le tableau III.3. Aux vues de ces résultats, l'impact de l'épaissement des cibles dans notre étude est donc négligeable, et aucune correction supplémentaire n'est apportée à la détermination de l'énergie d'interaction, ni à la mesure de nos sections efficaces de fusion.

III-4.3 Voies de sortie

Comme nous l'avons vu sur la Fig. II.1 de la Sect. II-1, plusieurs voies de sortie sont accessibles pour la fusion $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ aux énergies investiguées lors de notre expérience. Par exemple, à $E_{\text{cm}} = 2 \text{ MeV}$, il est énergétiquement permis de peupler jusqu'au 5^{ème} état excité dans le ^{20}Ne et jusqu'au 9^{ème} dans le ^{23}Na . Cependant, la mesure de la totalité de ces voies de sortie avec notre dispositif expérimental n'est pas possible. En effet, certaines particules chargées trop peu énergétiques sont stoppées dans les feuilles d'aluminium protégeant les détecteurs au silicium, ou sont masquées par la présence des noyaux de recul ^1H ou d dans les spectres. Une estimation de la contribution des voies de sortie effectivement mesurées avec l'expérience STELLA à la section efficace totale de fusion est ainsi nécessaire.

Pour ce faire, les données issues d'une expérience de spectroscopie particules sont utilisées [18]. Dans cette mesure, pour les énergies d'interaction autour de la barrière de Coulomb, les voies de sortie proton jusqu'à p_{16} et alpha jusqu'à α_{12} ont été identifiées. Concernant notre étude, entre $E_{\text{cm}} = 5.5 \text{ MeV}$ et $E_{\text{cm}} = 4.5 \text{ MeV}$, les sections efficaces partielles de p_0 jusqu'à p_7 et de α_0 jusqu'à α_3 ont été mesurées. Entre $E_{\text{cm}} = 4 \text{ MeV}$ et $E_{\text{cm}} = 3.5 \text{ MeV}$, les particules p_0 et p_1 ainsi que α_0 et α_1 ont été identifiées avec STELLA, et seules les particules p_1 et α_1 ont été mesurées pour $E_{\text{cm}} \leq 3.5 \text{ MeV}$.

Dans un premier temps, une moyenne de la contribution des voies p_i et α_i à la section efficace totale proton et alpha à partir des données de Becker *et al.* [18] est calculée, comme on peut le voir sur les graphiques de la Fig. III.27 pour les voies p_1 et α_1 par exemple. Le tableau III.4 récapitule les corrections apportées dans nos mesures suivant cette méthode. Une incertitude systématique relative de 4.5% est associée au calcul de cette valeur moyenne.

Comme on peut le voir sur la Fig. III.27, des structures sont visibles dans la fraction de p_1 et α_1 à la section efficace totale proton et alpha. Par la suite, une étude sera menée afin de déterminer l'effet d'une normalisation dépendante de l'énergie pour les résultats obtenus avec STELLA.

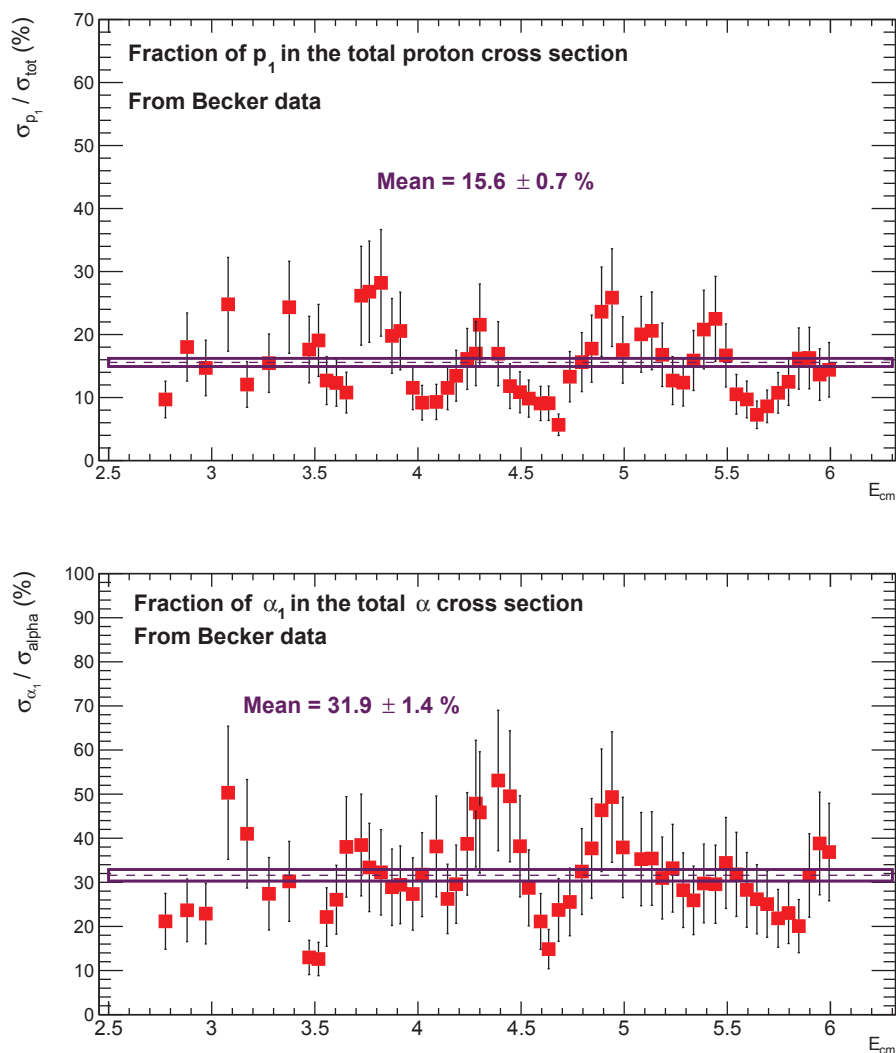


FIGURE III.27 – Fraction moyenne des particules p_1 et α_1 à la section efficace total proton (haut) et alpha (bas), respectivement, selon les données expérimentales de Becker *et al.* [18].

Particules mesurées par STELLA	Fraction de la voie totale proton
p_0 à p_7	73%
p_0, p_1	28.4%
p_1	15.6%
Particules mesurées par STELLA	Fraction de la voie totale alpha
α_0 à α_3	65%
α_0, α_1	48%
α_1	31.9%

TABEAU III.4 – Fraction moyenne de la section efficace totale proton (haut) et alpha (bas) mesurée avec STELLA, calculée à l'aide des données de Becker *et al.* [18].

III-4.4 Incertitudes systématiques

Cette section a pour but de résumer l'ensemble des incertitudes systématiques prises en compte dans la normalisation de la section efficace de fusion $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ mesurée avec STELLA.

Dans la Sect. III-3.4, nous avons calculé une incertitude systématique de 10% concernant l'efficacité γ obtenue à l'aide des données expérimentales. Dans la Sect. III-4.1, une incertitude relative de 12% pour l'intensité du faisceau et l'épaisseur des cibles a été obtenue. Concernant l'estimation de la fraction des sections efficaces proton et alpha mesurée avec STELLA, une incertitude de 4.5% sur la valeur moyenne des données de Becker *et al.* [18] est à prendre en compte. La dernière incertitude calculée concerne l'angle solide couvert par les détecteurs au silicium. L'incertitude provient de la distance cible/détecteur et du centrage des détecteurs par rapport à la position du faisceau sur la cible. Ces deux quantités sont connues avec une précision de ± 0.5 mm, conduisant à une incertitude relative de 3% dans la détermination de l'angle solide des DSSDs.

L'incertitude systématique relative totale sur la section efficace est alors calculée comme :

$$\frac{\Delta\sigma^{\text{syst.}}}{\sigma} = \sqrt{10^2 + 12^2 + 4.5^2 + 3^2} = 16.5\%. \quad (\text{III.14})$$

Cette incertitude doit être sommée en quadrature avec toutes les incertitudes statistiques des résultats de sections efficaces proton et alpha présentées dans la prochaine partie de ce manuscrit.

Partie IV

Résultats et discussions

Sommaire

IV-1	Résultats entre $E_{\text{cm}} = 5.34$ MeV et $E_{\text{cm}} = 2.94$ MeV	142
IV-1.1	Contrôle des contaminants de la cible	142
IV-1.2	Contrôle de l'activité intrinsèque des $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$	142
IV-1.3	Sections efficaces	144
IV-2	Résultats vers la fenêtre de Gamow	148
IV-2.1	Bruit de fond et intervalle de confiance	148
IV-2.2	Sections efficaces	154
IV-3	Discussions	156
IV-3.1	Facteur astrophysique	157
IV-3.2	Rapports d'embranchement	160

Dans cette section, les résultats des mesures de sections efficaces $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ obtenues avec STELLA sont présentés. Dans un premier temps, les résultats entre $E_{\text{cm}} = 5.34$ MeV et $E_{\text{cm}} = 2.94$ MeV sont discutés. Pour les mesures à plus basse énergie, une méthode d'analyse adaptée au faible taux de comptage a été utilisée pour extraire le signal de fusion. Cet outil statistique sera détaillé dans la Sect. IV-2, et les résultats finaux seront ensuite discutés dans la Sect. IV-3.

IV-1 Résultats entre $E_{\text{cm}} = 5.34$ MeV et $E_{\text{cm}} = 2.94$ MeV

Les spectres expérimentaux ainsi que la sélection des événements de fusion autour de $E_{\text{cm}} = 5$ MeV, *i.e.* proche de la barrière de Coulomb, ont été présentés dans la partie III. À ces énergies d'interaction, la section efficace totale de fusion est de l'ordre de quelques mb, et les contaminants et diverses sources de bruit de fond ne jouent pas un rôle prépondérant. Comme nous l'avons vu, ces données nous ont permis d'extraire des quantités telles que l'efficacité de détection γ par exemple, et assurent une maîtrise globale de notre dispositif expérimental. De surcroît, il est possible d'extraire les sections efficaces partielles de p_0 jusqu'à p_7 et de α_0 jusqu'à α_3 dans cette région, représentant une part importante de la section efficace totale de fusion (voir tableau III.4).

IV-1.1 Contrôle des contaminants de la cible

C'est lorsque $E_{\text{cm}} \leq 4$ MeV que les contaminants, notamment ceux provenant de la cible, contribuent de façon significative aux spectres expérimentaux sans coïncidence, comme nous pouvons le voir sur les matrices de la Fig. IV.1. Ces matrices présentent l'énergie des particules en fonction de l'angle de détection pour le détecteur S3F à $E_{\text{cm}} = 3.77$ MeV. Les calculs de cinématique (traits pleins) permettent l'identification, dans le spectre sans coïncidence (haut), des particules de fusion α_0 , α_1 , p_0 , p_1 , ainsi que les protons provenant de la réaction de fusion $d(^{12}\text{C},p)^{13}\text{C}$.

Notons que l'énergie des protons émis au cours de cette réaction est proche de la région d'intérêt de p_1 , mais que cette source de bruit de fond est drastiquement réduite lorsqu'une coïncidence avec au moins un γ détecté par les $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ est requise, comme nous pouvons le voir sur la matrice du bas de la Fig. IV.1.

La sélection des événements de fusion est de plus optimisée en sélectionnant les énergies γ correspondant aux particules p_1 et α_1 , $E_\gamma = 440$ keV et $E_\gamma = 1634$ keV, respectivement. Ceci est montré sur la matrice $(E_{\text{part.}}, E_\gamma)$ présentée sur la Fig. IV.2, où les fenêtres en énergie pour les particules et les gamma dans lesquelles le signal est compté sont indiquées. À $E_{\text{cm}} = 3.77$ MeV, la section efficace de fusion est de l'ordre de $50 \mu\text{b}$.

IV-1.2 Contrôle de l'activité intrinsèque des $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$

Comme nous l'avons évoqué précédemment, les détecteurs $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ utilisés avec STELLA ont une activité intrinsèque qui produit un bruit de fond caractéristique entre $E_\gamma \approx 800$ keV et $E_\gamma \approx 3000$ keV. Cependant, par une sélection sur l'énergie des particules issues de la fusion, cette activité est drastiquement réduite dans les spectres en coïncidence.

Ceci est visible sur les graphiques de la Fig. IV.3. La matrice $(E_{\text{part.}}, \theta_{\text{lab}})$ pour S3F en coïncidence avec $E_\gamma = 1634$ keV se situe en haut de la figure, avec les calculs de cinématique de la particule α_1 . La projection correspondante sur l'énergie des γ est présentée au bas

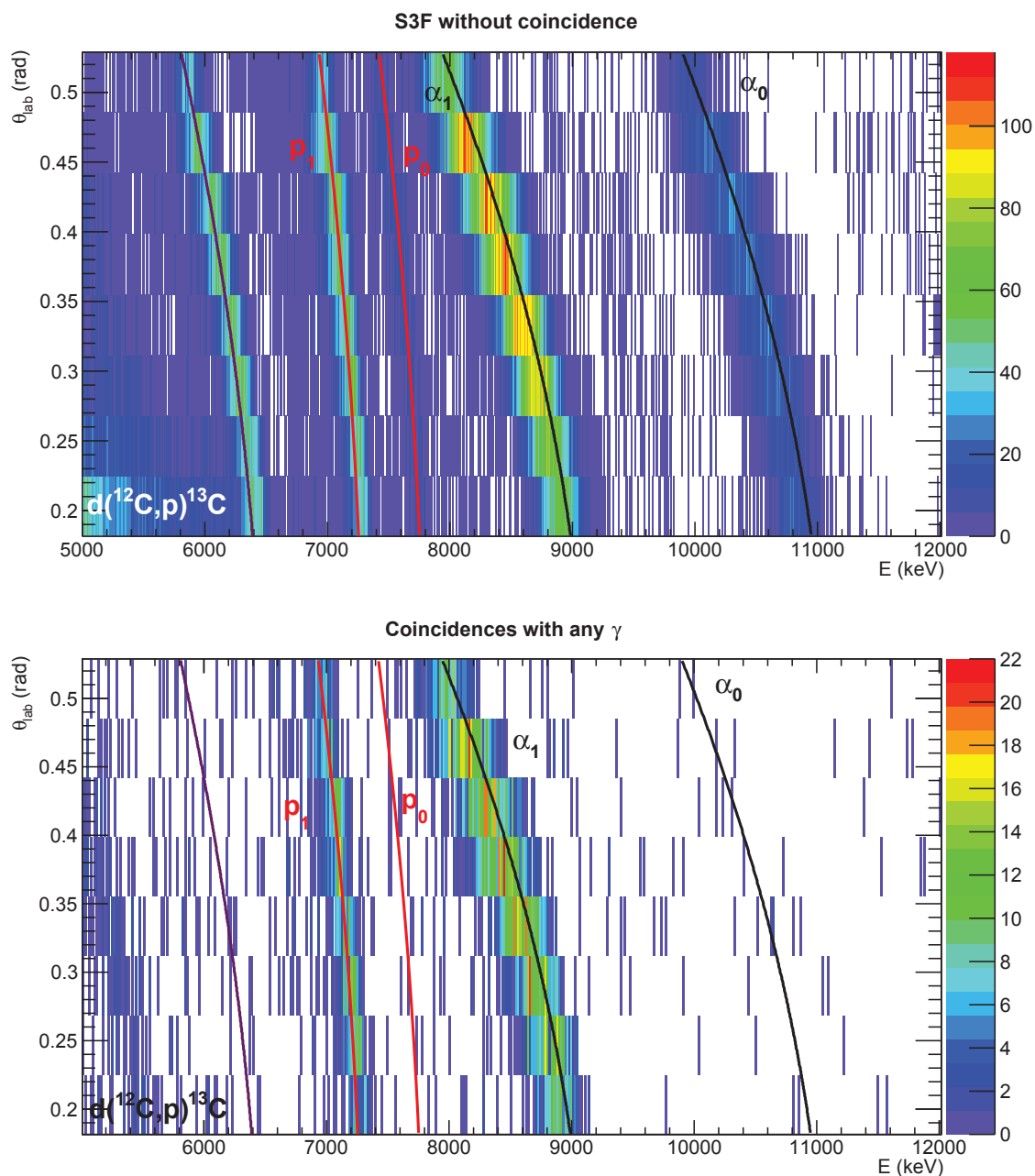


FIGURE IV.1 – Matrices (E, θ_{lab}) pour le détecteur S3F à $E_{\text{cm}} = 3.77$ MeV sans coïncidence (haut) et en coïncidence avec au moins un γ (bas). Sans condition sur l'énergie des γ , la contamination provenant de la réaction $d(^{12}\text{C},p)^{13}\text{C}$ est déjà drastiquement réduite. Les traits pleins montrent les résultats des calculs de cinématique.

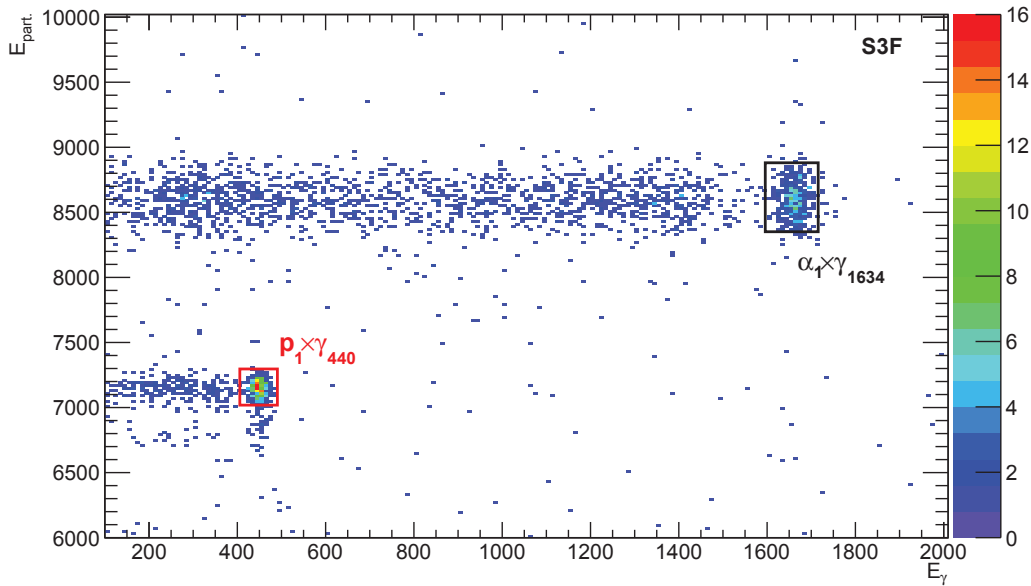


FIGURE IV.2 – Matrice ($E_{\text{part.}}$, E_{γ}) pour le détecteur S3F à $E_{\text{cm}} = 3.77$ MeV, où la fenêtre en énergie pour déterminer le signal de p_1 et α_1 est indiquée en rouge et en noir, respectivement.

de la figure, sans conditions sur l'énergie des particules (en bleu) et avec une sélection sur l'énergie de la particule α_1 (en noir).

L'activité intrinsèque des $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ domine largement le spectre γ en bleu, mais une très forte réduction est observée lorsqu'une sélection en énergie sur α_1 est requise. Ceci nous permet d'identifier distinctement le photopic autour de $E_{\gamma} = 1634$ keV. Le signal est modélisé par une gaussienne (courbe bleue foncée) tandis que le bruit de fond est décrit par une exponentielle (pointillé rouge).

Pour cette énergie, $E_{\text{cm}} = 2.94$ MeV, la section efficace totale est d'environ 100 nb. Seule les particules p_1 et α_1 ont pu être identifiées à cette énergie. Cette mesure a nécessité plus de 60 heures de prise de données avec un faisceau d'intensité $I \sim 400$ pA. Comme nous le verrons par la suite, la diminution rapide de la section efficace de fusion en dessous de $E_{\text{cm}} = 3$ MeV nécessitera un ajustement de la procédure d'analyse, que nous détaillerons dans la Sect. IV-2.

IV-1.3 Sections efficaces

Une fois les événements de fusion sélectionnés, la section efficace différentielle de production de chacune des voies particules identifiées est calculée à l'aide de l'équation III.3 pour α_0 et p_0 , et de l'équation III.7 pour les particules mesurées en coïncidences, où les corrections à l'efficacité γ et au rapport d'embranchement de la désexcitation dans les noyaux ^{20}Ne et ^{23}Na sont naturellement prises en compte. Ces sections efficaces différentielles représentent une moyenne sur l'angle solide couvert par les détecteurs S3F et S3B, et sont ensuite intégrées sur tout l'angle solide en multipliant le résultat par 4π . Les sections efficaces partielles des particules p_i et α_i sont ensuite sommées. L'incertitude statistique est alors donnée par :

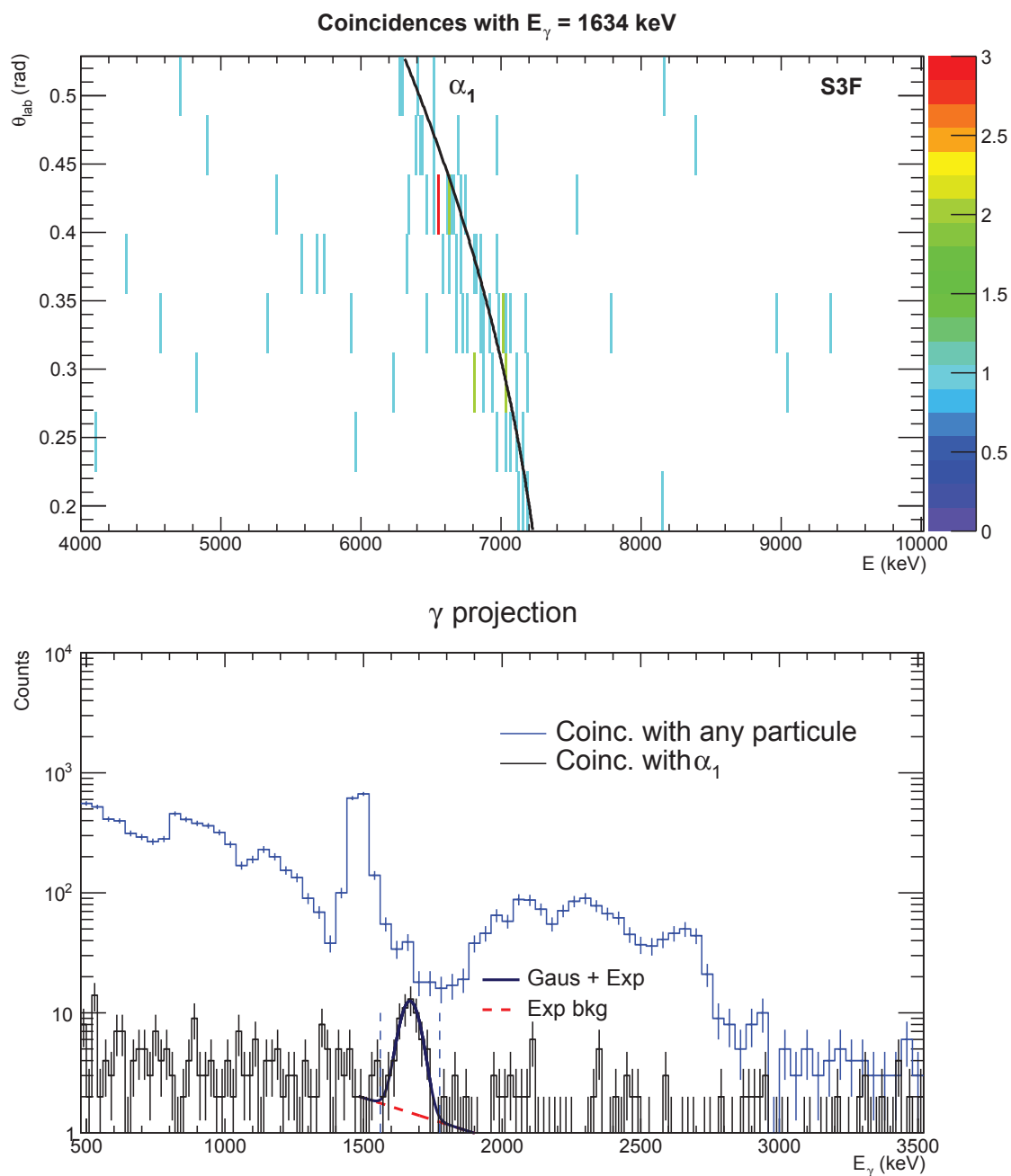


FIGURE IV.3 – Haut : matrice (E, θ_{lab}) pour le détecteur S3F à $E_{\text{cm}} = 2.94$ MeV en coïncidence avec $E_\gamma = 1634$ keV. Le trait plein noir indique les calculs de cinématique pour la particule α_1 . Bas : projection γ en coïncidence avec au moins une particule dans S3F (bleu) et avec la particule α_1 (noir). La contamination provenant de l'activité intrinsèque des $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ est drastiquement réduite par la sélection.

$$\Delta\sigma^{\text{stat}} = \sqrt{\sum_i \Delta S_i^2}, \quad (\text{IV.1})$$

où ΔS_i est l'incertitude statistique associée à chaque particule mesurée, et calculée selon l'équation III.2. L'incertitude statistique relative ainsi établie varie de 2% à 20% pour la voie proton, et de 2% à 13% pour la voie alpha, entre $E_{\text{cm}} = 5.34$ MeV et $E_{\text{cm}} = 2.94$ MeV.

Les sections efficaces sont ensuite transformées du référentiel du laboratoire à celui du centre de masse à l'aide de l'équation III.6.

Enfin, les résultats sont corrigés par le pourcentage à la section efficace totale de production proton et alpha dérivé à l'aide des données de Becker *et al.* [18] (voir tableau III.4) afin de produire les graphiques de la Fig. IV.4. Ces graphiques présentent les sections efficaces alpha (en haut) et proton (en bas) obtenues avec STELLA (points rouges), comparées aux données de Aguilera *et al.* [19], Becker *et al.* [18] et Spillane *et al.* [13]. Seules nos incertitudes statistiques sont montrées, et ces dernières sont comprises dans la taille des points. Pour chaque mesure, l'incertitude systématique, dérivée dans la Sect. III-4.4, est de 16.5%.

Dans un premier temps, nous avons également choisi de supposer une énergie d'interaction correspondant à l'énergie du faisceau au centre de la cible. Les barres horizontales sur les graphiques de la section efficace représentent l'épaisseur de la cible, et non une erreur. Cette épaisseur varie de ± 45 keV à ± 98 keV dans le centre de masse entre $E_{\text{cm}} = 5.34$ MeV et $E_{\text{cm}} = 2.94$ MeV. Concernant les autres données utilisant des cibles minces (Aguilera [19] et Becker [18]), la position en énergie de la mesure est corrigée de la chute exponentielle de la section efficace de fusion du fait de la perte d'énergie du faisceau dans la cible. Cette correction sera entreprise dans notre étude pour une future publication, et, dans ce manuscrit, tous les résultats présentés sont ainsi préliminaires. Les données de Spillane *et al.* [13] ont été obtenues à l'aide d'une cible épaisse, et la détermination de l'énergie d'interaction repose sur une toute autre procédure.

Autour de $E_{\text{cm}} = 5$ MeV, un très bon accord dans la valeur absolue et la variation de la section efficace entre nos résultats et les études précédentes est obtenu, aussi bien pour la voie proton que alpha. Ce résultat permet de valider la procédure d'analyse dans sa globalité, de l'identification du signal à la normalisation des résultats. L'approximation consistant à moyennner les distributions angulaires des particules, comme nous l'avons décrit dans la Sect. III-2.2.3, est également justifiée par les sections efficaces ainsi extraites.

À $E_{\text{cm}} = 3.77$ MeV, une augmentation significative de la section efficace est à noter dans nos données. Il se trouve que l'énergie du faisceau correspondante, $E_{\text{lab}} = 7.6$ MeV, a marqué le changement de production du faisceau d'un état de charge 3^+ à 2^+ . Ainsi, cette mesure a été effectuée à *deux reprises*, avec un état de charge différent. L'analyse de ces deux lots de données a conduit aux mêmes résultats, ce qui confirme l'augmentation de la section efficace de fusion à cette énergie, en comparaison aux précédentes études. De plus, cette augmentation se retrouve dans les deux voies de sortie alpha et proton, bien qu'elle soit plus marquée dans cette dernière. Une récente mesure directe de la voie proton semble également indiquer une forte résonance à $E_{\text{cm}} = 3.78$ MeV [112]. Il serait très intéressant de pouvoir scanner finement la section efficace autour de cette énergie, afin de pouvoir caractériser de façon précise cette éventuelle résonance.

Le deux dernières mesures sont quand à elles en accord avec les données précédentes.

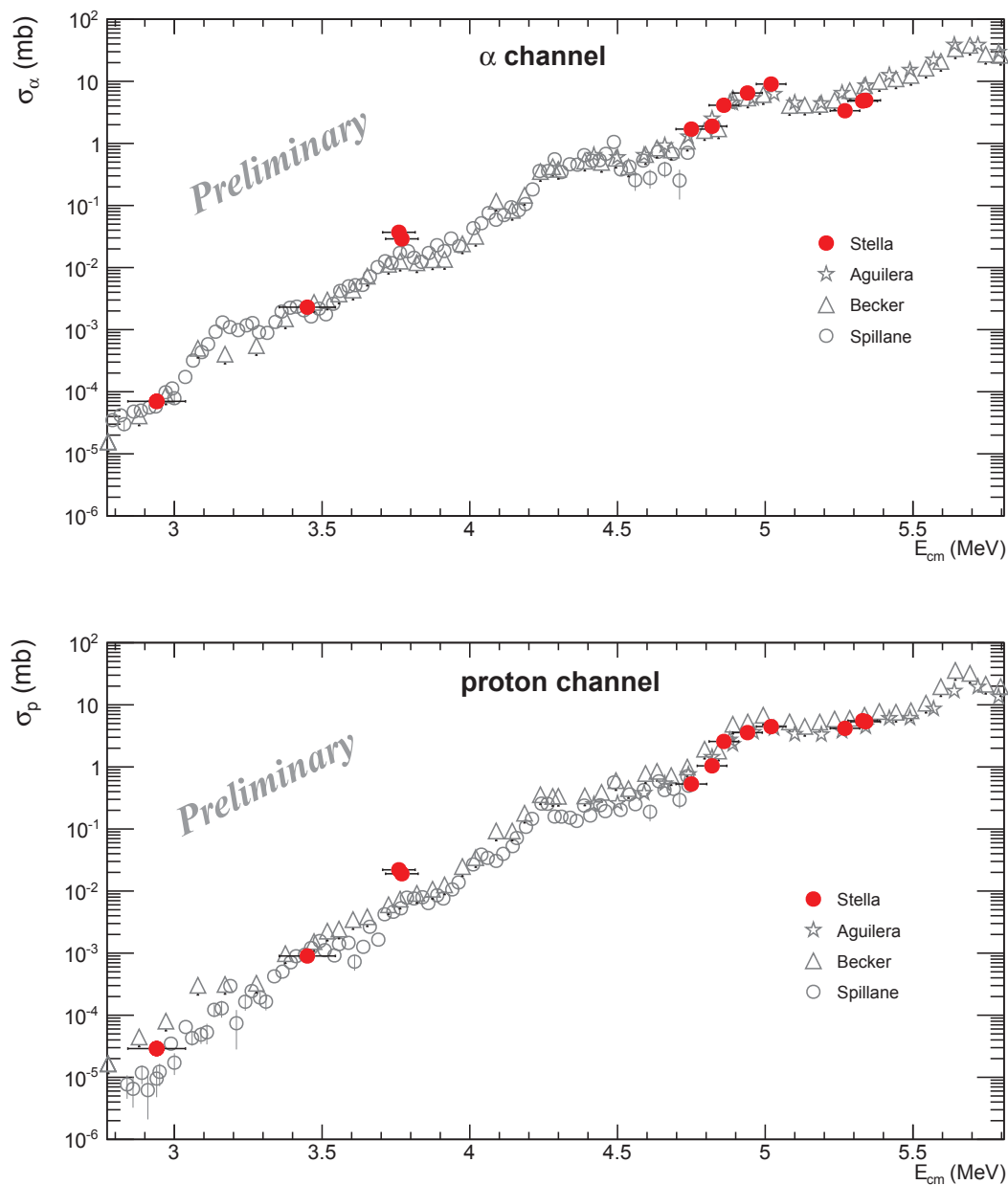


FIGURE IV.4 – Sections efficaces alpha (haut) et proton (bas) entre $E_{\text{cm}} = 5.34$ MeV et $E_{\text{cm}} = 2.94$ MeV obtenues avec STELLA (points rouges) et comparées avec les données de Aguilera *et al.* [19], Becker *et al.* [18] et Spillane *et al.* [13]. Seules les incertitudes statistiques, comprises dans la taille des points, sont montrées pour nos résultats. Les barres horizontales représentent l'épaisseur de la cible, et non une erreur, la mesure étant placée à la position correspondante à l'énergie du faisceau au centre de cette dernière.

Comme on peut le voir, les sections efficaces proton et alpha sont de l'ordre de quelques dizaines de nanobarn, et l'obtention de résultats fiables pour $E_{\text{cm}} < 3$ MeV représente un défi expérimental. La méthode d'extraction du signal et des calculs de sections efficaces dans cette zone en énergie avec STELLA est développée dans la section suivante.

IV-2 Résultats vers la fenêtre de Gamow

Comme nous l'avons vu, la méthode des coïncidences permet d'extraire un signal de fusion de façon fiable même lorsque la section efficace est de l'ordre de quelques dizaines de nanobarn. Cependant, quand cette dernière diminue encore, il est possible que des événements non corrélés se retrouvent dans la fenêtre de coïncidence utilisée pour comptabiliser le signal. Lorsque ce taux de coïncidences fortuites attendu dans la région d'intérêt devient du même ordre de grandeur que le signal, il convient d'adopter une stratégie d'analyse différente de celle exploitée précédemment. Les sections suivantes décrivent cette procédure utilisée pour les trois dernières mesures effectuées avec STELLA à $E_{\text{cm}} = 2.73$ MeV, $E_{\text{cm}} = 2.51$ MeV et $E_{\text{cm}} = 2.12$ MeV.

IV-2.1 Bruit de fond et intervalle de confiance

Un atout majeur de notre expérience et de la méthode de coïncidence utilisée est la possibilité d'estimer de façon précise le nombre d'évènements de bruit de fond attendu dans la fenêtre de coïncidence. Comme nous l'avons mentionné dans la Sect. II-3.2.4, ce bruit de fond provient de coïncidences fortuites entre des γ non issus de la fusion se trouvant autour de $E_{\gamma} = 440$ keV et $E_{\gamma} = 1634$ keV avec les évènements particules autour de l'énergie cinétique de p_1 et α_1 , respectivement.

Dans notre étude, le bruit de fond γ est largement dominé par la contribution de l'activité intrinsèque des détecteurs $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$. Un taux de γ Compton important se retrouve ainsi à basse énergie et notamment autour de $E_{\gamma} = 440$ keV. L'avantage est que cette activité est constante, définissant un taux de bruit de fond stable au cours de l'expérience ne variant pas de façon significative avec l'intensité ou l'énergie du faisceau. Il est important de mentionner également qu'aux très basses énergies investiguées, aucune excitation de la cible par le faisceau n'est attendue.

Dans un premier temps, pour déterminer le taux de bruit de fond gamma, des spectres expérimentaux représentant moins de 1% des données totales sont utilisés. Ainsi, les possibles contaminations provoquées par l'interaction du faisceau avec la cage de Faraday en bout de ligne par exemple sont prises en compte. Aux vues des très faibles sections efficaces aux énergies considérées, le taux de signal présent dans cette fraction de données est considéré comme négligeable. Des taux de comptage stables $\text{BF}_{440} = 160$ Hz et $\text{BF}_{1634} = 6$ Hz dans un intervalle de $\pm 3\sigma$ autour de $E_{\gamma} = 440$ keV et $E_{\gamma} = 1634$ keV, respectivement, ont été calculés de cette façon. Le taux de bruit de fond autour de $E_{\gamma} = 1634$ keV est relativement faible car cette énergie se situe entre les productions de l'activité due au ^{138}La et au ^{224}Ac , ce dernier émettant des α se retrouvant dans les spectres à des énergies γ correspondant à $E \approx 2000$ keV, mais ne produisant pas de fond Compton.

Concernant les détecteurs de particules, les taux de comptage autour de l'énergie de α_1 et de p_1 sont à estimer en cours d'expérience, car ces derniers dépendent de l'intensité et de l'énergie du faisceau. La matrice du haut de la Fig. IV.5 montre le taux de comptage dans S3B à $E_{\text{lab}} = 5.6$ MeV, sans coïncidence. La ligne noire montre les calculs de cinématique

de α_1 avec un intervalle de $\pm 3\sigma$, zone considérée pour l'analyse. Dans cette région, le taux de comptage global est de $R_{\alpha_1} = 50$ Hz.

L'origine exacte de ce bruit de fond n'est pas totalement déterminée. Une hypothèse peut être les nombreux électrons émis depuis la cible qui se retrouvent dans S3B après une possible détérioration de la très fine feuille d'aluminium ($0.8 \mu\text{m}$) le protégeant au cours des nombreuses semaines d'expérience.

La fenêtre temporelle pour la construction des coïncidences à ces énergies de faisceau est de $\Delta t_{\text{coïnc}} = 200$ ns. Le nombre d'évènements de bruit de fond attendu pour un temps d'expérience Δt , en seconde, est donné par :

$$B = BF_{1634} \times R_{\alpha_1} \times \Delta t_{\text{coïnc}} \times 10^{-9} \times \Delta t. \quad (\text{IV.2})$$

Pour cet exemple, c'est ainsi $B = 12$ évènements de bruit de fond qui sont estimés dans la fenêtre de coïncidence définissant la zone où comptabiliser le signal de α_1 . Ceci est à comparer avec le nombre d'évènements coïncidents effectivement observés dans cet intervalle, $N = 15$, comme on peut le voir sur la matrice en coïncidence avec $E_\gamma = 1634$ keV, sur le bas de la Fig. IV.5. Le signal est alors donné par $S = (N-B) = 3$ coups.

Une problématique survient lors du calcul de l'incertitude relative à cette mesure. Pour une analyse standard, cette dernière serait donnée par :

$$\frac{\Delta S}{S} = \sqrt{\left(\frac{\Delta N}{N}\right)^2 + \left(\frac{\Delta B}{B}\right)^2}, \quad (\text{IV.3})$$

où ΔN est égale à \sqrt{N} pour une statistique de Poisson, et ΔB est l'incertitude liée à l'estimation du bruit de fond. Cette dernière contient une part statistique, du fait de l'évaluation des taux de comptage comme présentée plus haut, de l'ordre de 1% dans notre cas, et donc négligeable en comparaison de l'incertitude sur N . L'évaluation de la quantité B contient également une incertitude systématique, concernant la constance de ce bruit de fond en cours d'expérience notamment. Dans un premier temps, aux vues des taux de comptage constant observés dans les données γ , cette dernière est négligée.

Dans ces conditions, le résultat de la mesure est :

$$S = (N - B) \pm \sqrt{N} = 3 \pm \sqrt{15} = 3 \pm 4 \quad . \quad (\text{IV.4})$$

Quand un résultat de mesure d'une quantité physique X est donné sous la forme $X \pm \Delta X$, une probabilité gaussienne centrée en X et d'écart-type $\sigma = \Delta X$ est définie. Cela signifie qu'une autre expérience reproduisant la mesure à une probabilité de 68.27% d'obtenir un résultat appartenant à cet intervalle $\pm 1\sigma$. Cependant, pour les faibles taux de comptage, et comme on peut le voir dans l'équation IV.4, la limite basse de l'incertitude sur le signal couvre des zones négatives, ce qui n'est pas physiquement autorisé. De ce fait, l'intervalle couvert par cette incertitude ne représente pas une probabilité de 68.27% d'obtenir ce résultat par une autre expérience. Dans ces conditions, il est nécessaire de redéfinir un intervalle de confiance autour du signal mesuré, avec une contrainte pour se borner aux régions physiquement permises, *i.e.* $S \geq 0$.

Cette redéfinition de l'intervalle de confiance autour du signal mesuré a été effectué par Feldman *et al.* [113], pour un processus poissonien en présence de bruit de fond. La construction des intervalles de confiance se base sur le maximum de vraisemblance d'obtenir N évènements quand B bruit de fond est attendu pour une valeur moyenne du signal μ . L'intervalle se limite d'une part à la région physiquement autorisée (voir la construction graphique sur la Fig. 6 de la Réf [113]), et, d'autre part, couvre une certaine

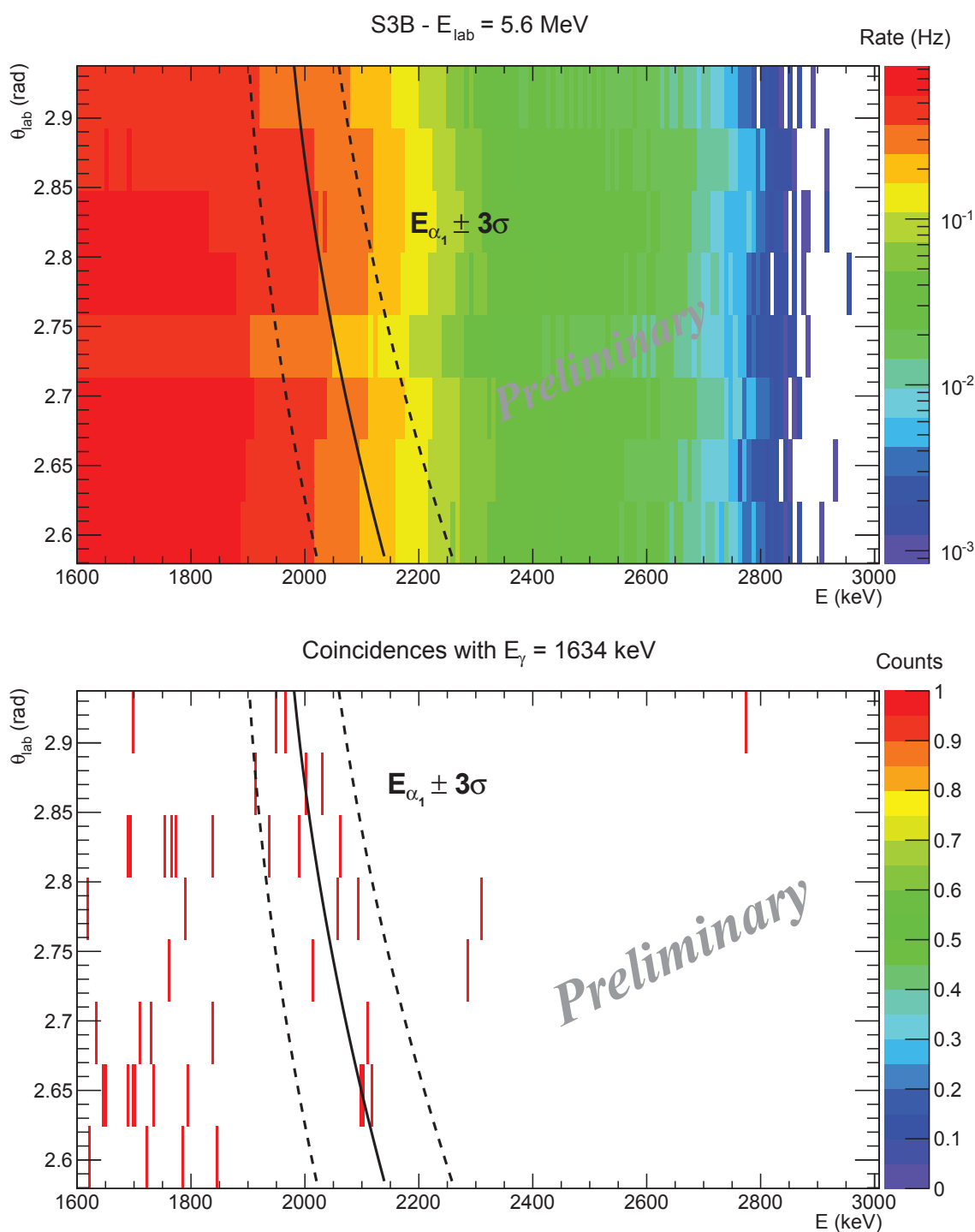


FIGURE IV.5 – Matrices (E, θ_{lab}) pour le détecteur S3B à $E_{\text{lab}} = 5.6 \text{ MeV}$ (soit une énergie centre de masse $E_{\text{cm}} = 2.73 \text{ MeV}$) sans coïncidence, pour l'évaluation du taux de comptage autour de $E_{\alpha_1} \pm 3\sigma$ (haut), et en coïncidence avec $E_{\gamma} = 1634 \text{ keV}$ (bas).

probabilité d'obtenir le résultat à l'intérieur de celui-ci par une autre expérience. Pour notre étude, nous avons choisi d'utiliser l'intervalle couvrant 68.27% de probabilité pour l'équivalent d'un résultat donné à $\pm 1\sigma$, comme c'est le cas pour l'ensemble des mesures obtenues à plus haute énergie.

Dans l'exemple que nous avons développé plus haut, $N = 15$ évènements sont observés quand $B = 12$ coups de bruit de fond sont attendus. En suivant le tableau III de la Réf. [113], on obtient un intervalle de confiance à 68.27% de [0.53 ; 7.32]. Le résultat de notre mesure prend la forme :

$$S = 3_{-(3-0.53)}^{+(7.32-3)} = 3_{-2.47}^{+4.32} . \quad (\text{IV.5})$$

Il est à noter que l'intervalle autour du signal mesuré est asymétrique, du fait de la restriction aux valeurs positives seulement. Cependant, la redéfinition des incertitudes sur la mesure du signal nous permet d'exposer nos résultats avec une validité statistique équivalente aux mesures à plus haute énergie.

Il est d'ailleurs important de mentionner que les résultats obtenus à l'aide de cette méthode convergent vers la procédure employée lorsque les taux de comptage sont plus élevés. La Fig. IV.6 présente les matrices de S3B sans coïncidences (haut) et en coïncidences avec $E_\gamma = 440$ keV (bas) pour l'estimation du bruit de fond B et du nombre d'évènements observés N , pour la particule p_1 à $E_{\text{lab}} = 5.2$ MeV (soit une énergie $E_{\text{cm}} = 2.51$ MeV). Dans l'intervalle $E_{p_1} \pm 3\sigma$, un taux de comptage $R_{p_1} = 0.027$ Hz est évalué. Pour rappel le taux de bruit de fond γ autour de $E_\gamma = 440$ keV est $BF_{440} = 160$ Hz. Ainsi, on attend $B = 0.5$ évènement dans la fenêtre de coïncidence pour une durée d'expérience $\Delta t = 7.6$ jours. Comme on peut le voir sur la matrice du bas de la Fig. IV.6, $N = 8$ évènements sont mesurés. Si une analyse standard est utilisée, on obtient une incertitude statistique sur le signal de $\pm \sqrt{8} = \pm 2.83$, d'où un intervalle [4.67 ; 10.33] pour le signal $S = 7.5$. En suivant le tableau II de la Réf. [113], l'intervalle à 68.27% est de [4.8 ; 10.82], très proche de la valeur d'une analyse standard.

À l'aide de cette méthode d'analyse, il est également possible de construire des limites supérieures quand zéro ou un évènement dans la fenêtre de coïncidence est observé, comme c'est le cas par exemple pour la particule p_1 dans le détecteur S3F à $E_{\text{cm}} = 2.12$ MeV. Les matrices (E, θ_{lab}) sans coïncidence et en coïncidence avec $E_\gamma = 440$ keV sont présentées sur la Fig. IV.7. À cette énergie, la contamination autour de $E_{p_1} \pm 3\sigma$ est causée par le proton provenant de la réaction $d(^{12}\text{C},p)^{13}\text{C}$, qui se retrouve avec la même position en énergie (ligne bleue sur les matrices) que p_1 (ligne noire). Ce contaminant conduit à un taux de comptage $R_{p_1} = 0.05$ Hz dans la zone d'intérêt.

Ainsi, un nombre $B = 1$ évènement de bruit de fond est attendu dans la fenêtre en coïncidence. Comme on peut le voir sur la matrice du bas de la Fig. IV.7, $N = 1$ coup est identifié dans la région d'intérêt. En suivant le tableau II de la Réf. [113], l'intervalle [0 ; 1.75] est défini pour le signal. Cette limite supérieure ainsi obtenue présente également la probabilité de 68.27% d'obtenir le résultat dans cet intervalle pour une expérience reproduisant la mesure.

À noter que pour cette dernière énergie investiguée avec STELLA, aucun évènement pour p_1 dans S3B n'a été observé, tandis que 6 l'ont été pour α_1 , comme l'indiquent les matrices de la Fig. IV.8. La prise de données a duré 8 jours pleins avec une intensité de faisceau moyenne $\sim 2 \mu\text{A}$.

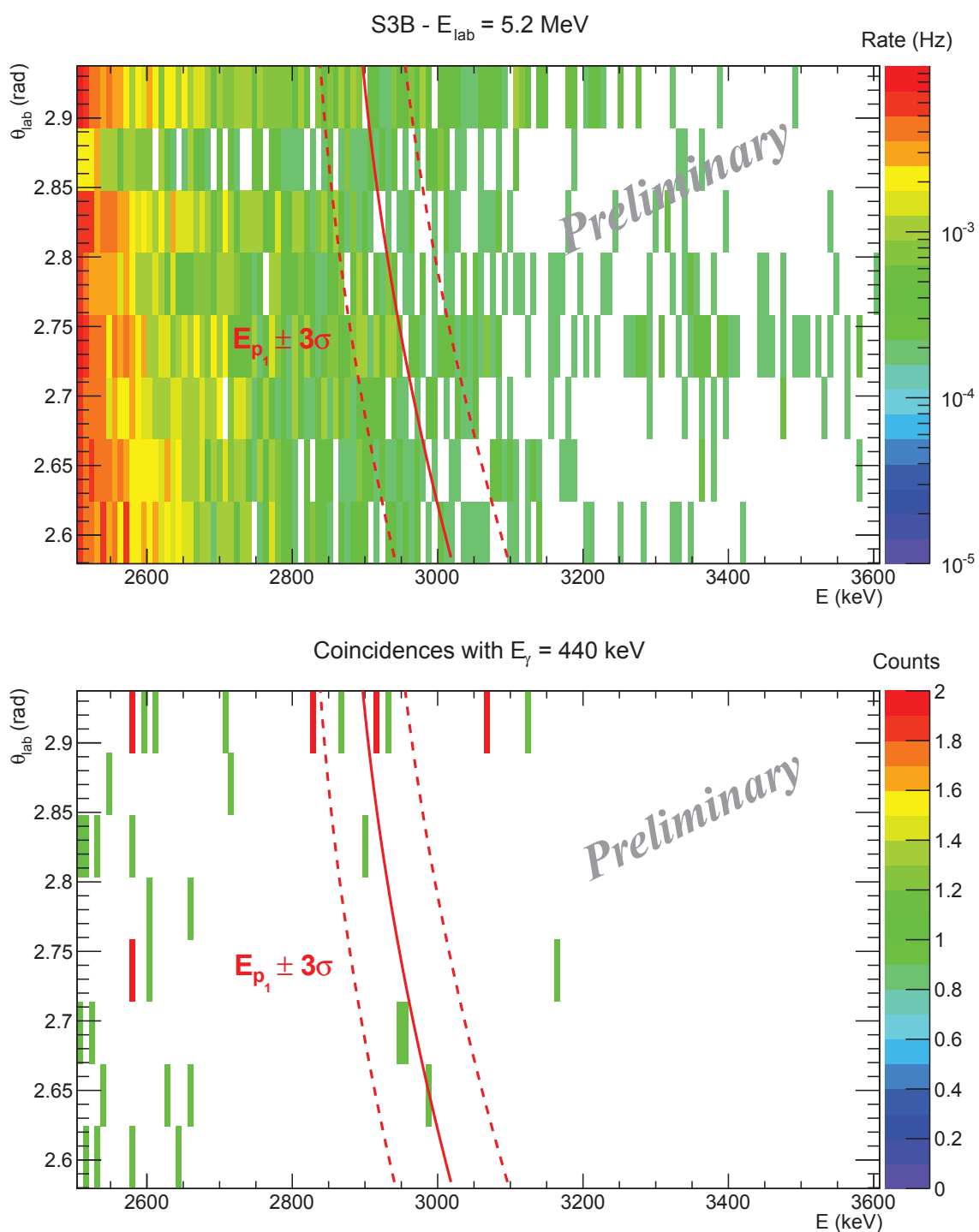


FIGURE IV.6 – Matrices (E, θ_{lab}) pour le détecteur S3B à $E_{\text{lab}} = 5.2 \text{ MeV}$ (soit une énergie centre de masse $E_{\text{cm}} = 2.51 \text{ MeV}$) sans coïncidence, pour l'évaluation du taux de comptage autour de $E_{p_1} \pm 3\sigma$ (haut), et en coïncidence avec $E_\gamma = 440 \text{ keV}$ (bas).

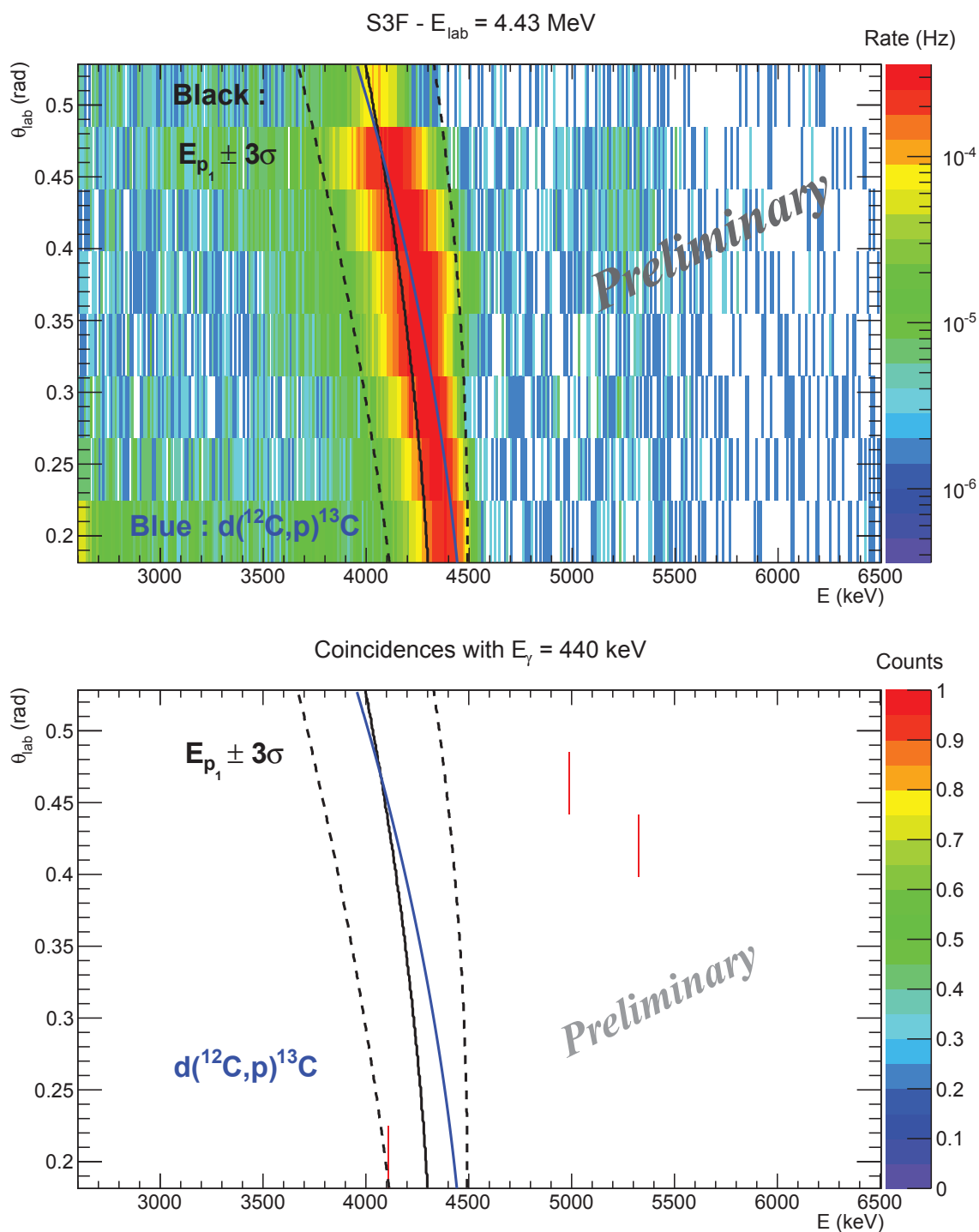


FIGURE IV.7 – Matrices (E, θ_{lab}) pour le détecteur S3F à $E_{\text{lab}} = 4.43 \text{ MeV}$ (soit une énergie centre de masse $E_{\text{cm}} = 2.12 \text{ MeV}$) sans coincidence, pour l'évaluation du taux de comptage autour de $E_{p_1} \pm 3\sigma$ (haut), et en coincidence avec $E_\gamma = 440 \text{ keV}$ (bas).

IV-2.2 Sections efficaces

Pour résumer, les tableaux IV.1, IV.2 et IV.3 présentent les résultats de l'analyse que nous venons de décrire pour $E_{\text{cm}} = 2.73$ MeV, $E_{\text{cm}} = 2.51$ MeV et $E_{\text{cm}} = 2.12$ MeV, respectivement. À noter que l'évaluation du signal de α_1 dans le détecteur S3F n'est pas possible car son énergie cinétique ne lui permet pas de franchir la feuille d'aluminium protégeant le DSSD.

	S3B	S3F
p_1	B = 0.5 N = 3 [0.8 ; 4.8]	B = 0.5 N = 3 [0.8 ; 4.8]
α_1	B = 12 N = 15 [0.53 ; 7.32]	- - -

TABLEAU IV.1 – Bruit de fond attendu (B), nombre d'événements observés (N) et intervalle de confiance à 68.27% pour le signal à $E_{\text{cm}} = 2.73$ MeV.

	S3B	S3F
p_1	B = 0.5 N = 8 [4.8 ; 10.82]	B = 4 N = 8 [1.45 ; 7.32]
α_1	B = 13 N = 15 [0 ; 6.32]	- - -

TABLEAU IV.2 – Bruit de fond attendu (B), nombre d'événements observés (N) et intervalle de confiance à 68.27% pour le signal à $E_{\text{cm}} = 2.51$ MeV.

	S3B	S3F
p_1	B = 0.5 N = 0 [0 ; 0.8]	B = 1 N = 1 [0 ; 1.75]
α_1	B = 4 N = 6 [0.36 ; 5.28]	- - -

TABLEAU IV.3 – Bruit de fond attendu (B), nombre d'événements observés (N) et intervalle de confiance à 68.27% pour le signal à $E_{\text{cm}} = 2.12$ MeV.

La section efficace est alors calculée comme précédemment à l'aide de l'équation III.7 à partir du signal défini comme $S = (N-B)$, et transformée du référentiel du laboratoire au centre de masse (voir équation III.6). Ensuite, le calcul est répété avec les valeurs limites supérieures et inférieures des intervalles de confiance établis à l'aide de la Réf. [113], définissant ainsi une incertitude statistique supérieure et inférieure pour la mesure. Pour la particule p_1 , évaluée à la fois dans S3B et S3F, une valeur moyenne est effectuée et l'incertitude propagée en quadrature séparément pour la valeur supérieure et inférieure, excepté pour $E_{\text{cm}} = 2.12$ MeV où seule une limite supérieure est établie. Les données sont

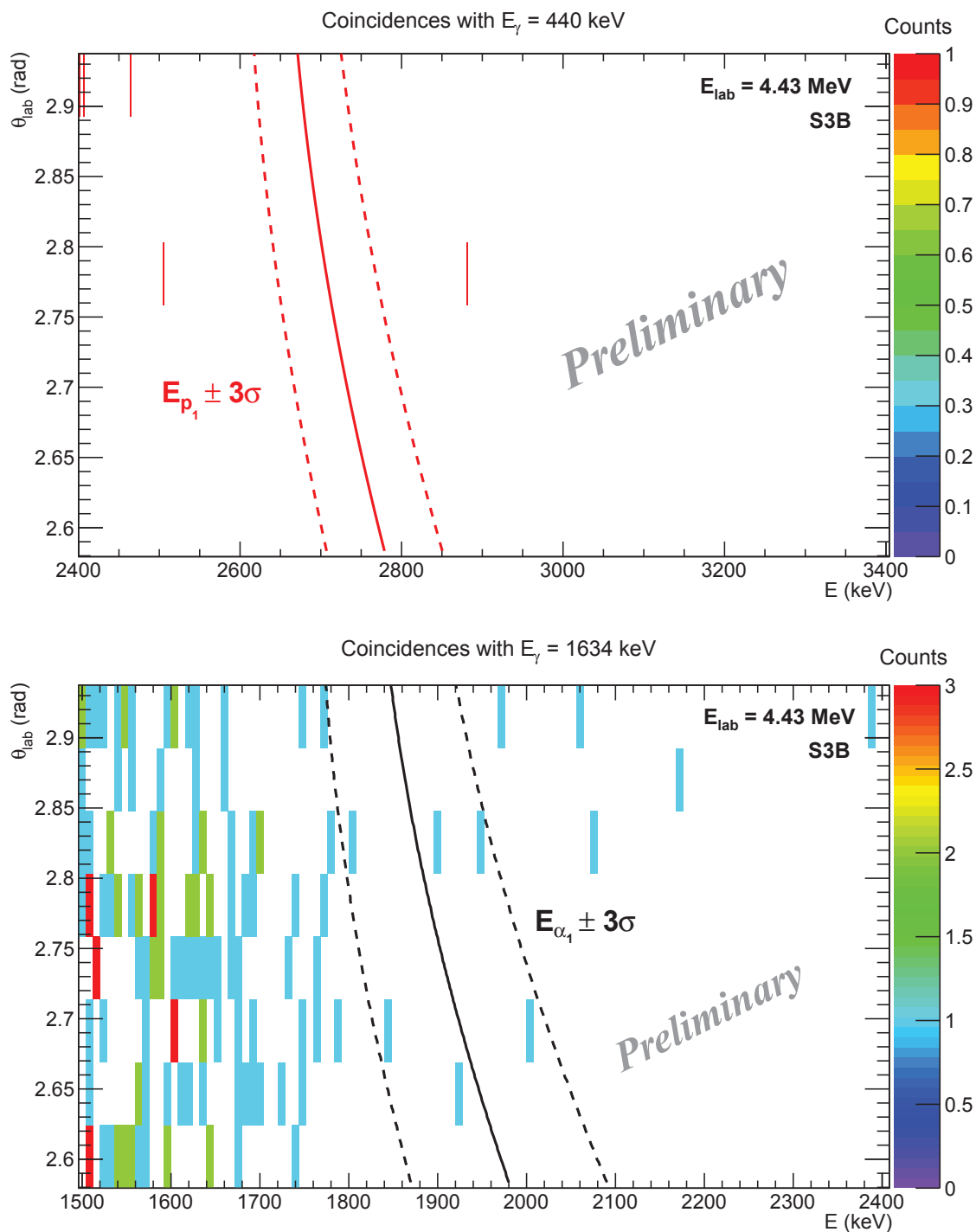


FIGURE IV.8 – Matrices (E, θ_{lab}) pour le détecteur S3B à $E_{\text{lab}} = 4.43 \text{ MeV}$ (soit une énergie centre de masse $E_{\text{cm}} = 2.12 \text{ MeV}$) pour p_1 (haut), et pour α_1 (bas).

également corrigées pour la fraction à la voie totale proton et alpha du fait que seules p_1 et α_1 sont mesurées (voir tableau III.4). Les résultats sont présentés sur les graphiques de la Fig. IV.9 pour la voie alpha (haut) et proton (bas).

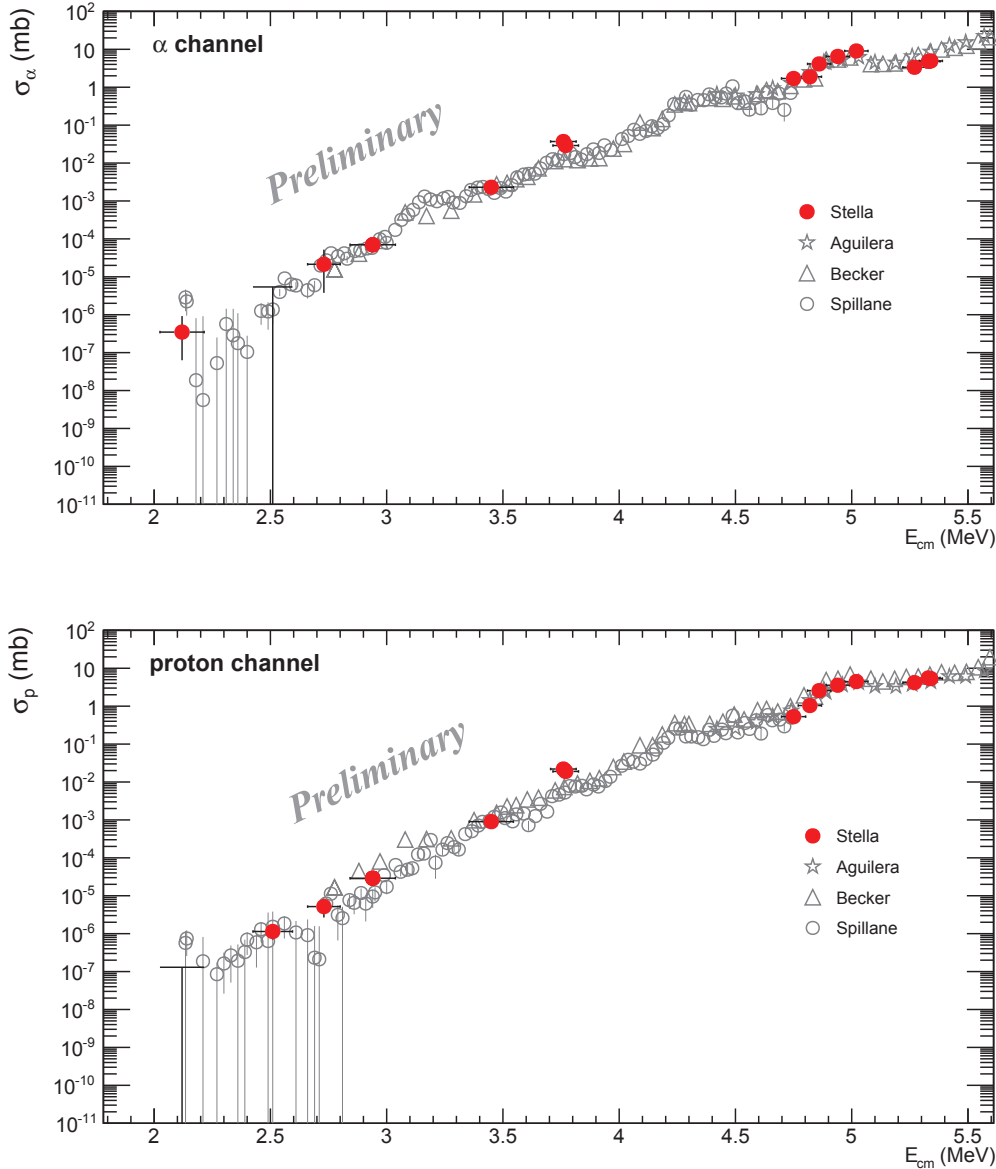


FIGURE IV.9 – Sections efficaces alpha (haut) et proton (bas) entre $E_{cm} = 5.34$ MeV et $E_{cm} = 2.12$ MeV obtenues avec STELLA (points rouges) et comparées avec les données de Aguilera *et al.* [19], Becker *et al.* [18] et Spillane *et al.* [13]. Seules les incertitudes statistiques sont montrées pour nos résultats, et les barres horizontales représentent l'épaisseur de la cible, et non une erreur, la mesure étant placée à la position correspondante à l'énergie du faisceau au centre de cette dernière.

IV-3 Discussions

Dans cette section, nous discutons des tendances observées dans la mesure de la fonction d'excitation $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ avec STELLA.

Dans un premier temps, nous présentons le facteur astrophysique associé à notre mesure.

Contrairement aux données présentées auparavant dans ce manuscrit (Figs. I.7 et II.15), les résultats seront donnés ici en terme de facteur astrophysique modifié, défini comme [72] :

$$S^* = \sigma \times E \times \exp(2\pi\eta + gE), \quad (\text{IV.6})$$

où $\eta = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{\hbar v}$ est le paramètre de Sommerfeld, et $g = 0.122\sqrt{\mu R^3/Z_1 Z_2}$ est le facteur de forme pour la réaction $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$, avec μ la masse réduite du système et R le rayon du puit de potentiel décrivant l'interaction. Dans le cas $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$, $g = 0.46$ [72], et cette correction usuelle permet d'obtenir une variation du facteur astrophysique presque constante sur une large plage en énergie, ce qui facilitera la lecture de nos résultats pour $E_{\text{cm}} \leq 3$ MeV. Il convient de rappeler que la transformation de la section efficace au facteur astrophysique peut entraîner des incertitudes dues à l'énergie d'interaction utilisée dans le calcul de l'équation IV.6. Par exemple, à $E_{\text{cm}} = 2.12$ MeV, une variation de ± 20 keV engendre une différence de ± 15 % dans la valeur calculée du facteur astrophysique, qui reste cependant bien inférieure aux incertitudes statistiques. De plus, la tendance globale n'est que très peu impactée par cette incertitude, et nos discussions portent sur l'évolution du facteur astrophysique vers les basses énergies. La section efficace reste la quantité la plus appropriée pour une étude de la valeur absolue des résultats.

Dans un second temps, nous présenterons les résultats concernant l'évolution globale du rapport d'embranchement entre la voie proton et la voie alpha obtenue à l'aide de nos données.

IV-3.1 Facteur astrophysique

La Fig. IV.10 présente le facteur astrophysique sommé sur les voies proton et alpha obtenu au cours de cette analyse. La somme de ces deux contributions a été effectuée jusqu'à $E_{\text{cm}} = 2.76$ MeV seulement car, pour les deux dernières énergies investiguées au cours de nos expériences, des valeurs limites soit pour la voie proton, soit pour la voie alpha ont été extraites. Ces dernières ne peuvent donc pas être sommées directement. L'objectif est ici de pouvoir comparer nos données avec celles obtenues récemment par Jiang *et al.* [20] (points noirs) sur la même plage en énergie et par la même technique de mesure, mais avec un dispositif expérimental différent, que nous avons détaillé dans la Sect. II-3.2. Dans la Réf. [20], seul le facteur astrophysique total est publié, et les rapports d'embranchement proton et alpha ne peuvent donc pas être comparés de façon immédiate.

Comme nous pouvons le constater sur la Fig. IV.10, pour les énergies communes, un bon accord est obtenu entre nos résultats et ceux de Jiang *et al.* [20]. Ceci démontre la fiabilité de la mesure de la section efficace de fusion $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ à l'aide de la méthode des coïncidences, quand bien même différents types de détecteurs γ sont utilisés.

Sur ce graphique, les modèles de Fowler [21] (pointillé magenta) et suppression de la fusion [20] (pointillé rouge) sont également présentés. La conclusion de l'expérience de Jiang *et al.* [20] est que ce dernier modèle tend à mieux décrire leurs données, et qu'un maximum dans le facteur astrophysique autour de $E_{\text{cm}} = 3.68$ MeV semble être observé, marquant l'énergie à laquelle l'effet de suppression de la fusion intervient dans la réaction $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$.

D'après les résultats de STELLA présentés sur le graphique de la Fig. IV.10, il apparait difficile de confirmer ou d'infirmer cette conclusion. En revanche, l'étude séparée du facteur astrophysique de la voie proton et alpha tend à montrer que le modèle de suppression de

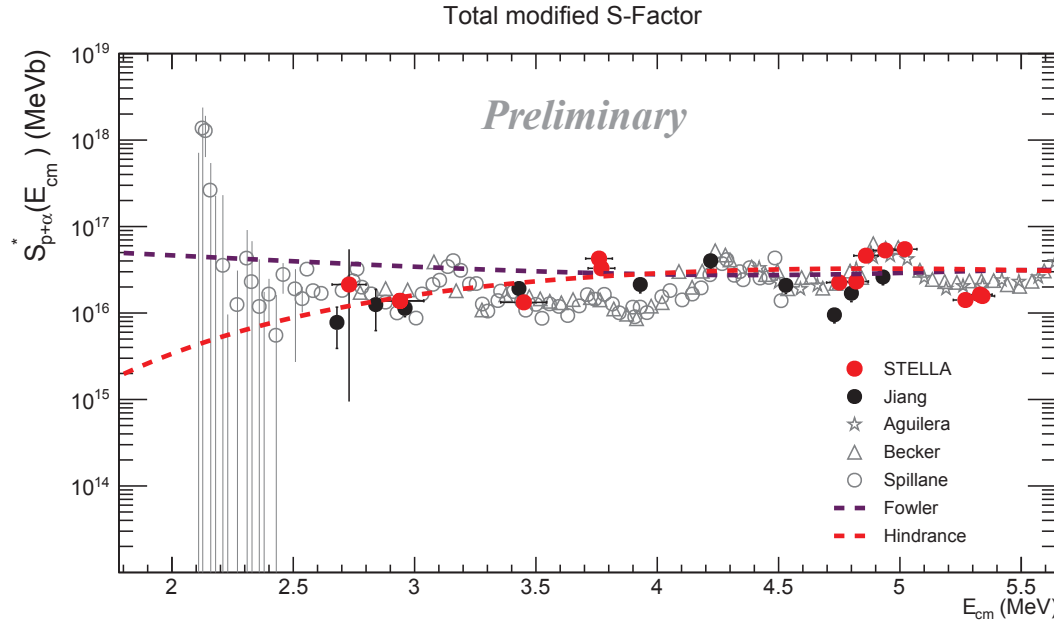


FIGURE IV.10 – Facteur astrophysique modifié sommé sur les voies proton et alpha obtenu avec STELLA (points rouges). Comparaison avec les données issues des Réfs. [13, 18–20] et les modèles de Fowler [21] et de suppression de la fusion [20]. Seules les incertitudes statistiques sont montrées pour nos résultats, et les barres horizontales représentent l'épaisseur de la cible, et non une erreur, la mesure étant placée à la position correspondante à l'énergie du faisceau au centre de cette dernière.

la fusion, sans effet de résonance, n'est pas à même de décrire au mieux nos données à basse énergie. Ces résultats sont visibles sur les graphiques de la Fig. IV.11 pour le facteur astrophysique α (en haut) et proton (en bas).

Les modèles théoriques de Fowler [21] et de suppression de la fusion [20] décrivent la section efficace totale de fusion $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$. Afin de pouvoir les comparer séparément aux données proton et alpha, il est donc nécessaire de les corriger par les rapports d'embranchement entre ces deux voies de sortie. Dans les calculs d'évolution stellaire de Pignatari *et al.* [55] décrits dans la Sect. I-2.3.1, la contribution à la voie alpha représente 65% de la section efficace totale, contre 35% pour la voie proton, sur toute la plage en énergie étudiée avec STELLA. Ces rapports d'embranchements sont une convention théorique utilisée dans la Réf. [55], basée sur l'étude des données des expériences de physique nucléaire. Suivant cette convention utilisée dans les calculs d'évolution stellaire, les résultats des modèles de Fowler et de suppression de la fusion ont été ainsi multipliés par 0.65 et 0.35 afin de les comparer aux données alpha et proton, respectivement.

Pour rappel, sur les graphiques de la Fig. IV.11, les positions en énergie des fenêtres de Gamow pour des températures stellaires $T = 0.9 \text{ GK}$ ($E_0 = 2.25 \pm 0.48 \text{ MeV}$) et $T = 0.5 \text{ GK}$ ($E_0 = 1.5 \pm 0.3 \text{ MeV}$) sont représentées par les cadres noirs. Ces températures sont typiques des intérieurs stellaires pour des étoiles de masse $M = 25 M_{\odot}$ et $M = 8/10 M_{\odot}$, respectivement. Les dernières mesures obtenues avec STELLA se situent au cœur de la fenêtre de Gamow pour les étoiles de masse $M = 25 M_{\odot}$.

Comme nous pouvons le constater sur la Fig. IV.11, une augmentation du facteur astrophysique est observée à la fois dans les voies proton et alpha pour $E_{\text{cm}} < 3 \text{ MeV}$, cette

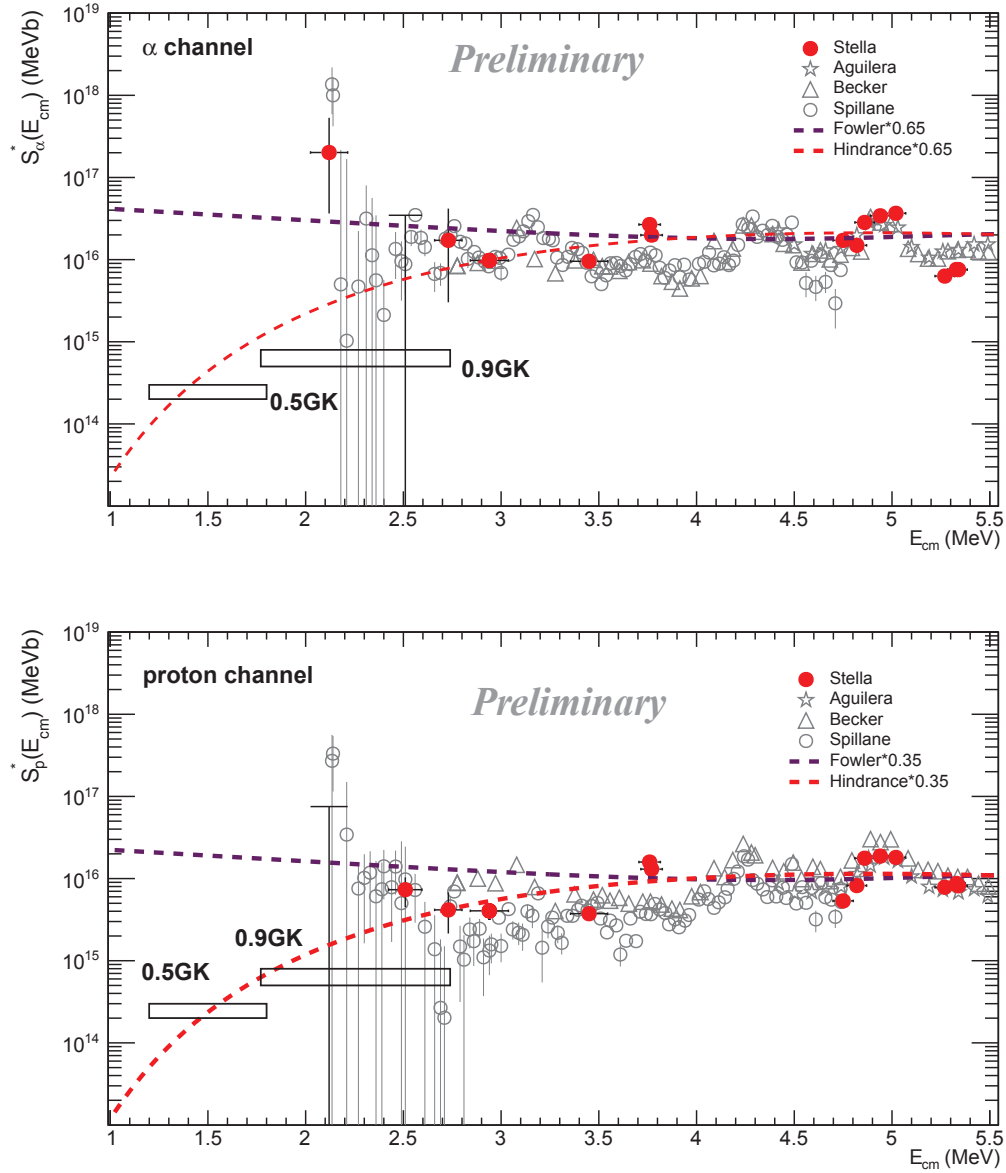


FIGURE IV.11 – Facteurs astrophysiques modifiés alpha (haut) et proton (bas) obtenus avec STELLA (points rouges). Comparaison avec les données issues des Réfs. [13, 18, 19] et les modèles de Fowler [21] et de suppression de la fusion [20], corrigés des rapports d'embranchement comme expliqué dans le texte. Les deux rectangles noirs indiquent la position de la fenêtre de Gamow pour des températures stellaires $T = 0.9$ GK ($E_0 = 2.25 \pm 0.48$ MeV) et $T = 0.5$ GK ($E_0 = 1.5 \pm 0.3$ MeV). Seules les incertitudes statistiques sont montrées pour nos résultats, et les barres horizontales représentent l'épaisseur de la cible, et non une erreur, la mesure étant placée à la position correspondante à l'énergie du faisceau au centre de cette dernière.

hausse étant bien plus marquée dans la voie α . Dans les deux cas, cet accroissement du facteur astrophysique ne paraît pas être en accord avec la paramétrisation de la suppression de la fusion dans le système $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ dérivée par Jiang *et al.* [20]. Une collaboration avec l'équipe de C. Simenel *et al.* (Australian National University - Canberra) est en cours afin d'évaluer l'impact de la suppression de la fusion dans le système $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ à l'aide de calculs Hartree-Fock dans lesquels le principe de Pauli est explicitement incorporé, comme nous l'avons introduit dans la Sect. I-2.2. Nous pouvons également mentionner que, à l'heure actuelle, les modèles de suppression de la fusion ne tiennent pas compte de la présence d'éventuelles résonances. Il serait intéressant de calculer l'influence de ces dernières sur l'évolution du modèle à basse énergie, afin de comparer aux données expérimentales.

À $E_{\text{cm}} = 2.14$ MeV, une résonance prononcée a été proposée par Spillane *et al.* [13] dans la voie α uniquement. Nos résultats semblent bien indiquer une augmentation plus marquée dans la valeur du facteur astrophysique pour la voie alpha, mais la force de cette éventuelle résonance n'apparaît pas aussi élevée dans nos données. Une comparaison plus précise pourra être réalisée par la suite, lorsque nos données seront corrigées de leur position en énergie.

Il est important de mentionner que l'analyse effectuée avec STELLA pour les trois dernières mesures, où de faibles taux de comptage sont attendus, conduit à des résultats avec un intervalle de confiance de 68.27% (*i.e.* $\pm 1\sigma$) construit de façon consistante. Cette redéfinition de l'intervalle de confiance statistique sur la mesure permet notamment de se borner aux régions physiquement autorisées. Ceci n'est pas nécessairement le cas pour les données d'expériences précédentes, comme celles de Spillane *et al.* [13] par exemple. En effet, pour l'éventuelle résonance observée dans la voie α à $E_{\text{cm}} = 2.14$ MeV, le spectre obtenu après soustraction du bruit de fond ambiant présente de nombreux contenus négatifs (voir Fig. 2 de la Réf. [13]), sans qu'une analyse statistique particulière dans ce cas de figure ne soit détaillée. Il apparaît pourtant crucial de pouvoir comparer de façon fiable et consistante l'ensemble des données collectées pour ce type de mesure afin de contraindre au mieux l'évolution des différentes extrapolations théoriques. Il est à noter que, pour effectuer ce type d'analyse, le taux de bruit de fond doit être faible et doit pouvoir être estimé de façon claire. L'utilisation des coïncidences est alors un moyen fiable et approprié pour y parvenir. De plus, l'emploi d'un système d'acquisition sans déclenchement temporel, comme celui développé pour STELLA, permet également d'optimiser après expérience la fenêtre temporelle pour la construction des coïncidences, donnant lieu à un meilleur contrôle des différentes étapes de l'estimation du bruit de fond.

IV-3.2 Rapports d'embranchement

Dans les calculs d'évolution stellaire, le rapport d'embranchement proton et alpha est un paramètre important. En effet, comme nous l'avons vu dans la Sect. I-1.3.3, les protons et les alphas sont les produits primaires de la combustion du carbone, et les interactions secondaires entre ces deux particules et les éléments chimiques composant le milieu stellaire gouvernent ensuite l'évolution globale de l'étoile. Il apparaît donc important de connaître la fraction de la section efficace $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ dans les voies proton et α . Les valeurs standard utilisées par Pignatari *et al.* [55] sont de 65% pour la voie α et de 35% pour la voie proton. Il a été montré dans cette étude que l'influence de la variation de ces rapports d'embranchement n'est pas négligeable, et se répercute en particulier sur le taux

de neutrons produits [55].

Le graphique de Fig. IV.12 présente les rapports d'embranchement de la voie alpha (rouge) et proton (bleu) déterminés avec nos données, en comparaison des valeurs utilisées par Pignatari *et al.* [55] (pointillé noir). L'objectif est de discuter ici l'évolution globale des rapports $\sigma_\alpha/\sigma_{\text{tot}}$ et $\sigma_{\text{proton}}/\sigma_{\text{tot}}$, et les incertitudes statistiques, très élevées pour la dernière énergie, ne sont donc pas montrées.

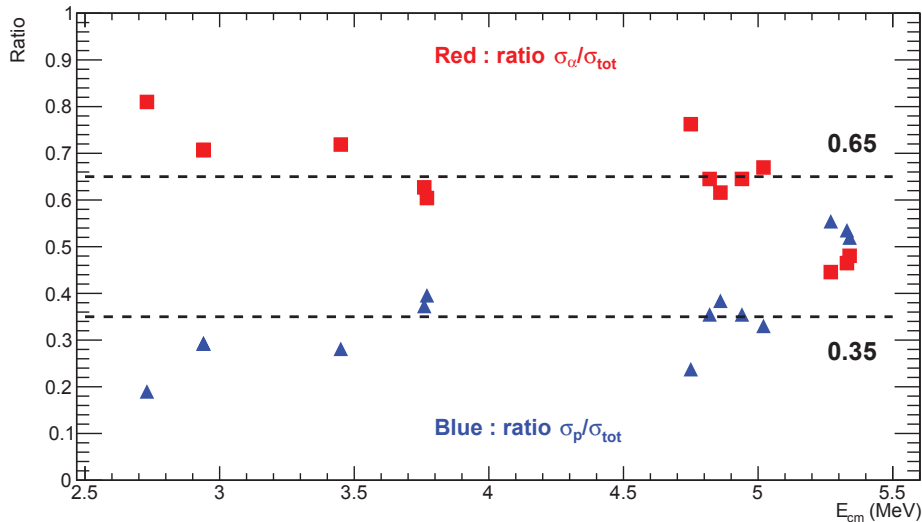


FIGURE IV.12 – Évolution globale des rapports $\sigma_\alpha/\sigma_{\text{tot}}$ (rouge) et $\sigma_{\text{proton}}/\sigma_{\text{tot}}$ (bleu) obtenue avec STELLA. Les lignes en pointillés noirs présentent les valeurs standards utilisés par Pignatari *et al.* [55] : 0.65 pour la voie α et 0.35 pour la voie proton.

- Entre $E_{\text{cm}} = 5$ MeV et $E_{\text{cm}} = 3.7$ MeV, les rapports extraits avec STELLA sont en assez bon accord avec les valeurs standards utilisées par Pignatari *et al.* [55]. Dans notre étude, cette identification est également renforcée par la discrimination entre proton et alpha que nous avons détaillée dans la Sect. III-3.2. Ces résultats sont également en accord avec les données de Aguilera *et al.* [19] dans lesquelles un rapport autour de 0.65 et 0.35 pour les voies alpha et proton, respectivement, est observé. Les rapports d'embranchement de Becker *et al.* [18] oscillent entre 0.65/0.5 pour la voie alpha, et 0.35/0.5 pour la voie proton sur la gamme d'énergie présentée sur la Fig. IV.12.

- Pour $E_{\text{cm}} \leq 3.5$ MeV, la tendance qui se dégage est un peuplement encore plus important de la voie alpha en comparaison de la voie proton. Comme nous l'avons déjà remarqué sur la Fig. IV.11, la voie α semble également être favorisée à la plus basse énergie d'interaction $E_{\text{cm}} = 2.12$ MeV, même si ces observations sont à nuancer aux vues des incertitudes statistiques sur les mesures.

Néanmoins, il est intéressant de mentionner les éventuelles origines de cette augmentation de la voie alpha. Une possibilité est le peuplement, autour de ces énergies, d'états très déformés. Si la structure de ces états présente une forme en agrégat de type $\alpha + {}^{20}\text{Ne}$, alors la voie de sortie α pourrait être fortement privilégiée. Cet effet serait différent des structures à plus haute énergie d'interaction, où l'ensemble de voies sont impactées, caractéristique du peuplement d'un état résonant moléculaire de type ${}^{12}\text{C}-{}^{12}\text{C}$ dans le ${}^{24}\text{Mg}$.

On peut mentionner en ce sens les calculs de Kimura *et al.* [114], qui prédisent, à l'aide de la dynamique moléculaire antisymétrisée (AMD - *antisymmetrised molecular dynamics*), l'émergence d'agrégats $\alpha + {}^{20}\text{Ne}$ dans le ${}^{24}\text{Mg}$ autour d'une énergie d'excitation de 10 MeV, où une forte incertitude sur la localisation exacte est à noter. Dans notre cas, la zone explorée se situe aux alentours de $E_{\text{ex}} \approx 16$ MeV, et il serait intéressant de savoir si ces états persistent dans cette région. À noter également la présence d'états déformés $2\alpha + {}^{16}\text{O}$ dans les résultats de la Réf. [114], qui pourraient également influencer la réaction ${}^{12}\text{C} + {}^{12}\text{C}$. La région en énergie investiguée dans notre étude se situe proche du seuil d'émission de ces constituants, qui est de 14.04 MeV, énergie minimale requise pour la formation de ce type d'agrégat [35].

Ces résultats pourraient également influencer les calculs d'évolution stellaire si cette augmentation tend à se confirmer à encore plus basse énergie d'interaction et donc au cœur de la fenêtre de Gamow pour les étoiles de masse intermédiaire, $E_0 = 1.5 \pm 0.3$ MeV.

Conclusion et perspectives

Ce travail de thèse a consisté en la mesure de la section efficace de fusion $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ aux énergies en dessous de la barrière de Coulomb, $E_C = 6.6$ MeV dans ce système. L'objectif final était de se rapprocher au plus près des énergies d'intérêt astrophysique, $E_{\text{cm}} < 2$ MeV pour la phase de combustion du carbone au cœur des étoiles de masse entre 8 et 10 M_{\odot} . Pour ce faire, une nouvelle station de mesure, STELLA (*STELLar LABoratory*), a été développée et construite au sein de l'Institut Pluridisciplinaire Hubert Curien (CNRS - Strasbourg). La technique de mesure employée est la détection en coïncidence des particules chargées et des γ issus de la fusion $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$, dans le but de réduire drastiquement les diverses sources de bruit de fond, dominantes à très basse énergie d'interaction.

Un ensemble de détecteurs annulaires au silicium a permis la mesure des particules chargées, et l'utilisation d'une trentaine de détecteurs à scintillation $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ provenant de la collaboration UK FATIMA (*FAst TIMing Array*) ont servi à la détection des γ .

Un système de cible tournante a été conçu au sein de notre Institut, pour permettre l'irradiation de cibles minces de carbone à des intensités de faisceau > 1 μA pendant plusieurs jours.

Au moment de dresser le bilan de ces premières campagnes de mesures, nous pouvons rappeler que le dispositif expérimental STELLA n'était qu'un projet au début de cette thèse. J'ai ainsi pris une part active dans le développement et l'optimisation de ce dispositif, aboutissant à une construction et une installation réussie à l'automne 2016 auprès de l'accélérateur Andromède (IPN Orsay - France). Les premières prises de données ont été effectuées dans la continuité, et les résultats obtenus ont permis de valider le montage final de STELLA, avec l'extraction de sections efficaces de fusion autour de $E_{\text{cm}} = 5$ MeV en très bon accord avec les précédentes mesures.

Le système de synchronisation des acquisitions et la méthode de construction des coïncidences se sont montrés remarquablement stables et performants, permettant ainsi d'effectuer de longues prises de données à très basse énergie de façon fiable. Nous avons, avec succès, étendu les mesures à l'aide de la méthode des coïncidences jusqu'à $E_{\text{cm}} = 2.12$ MeV, au cœur de la fenêtre de Gamow pour la phase de combustion du carbone dans les étoiles de masse initiale $M = 25 M_{\odot}$. Pour ces derniers points, les cibles tournantes développées pour notre projet ont supporté des intensités de faisceau allant jusqu'à ~ 2 μA pendant plusieurs jours. Pour l'extraction des très faibles sections efficaces ($<$ à quelques nanobarn), une méthode statistique a été utilisée afin d'obtenir des résultats cohérents vers la fenêtre de Gamow, garantissant également la validité des intervalles de confiance pour nos mesures. Le très bon contrôle du bruit de fond dans notre expérience est un paramètre clé pour l'utilisation de cet outil d'analyse.

Aux basses énergies, une augmentation du facteur astrophysique a été observée, ce qui ne confirme pas, dans la gamme explorée, le modèle de suppression de la fusion sans résonance dérivé par Jiang *et al.* [46]. Celui-ci semblait être favorisé dans une expérience

récente [20], où la dernière mesure se situe à $E_{\text{cm}} = 2.68$ MeV.

Dans notre étude, nous avons effectué un ensemble de mesures à $E_{\text{cm}} = 2.12$ MeV, pour tenter de confirmer ou d'infirmer la résonance controversée proposée par Spillane *et al.* [13] autour de cette énergie. Une hausse plus marquée dans la voie α a effectivement été observée avec STELLA, mais la force de cette augmentation de la section efficace semble plus modérée. Des calculs théoriques de type AMD¹ pour la structure nucléaire en agrégat seront conduits afin de pouvoir comparer avec nos résultats, et l'influence dans les calculs d'évolution stellaire fera l'objet de prochaines collaborations avec les groupes des universités de Keele (UK), Bâle (Suisse) et de l'observatoire de Strasbourg. Un projet de calculs d'hydrodynamique 3D pour l'évolution stellaire est ainsi en préparation.

Le développement du dispositif expérimental STELLA a fait l'objet d'un article technique récent [92], et les premières données ont été présentées dans plus d'une dizaine de conférences internationales. Les résultats finaux obtenus au cours de cette thèse seront publiés prochainement, l'article étant en cours de préparation.

Ces résultats ont été obtenus quand bien même toutes les possibilités offertes par STELLA n'ont pas été encore pleinement exploitées. Par exemple, l'un des détecteurs de particules placé au plus proche de la cible nécessite de nouveaux développements techniques afin de pouvoir fonctionner sous faisceau. Son utilisation permettrait une meilleure couverture angulaire et une augmentation de l'efficacité de détection.

Les cibles tournantes se sont avérées être un outil précieux dans l'exploration des très faibles sections efficaces. Ces dernières ont remarquablement bien supporté de fortes intensités de faisceau. De surcroît, aucun épaissement notable n'a été observé *a posteriori*. Durant cette première campagne, des intensités de faisceau aux alentours de $2 \mu\text{A}$ ont été utilisées sur des cibles tournant avec une vitesse maximale de ~ 200 rpm. Par la suite, en exploitant la pleine vitesse de rotation des cibles à ~ 1000 rpm et en optimisant les paramètres du faisceau, des intensités bien plus élevées pourraient être utilisées, ce qui pourrait considérablement améliorer le rapport signal à bruit.

Comme nous l'avons détaillé dans la Sect. IV-2, les mesures de la section efficace vers les très basses énergies reposent sur une évaluation du bruit de fond attendu dans la fenêtre de coïncidence. Cette étude a permis de mettre en lumière les principales causes de ce bruit de fond. Une source importante provient de l'activité intrinsèque des détecteurs $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$, qui produit de forts taux de comptage de diffusion Compton, autour de $E_\gamma = 440$ keV notamment. Pour le futur, une possibilité serait d'utiliser un autre type de scintillateur comme les détecteurs CeBr_3 . Ces derniers présentent des avantages similaires en terme d'efficacité, de résolution énergétique et temporelle [107], sans contenir d'isotopes radioactifs responsables de l'activité intrinsèque. L'incorporation de ces détecteurs dans notre dispositif expérimental nécessite toutefois des études techniques poussées ainsi qu'un effort de financement important.

Ce travail de thèse et le dispositif expérimental développé au sein de notre institut ouvrent également la voie vers de nouvelles études aussi bien pour la partie physique que pour la technique de mesure :

- Comme nous l'avons mentionné dans la Sect. IV-1.3, toutes les résonances dans le sys-

1. AMD : *Antisymmetrised Molecular Dynamics* - Dynamique Moléculaire Antisymmétrisée

tème $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ ne sont pas forcément connues et bien caractérisées. Par exemple, une augmentation de la section efficace à $E_{\text{cm}} = 3.76$ MeV a été mesurée avec STELLA (voir Fig. IV.4), en accord avec une récente publication [112], suggérant une éventuelle résonance à cette énergie. Il serait alors intéressant de pouvoir mener des expériences complémentaires afin de contraindre au mieux leur position en énergie, leur largeur et leur spin. Pour obtenir le spin de ces états résonants, la méthode est la mesure des distributions angulaires des particules chargées, ce qui nécessite des développements instrumentaux supplémentaire autour de STELLA, notamment pour augmenter la couverture angulaire des détecteurs au silicium.

- Lorsque de fortes intensités de faisceau sont utilisées, les détecteurs au silicium employés pour la mesure du faisceau diffusé par la cible ne résistent que très peu de temps aux forts taux de comptage. Dans notre expérience, des informations qualitatives, sur la tenue des cibles par exemple, ont pu être extraites, mais l'étude quantitative pour la normalisation de la section efficace de fusion nécessite une analyse plus poussée. D'autres types de détecteurs, développés par la collaboration STELLA à l'université de York (UK), ont été testés. Des scintillateurs YAP (Yttrium-Aluminium-Perovskite) couplés à un photomultiplicateur au silicium ont été montés sur notre expérience. Ces détecteurs sont connus pour leurs propriétés de résistance aux rayonnements et leur excellente résolution temporelle, et représentent donc une alternative sérieuse à l'utilisation des silicium à barrière de surface pour ce type de mesure. Les premiers tests sont très positifs, bien que des développements sur l'alimentation et le traitement du signal des photomultiplicateurs au silicium soient à réaliser pour une utilisation optimale.

- Les très bons résultats obtenus par STELLA dans le système $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ montrent qu'il est possible d'étendre ce type de mesures vers d'autres systèmes d'intérêt majeur en astrophysique, comme $^{12}\text{C} + ^{16}\text{O}$ et $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$ par exemple. Cette dernière réaction est en effet l'étape suivante de l'évolution stellaire après la combustion du carbone, et peut influencer la composition chimique des étoiles qui vont suivre un scénario explosif. En ce sens, une proposition d'expérience de mesure de la section efficace $^{12}\text{C} + ^{16}\text{O}$ avec STELLA a été soumise et acceptée auprès de l'accélérateur Andromède, et devrait se dérouler dans les prochains mois.

Bibliographie

- [1] G. Gamow. *Zeitschrift fur Physik*, 51, page 204, 1928. 7
- [2] H. Bethe. *Phys. Rev.*, 55, page 434, 1939. 7
- [3] G. Burbidge, M. Burbidge, W. Fowler, and F. Hoyle. *Rev. of Mod. Phys.*, 29, page 547, 1957. 7
- [4] F. Hoyle *et al.* *Phys. Rev.*, 92, page 1095, 1953. 7, 16
- [5] F. Hoyle. *Astrophys. J. Suppl.*, 1, page 121, 1954. 7, 16
- [6] http://chandra.harvard.edu/edu/formal/stellar_ev/story/index3.html. 11
- [7] C.E. Rolfs and W.S. Rodney. *Cauldrons in the Cosmos. The University of Chicago Press*, 1988. 12, 16
- [8] C. Iliadis. *Nuclear Physics of Stars - Second, Revised and Enlarged Edition. Wiley-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA*, 2015. 13, 15, 17, 18, 20, 22, 24, 42
- [9] M. Chernykh *et al.* *PRL*, 98, page 032501, 2007. 16
- [10] E. Epelbaum *et al.* *PRL*, 109, page 252501, 2012. 16
- [11] D.J. Marín-Lámbarri *et al.* *PRL*, 113, page 012502, 2014. 16
- [12] M.D. High and B. Cujec. *NPA*, 282, page 181, 1977. 19, 47, 50
- [13] T. Spillane *et al.* *PRL*, 98, page 122, 2007. 20, 21, 39, 50, 51, 52, 64, 97, 146, 147, 156, 158, 159, 160, 164
- [14] A. Tumino *et al.* *Nature*, 557, pages 687–690, 2018. 20, 44
- [15] A. Mukhamedzhanov *et al.* <https://arxiv.org/abs/1806.05921>. 2018. 20, 44
- [16] A. Mukhamedzhanov *et al.* <https://arxiv.org/abs/1806.08828>. 2018. 20, 44
- [17] M. Mazarakis *et al.* *PRC*, 7, page 1280, 1973. 21, 48, 116
- [18] H.W. Becker *et al.* *ZPA*, 303, page 305, 1981. 21, 48, 49, 51, 115, 116, 138, 139, 140, 146, 147, 156, 158, 159, 161
- [19] E.F. Aguilera *et al.* *PRC*, 73, page 064, 2006. 21, 50, 146, 147, 156, 158, 159, 161
- [20] C.L. Jiang *et al.* *PRC*, 97, page 012801(R), 2018. 21, 57, 64, 157, 158, 159, 160, 164
- [21] W.A. Fowler *et al.* *Annu. Rev. Astron. Astrophys.*, 13, page 69, 1975. 21, 23, 38, 39, 41, 43, 64, 157, 158, 159
- [22] G.J. Michaud *et al.* *PRC*, 1, page 864, 1970. 21
- [23] G.R. Caughlan *et al.* *At. Data Nucl. Data Tables*, 40, page 284, 1988. 21, 38, 39, 41, 43
- [24] H. Spinka *et al.* *NPA*, 233, pages 456–494, 1974. 23
- [25] G. Hulke *et al.* *ZPA*, 297, pages 161–183, 1980. 23
- [26] S.-C. Wu *et al.* *NPA*, 422, pages 373–396, 1984. 23

- [27] J. Thomas *et al.* *PRC*, 33, page 1679, 1986. 23
- [28] C. L. Jiang *et al.* *PRC*, 75, page 015803, 2007. 23, 39, 43
- [29] C. Ouellet *et al.* *Nuclear Data Sheets*, 112, page 2199, 2011. 24
- [30] S. Goriely *et al.* *The Astrophys. Journ. Letters*, 738, page L32, 2011. 25
- [31] J.J. Mendoza-Temis *et al.* *PRC*, 92, page 055805, 2015. 25
- [32] D.A. Bromley *et al.* *PRL*, 4, page 365, 1960. 25, 49
- [33] E. Almqvist *et al.* *PRL*, 4, page 515, 1960. 25, 26, 48
- [34] E. Vogt *et al.* *PRL*, 4, page 518, 1960. 27
- [35] K. Ikeda *et al.* *Prog. Theor. Phys. Suppl.*, E68, page 464, 1968. 27, 28, 162
- [36] V.M. Datar *et al.* *PRL*, 94, page 122502, 2005. 27
- [37] V.M. Datar *et al.* *PRL*, 111, page 062502, 2013. 27
- [38] J.-P. Ebran *et al.* *Nature*, 487, page 341, 2012. 27
- [39] J.-P. Ebran *et al.* *PRC*, 90, page 054329, 2014. 27, 29
- [40] G.A. Lalazissis *et al.* *PRC*, 71, page 024312, 2005. 27
- [41] F. Haas *et al.* *Il Nuovo Cimento*, 110A, page 989, 1997. 28
- [42] H. Esbensen *et al.* *PRC*, 84, page 064613, 2011. 30, 64
- [43] C.L. Jiang *et al.* *PRL*, 110, page 072701, 2010. 30, 31, 64
- [44] M. Beckerman. *NPA*, 278, pages 333–356, 1977. 30
- [45] F. Haas *et al.* *PRL*, 46, page 1667, 1981. 32
- [46] C.L. Jiang *et al.* *PRC*, 79, page 044601, 2009. 32, 37, 38, 163
- [47] C.L. Jiang *et al.* *NPA*, 834, pages 615c–620c, 2010. 32
- [48] C.L. Jiang *et al.* *PRL*, 93, page 012701, 2004. 32, 33
- [49] Ş. Mişicu *et al.* *PRL*, 96, page 112701, 2006. 32, 34, 35
- [50] C. Simenel *et al.* *PRC*, 95, page 031601(R), 2017. 34, 36
- [51] A.M. Stefanini *et al.* *PLB*, 679, page 95, 2009. 34
- [52] Ş. Mişicu *et al.* *PRC*, 75, page 034606, 2007. 37
- [53] C.L. Jiang *et al.* *PRL*, 113, page 022701, 2014. 38
- [54] G. Montagnoli *et al.* *PRC*, 97, page 024610, 2018. 37, 39
- [55] M. Pignatari *et al.* *The Astrophys. J.*, 762, pages 31–54, 2013. 39, 40, 41, 158, 160, 161
- [56] L. R. Gasques *et al.* *PRC*, 76, page 035802, 2007. 39, 41, 43
- [57] M.S. Basunia *et al.* *Nuclear Data Sheets*, 134, page 1, 2016. 39
- [58] W.A. Mahoney *et al.* *The Astrophys. J.*, 262, pages 742–748, 1982. 39
- [59] W.A. Mahoney *et al.* *The Astrophys. J.*, 286, pages 578–585, 1984. 39
- [60] E. Browne *et al.* *Nuclear Data Sheets*, 114, page 1849, 2013. 39
- [61] K. Knie *et al.* *PRL*, 83, page 18, 1999. 39
- [62] K. Knie *et al.* *PRL*, 93, page 171103, 2004. 39
- [63] A. Wallner *et al.* *Nature*, 532, page 69, 2016. 39
- [64] L. Fimiani *et al.* *PRL*, 116, page 151104, 2016. 39
- [65] M. Limongi *et al.* *The Astrophys. J.*, 647, pages 483–500, 2006. 41

- [66] O. Straniero *et al.* *J. Phys. : Conf. Ser.*, 665, page 012008, 2016. 41, 42
- [67] M. Asplund *et al.* *Ann. Rev. of Astron. and Astrophys.*, 47, pages 481–522, 2009. 41
- [68] R.L. Cooper *et al.* *The Astrophys. J.*, 702, pages 660–671, 2009. 42, 43
- [69] E. Bravo *et al.* *Astron. and Astrophys.*, 535, page A114, 2011. 42
- [70] D.R. Tilley *et al.* *NPA*, 636, page 239, 1998. 47, 126, 128
- [71] R.B. Firestone. *Nuclear Data Sheets*, 108, page 239, 1998. 47, 57, 59, 126, 128
- [72] L.J. Patterson *et al.* *The Astrophys. J.*, 157, page 367, 1969. 48, 157
- [73] F.I. Dalidchik *et al.* *Nucl. Phys.*, 58, page 145, 1963. 49, 70
- [74] K.-U. Kettner *et al.* *PRL*, 38, page 337, 1977. 50, 51
- [75] L.R. Barron-Palos *et al.* *NPA*, 779, page 218, 2006. 50
- [76] G.J. Michaud *et al.* *PRC*, 5, page 350, 1972. 50
- [77] J. Zickefoose. Thesis : " $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ Fusion : Measurement and Advances Toward the Gamow Energy". *U. Connecticut*, 2010. 51
- [78] U. Greife *et al.* *NIMA*, 350, pages 327–337, 1994. 52
- [79] LUNA Newsletter – Déc. 2016. <https://luna.lngs.infn.it/images/Newsletters/luna-newsletter-issue-1-smallpdf.pdf>. 52
- [80] Gammasphere – ANL – USA. <http://www.phy.anl.gov/gammasphere/>. 54
- [81] I.Y. Lee. *NPA*, 520, page 641c, 1990. 54
- [82] Catalogue Micron Semiconductor Ltd. <http://www.micronsemiconductor.co.uk/silicon-detector-catalogue/>. 54
- [83] ATLAS facility – ANL – USA. <http://www.phy.anl.gov/atlas/facility/>. 56
- [84] C.L. Jiang *et al.* *NIMA*, 682, page 012, 2012. 57
- [85] R. Bass. Nuclear Reactions with Heavy Ions. *Springer-Verlag, Berlin - Heidelberg - New-York*, 1980. 58, 115
- [86] National Institute of Standard and Technologies – Physical Measurement Laboratory – USA. <http://www.nist.gov/pml/data/star/index.cfm>. 58, 106, 107, 136
- [87] G. Blondiaux *et al.* *NIMA*, 277, pages 19–23, 1984. 65, 70, 77, 133, 135, 136
- [88] M.J.F. Healy. *NIMB*, 129, pages 130–136, 1997. 65, 78, 133, 134, 136
- [89] O.J. Roberts *et al.* *NIMA*, 647, page 91, 2014. 65, 79
- [90] Projet ANDROMEDE – Orsay – France. <http://ipnwww.in2p3.fr/ANDROMEDE>. 66
- [91] M.J. Eller *et al.* *NIMB*, 365, page 367370, 2015. 66, 96
- [92] M. Heine *et al.* *NIMA*, 903, pages 1–7, 2018. 66, 76, 79, 83, 84, 87, 164
- [93] UHV Design Ltd. <https://www.uhvdesign.com/>. 77
- [94] P.H. Regan. *Rad. Phys. and Chem.*, 116, page 38, 2005. 79, 80, 118
- [95] P.H. Regan. *Private Communication - Talk at the HIA Symposium*, 2013. 80
- [96] B.D. Milbrath *et al.* *NIMA*, 547, page 504, 2005. 79
- [97] J. Chen. *Nuclear Data Sheets*, 146, 1, 2017. 79
- [98] MIDAS. <http://npg.dl.ac.uk/MIDAS/>. 80
- [99] F.G. Quarati *et al.* *NIMA*, 683, page 46, 2012. 85
- [100] M.M. Bé *et al.* Table of radionuclides. *Monographie BIPM*, 5, 2010. 85

-
- [101] R.D. Deslattes *et al.* Table of radionuclides. *Rev. Mod. Phys.*, 75, page 35, 2003. 85
- [102] M. Heine *et al.* *Journal of Physics : Conference Series*, 763, page 012005, 2016. 85, 86
- [103] M. Pesaresi *et al.* *Journ. of Instr.*, 10, page C03036, 2015. 93
- [104] V.T. Jordanov *et al.* *NIMA*, 345, page 337, 1994. 94
- [105] P. Vichoudis *et al.* *Journ. of Instr.*, 5, page C11007, 2010. 95
- [106] O.B.Tarasov and D.Bazin. <http://lise.nsl.msui.edu>. *NIMB*, 266, pages 4657–4664, 2008. 106
- [107] G.F. Knoll. Radiation detection and measurement. *John Wiley & Sons, Inc., 4th edition*, 2010. 106, 118, 164
- [108] W.N. Lennard *et al.* *NIMA*, 248, pages 454–460, 1986. 108
- [109] S. Carboni *et al.* *NIMA*, 664, page 251, 2012. 118
- [110] Intégrateur de courant Ortec. <https://www.ortec-online.com/products/electronics/digital-current-integrator/439>. 131
- [111] K. Shima *et al.* *Atom. Data and Nucl. Data Tables*, 51, pages 173–241, 1992. 131
- [112] J. Zickefoose *et al.* *PRC*, 97, page 065806, 2018. 146, 165
- [113] G.J. Feldman *et al.* *PRD*, 57, page 3873, 1998. 149, 151, 154
- [114] M. Kimura *et al.* *JoP :Conference Series*, 569, page 012005, 2014. 162

Résumé

La réaction de fusion $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ marque un tournant dans l'évolution des étoiles massives. La section efficace présente des résonances jusqu'aux énergies d'intérêt astrophysique, généralement associées à une structure moléculaire dans le ^{24}Mg . Au cours de cette thèse, la section efficace de fusion $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ a été mesurée depuis la barrière de Coulomb jusqu'aux énergies d'intérêt astrophysique. La mesure en coïncidence des particules chargées et des γ a été employée. Un dispositif expérimental, STELLA, a été développé et construit au cours de cette thèse. Il comprend une chambre à réaction, des détecteurs annulaires au silicium, un mécanisme de cibles tournantes, un système de pompage pour vide poussé, un système d'acquisition digital, et une structure pour supporter 36 détecteurs LaBr_3 . STELLA a été installée auprès de l'accélérateur Andromède (Orsay, France) et une série d'expériences fructueuses ont permis d'obtenir des résultats cohérents au cœur de la fenêtre de Gamow pour la phase de combustion du carbone dans les étoiles massives.

Mots-Clés : fusion $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$, section efficace, STELLA, LaBr_3 , coïncidence, cible tournante, résonance, structure nucléaire, fenêtre de Gamow, étoiles massives, rapport d'embranchement

Abstract

The $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ fusion reaction plays a key role in the late evolution of massive stars. Its cross section exhibits strong resonances down to the astrophysical region of interest, often associated with a molecular configuration of the ^{24}Mg nucleus. In this thesis, the $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ fusion cross section has been measured from the Coulomb barrier down to the astrophysical region of interest. The charged particle-gamma coincidence technique has been used. A new experimental setup, STELLA, has been developed and built during this thesis. It is composed of a reaction chamber, a set of annular silicon strip detectors, a rotating target mechanism, an ultra high vacuum system, a digital time-stamped data acquisition system, and a structure that fits 36 LaBr_3 detectors. STELLA has been installed at the Andromède facility (Orsay, France). Successful experiments have been carried out to extract fusion cross sections down to the Gamow window for the carbon burning phase of massive stars.

Keywords : $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ fusion, cross section, STELLA, LaBr_3 , coincidence, rotating target, resonance, nuclear structure, Gamow window, massive stars, branching ratio